



THÈSE / UNIVERSITÉ DE RENNES 1
sous le sceau de l'Université Européenne de Bretagne

pour le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE RENNES I
Mention : Physique

École Doctorale : Sciences de la Matière
présentée par

Kévin LENGLE

préparée à l'unité de recherche FOTON CNRS UMR 6082
Équipe SYSTÈMES PHOTONIQUES/LASERS ET TÉLÉCOMS
U.F.R. S.D.L.M.

**Traitement tout
optique du
signal à base
de composants
à cristaux
photoniques
en matériaux
semi-
conducteurs
III-V**

Thèse soutenue à Lannion
le 19 Juin 2013
devant le jury composé de :

Didier ERASME
TELECOM ParisTech / *Président*

Guang-Hua DUAN
III-V Lab / *Rapporteur*

Laurent VIVIEN
Institut d'Électronique Fondamentale / *Rapporteur*

Abderrahim RAMDANE
Laboratoire de Photonique et de Nanostructures

Jean-Claude SIMON / *Directeur de thèse*

Laurent BRAMERIE / *Co-Directeur de thèse*

à Delphine, à Tom

Unlike lattices of atoms, photonic crystals have structural possibilities limited only by the human imagination. Any shape can be sculpted at the lattice sites

ELI YABLONOVITCH

Integrated circuits that combine conventional electronics and photonic crystals would represent the ultimate limit of optoelectronic miniaturization.

ELI YABLONOVITCH

Remerciements

Je voudrais tout d'abord exprimer ma profonde reconnaissance envers Jean-Claude SIMON, mon directeur de thèse, qui m'a offert l'opportunité de réaliser ces travaux de thèse au sein du laboratoire FOTON. Il a su me faire profiter à la fois de sa vision éclairée dans le domaine de télécommunications optiques et de sa qualité humaine.

Je tiens à remercier Laurent BRAMERIE qui m'a fait découvrir le monde de la recherche. Au cours de ces années, sa grande disponibilité, sa rigueur scientifique, son enthousiasme et ses précieux conseils m'ont permis de travailler dans les meilleures conditions.

Je tiens à remercier les membres du jury : notamment Guang-Hua DUAN et Laurent VIVIEN qui ont accepté d'être rapports de cette thèse, également Abderrahim RAMDANE et Didier ERASME qui m'ont fait l'honneur d'accepter de participer à l'évaluation de mes travaux lors de la soutenance.

Je remercie Mathilde GAY, Marcia COSTA e SILVA, Than Nam NGUYEN, Sébastien LOBO, Eric BORGNE avec qui j'ai obtenu les principaux résultats expérimentaux de ma thèse. J'ai apprécié l'esprit d'équipe dans laquelle j'ai pu travailler avec toutes ces personnes.

Je remercie particulièrement Yannick DUMEIGE pour sa disponibilité, les discussions et son aide précieuse au sujet des modélisations, et Michel et Irène JOINDOT pour la relecture du manuscrit.

Je remercie l'ENSSAT ; petite école qui a tout d'une grande, le sentiment de grande famille entre les étudiants durant mes 3 années passées au sein de cette école. Je tiens d'ailleurs à remercier mes professeurs de la filière optronique, et désormais collègues pour leur enseignement, Pascal BESNARD, Jean-Claude SIMON, Serge MOTTET, Thierry CHARTIER, Jean-Marc GOUJON et Patrice FERON.

Je remercie également tout le personnel administratif : la dream team du secrétariat Réjane ETESSE, Danièle GRAVIOU, Carole PERROT, Nelly VAUCELLE, Catherine DELEN et Catherine DEMIGNY et le personnel technique Stéphane CHEHAYED, Henry L'HER, Robert MADEC, Erwan LE BIGOT, Serge LE FLECHER et Philippe QUEMERAIS.

Je remercie amicalement tous les doctorants et docteurs avec qui j'ai pu avoir de longues discussions au cours de ma thèse : Fausto GOMEZ AGIS, Trung Hien NGUYEN, Nguyet NGO, Quang Trung LE, Yohann LEGUILLON, Alphonse RASOLONIAINA, Kenny HEY

TOW, Duc Minh NGUYEN, Sy Dat LE, Mohamed HIRAOUI.

Je voudrais remercier l'équipe de cruciverbistes du la K'Fet du midi, Alphonse RASO-LONIAINA et Kenny HEY TOW, sans oublier Sandrine MARTIN bien sûr pour sa bonne humeur.

Je remercie tout les membres du projet européen COPERNICUS dans lequel ce sont inscrits ces travaux de thèse et tout particulièrement les partenaires de Thales Research and Technology Alfredo DE ROSSI, Sylvain COMBRIE et Pierre COLMAN, les partenaires CNRS du Laboratoire de Photonique et de Nanostructures Fabrice RAINERI et Rama RAJ et les partenaires de l'Université de Ferrara Gaetano BELLANCA et Stefania MALAGUTI.

Enfin, je remercie toute ma famille et mes amis qui ont su me soutenir tout au long de ma thèse et sans qui je n'aurais sûrement pas menée à bien cette aventure, avec une pensée spéciale pour ma femme Delphine.

Liste Alphabétique des Acronymes

- a : Période du réseau
- AlGaAs : Arséniure de Gallium-Aluminium
- ASK : Amplitude-Shift Keying
- AWG : Arrayed Waveguide Grating
- PRBS : Pseudo-Random Binary Sequence
- CCD : Charge-Coupled Device
- CMOS : Complementary Metal Oxide Semiconductor
- CMT : Coupled Mode Theory
- CNRS : Centre National de la Recherche Scientifique
- COPERNICUS : Compact Otdm/wdm oPtical rEceiveRs based on photoNic crystal Integrated CircUitS
- CP : Contrôleur de polarisation
- CPh : Cristaux Photoniques
- DBP : Delay Bandwidth Product
- DFG : Difference-Frequency Generation
- D(Q)PSK : Differential (Quadrature) Phase-Shift Keying
- DTU : Danmarks Techniske Universitet
- EDFA : Erbium-Doped Fiber Amplifier
- EIT : Electromagnetically Induced Transparency
- erfc : Fonction erreur complémentaire
- ETDM : Electrical Time Domain Multiplexing
- FDTD : Finite Difference Time Domain
- FEC : Forward Error Correction
- FOTON : Fonctions Optiques pour les Technologies de l'information
- FWHM : Full-Width at Half Maximum
- FWM : Four-Wave Mixing
- GaAs : Arséniure de Gallium
- GaInP : Phosphure d'Indium-Gallium
- GaN : Nitrure de Gallium
- GaP : Phosphure de Gallium
- GBP : Group index Bandwidth Product
- Gradhyp : Gradient Hyperbolique
- GSH : Génération de Seconde Harmonique
- GVD : Group Velocity Dispersion
- InGaAsP : Phosphure d'Arsenic d'Indium et de Gallium
- IMEC : Institut de Micro-Électronique et Composants
- LAN : Local Area Network
- LiNbO₃ : Niobate de Lithium

- LPN : Laboratoire de Photonique et de Nanostructures
- MEMS : Micro-opto Electro-Mechanical Systems
- MFD : Mode Field Diameter
- MM : Mode Matching
- MZI : Mach-Zehnder Interferometer
- NRZ : Non Return to Zero
- NTT : Nippon Telegraph and Telephone
- OOK : On-Off Keying
- OTDM : Optical Time Division Multiplexing
- PPLN : Periodically-Poled Lithium Niobate
- PRBS : Pseudo Random Bit Sequence
- PSK : Phase-Shift Keying
- Q : Facteur de qualité
- QPM : Quasi-Phase Matching
- RZ : Return to Zero
- SH : Seconde Harmonique
- Si : Silicium
- SMF : Single Mode Fiber
- SPM : Self-Phase Modulation
- Taper : Structure adaptative de mode
- TDM : Time Division Multiplexing
- TE : Transverse Electric Mode
- TEB : Taux d'Erreur Binaire
- TM : Transverse Magnetic Mode
- TPA : Two Photon Absorption
- TRT : Thales Research and Technology
- TSA : Thales Systèmes Aéroportés
- UniFe : Università di Ferrara
- UNott : University of Nottingham
- XPM : Cross-Phase Modulation
- WDM : Wavelength-Division Multiplexing
- XGM : Cross-Gain Modulation
- XPM : Cross-Phase Modulation

Table des matières

Remerciements	v
Liste Alphabétique des Acronymes	vii
Introduction	1
Le projet COPERNICUS	4
1 Généralités sur les télécommunications optiques	7
1.1 Système de transmission optique	7
1.1.1 Formats de modulation	8
1.1.2 La détection	10
1.1.3 Le multiplexage	12
1.1.3.1 Le multiplexage temporel	12
1.1.3.2 Le multiplexage en longueur d'onde	13
1.2 Fonctions de traitement optique abordées durant ces travaux	13
1.2.1 Conversion de longueur d'onde	13
1.2.2 Démultiplexage temporel	15
1.2.3 Démultiplexage en longueur d'onde	16
1.2.4 Suivi de qualité d'un signal optique	18
1.2.5 Limiteur d'intensité	20
1.3 État de l'art des fonctions de traitement optique à base de CPh	21
1.3.1 Conversion de longueur d'onde	21
1.3.2 Démultiplexage temporel	22
1.3.3 Démultiplexage en longueur d'onde	23
1.3.4 Suivi de performance d'un signal optique	24
1.3.5 Limiteur d'intensité	25
1.4 Critères de qualité d'une transmission	25
1.4.1 Le diagramme de l'œil	25
1.4.2 Le taux d'erreur binaire	26
1.4.3 OSNR	28
1.5 Conclusion du chapitre	30

2	Introduction aux cristaux photoniques	31
2.1	Un peu d'histoire	31
2.2	Analogie électron-photon	33
2.3	Les structures 1, 2 et 3D	34
2.4	Formalisme des CPh et exemple de structure de bandes d'un CPh 2D	35
2.5	Fabrication des CPh 2D en matériau semi-conducteur III-V	37
2.6	Guides et cavités par insertion de défauts ponctuels	39
2.6.1	Les cavités	39
2.6.2	Les guides	40
2.7	Couplage de la lumière dans les guides CPh	41
2.8	La lumière lente dans les guides CPh	51
2.9	Origines des pertes dans un guide CPh	57
2.10	Conclusion du chapitre	61
3	Mélange à quatre ondes dans les guides CPh en semi-conducteurs III-V	63
3.1	Optique non-linéaire	63
3.2	Le mélange à quatre ondes	65
3.3	Mise en évidence et caractérisation du FWM dans un guide CPh	70
3.3.1	Présentation du guide CPh	70
3.3.2	Caractérisation du FWM dans un guide CPh	71
3.3.3	Mesure dynamique de l'idler	77
3.3.4	Démultiplexage temporel par paquets	80
3.4	Étude comparative du FWM dans des guides CPh III-V	84
3.4.1	Les différentes structures utilisées pour l'étude	84
3.4.2	Indice de groupe, dispersion et courbes de transmission	85
3.4.3	Configuration expérimentale	87
3.4.4	Mesure du FWM dans un guide CPh à dispersion modifiée	88
3.4.5	Cartographie de l'efficacité du FWM	90
3.5	Propagation linéaire à 40 Gbit/s dans un guide à dispersion modifiée	94
3.6	Conclusion du chapitre	98
4	Cavités CPh en semi-conducteurs III-V pour le traitement tout-optique du signal	101
4.1	Démultiplexage WDM à l'aide de filtres à cristaux photoniques	101
4.1.1	Description du filtre d'extraction à 3 ports	102
4.1.2	Validation système du filtre d'extraction à 3 ports	105
4.1.2.1	Filtrage d'un signal codé en intensité	105
4.1.2.2	Filtrage d'un signal codé en phase	108
4.1.3	Caractérisation d'un extracteur quatre longueurs d'onde	109
4.1.3.1	Caractérisation statique des filtres	111
4.1.3.2	Validation système du démultiplexeur WDM	114
4.2	Commutation optique à l'aide d'une cavité à cristaux photoniques	119
4.2.1	L'effet plasma	120
4.2.2	Le composant étudié	121
4.2.3	Modélisation des cavités CPh GaAs	122
4.2.3.1	Théorie des modes couplés	122
4.2.3.2	Réponse de la cavité à une impulsion	124
4.2.4	Réalisation expérimentale de la commutation optique d'une cavité CPh	130
4.2.4.1	Principe de la commutation	130

4.2.4.2	Méthodologie expérimentale	131
4.2.4.3	Mesure de contraste de modulation	132
4.2.5	Processus de dégradation de la cavité/du matériau	135
4.2.6	Solutions alternatives	136
4.2.6.1	Exploration de la commutation dans des cavités InP	136
4.2.6.2	Exploration de la commutation liée à l'effet Kerr	137
4.2.6.3	Réalisation de cavités CPh III-V sur silicium	138
4.3	Conclusion du chapitre	139
5	Structure hybride III-V sur silicium pour le traitement tout-optique du signal	141
5.1	Nanocavités à cristaux photoniques III-V sur SOI	142
5.1.1	Silicium sur isolant	142
5.1.2	L'échantillon étudié	143
5.2	La commutation optique à l'aide d'une cavité CPh	145
5.2.1	Mesure du temps de réponse	147
5.2.2	Mesure du contraste de modulation	149
5.3	Fonctions de traitement du signal réalisées en technologie hybride	152
5.3.1	Conversion de longueur d'onde	153
5.3.2	Limiteur de puissance	157
5.3.2.1	Bruit sur 1 GHz de bande passante	158
5.3.2.2	Bruit sur 10 GHz de bande passante	162
5.4	Modélisation des cavités CPh InP/SOI	164
5.5	Conclusion du chapitre	176
6	Suivi de qualité optique dans un guide CPh	177
6.1	Rappels sur la GSH	178
6.2	Mise en évidence de la GSH dans les guides CPh GaInP	181
6.3	Mesure de l'efficacité de la génération de seconde harmonique	184
6.3.1	Génération efficace de SH dans un guide CPh	184
6.3.2	Évolution de la GSH en fonction de l'indice de groupe	185
6.4	Localisation de la génération de seconde harmonique.	190
6.4.1	Détérioration des guides	192
6.5	La GSH appliquée au contrôle de signaux de télécommunications	194
6.5.1	Contrôle de la dispersion résiduelle d'un signal	195
6.5.2	Contrôle du rapport signal à bruit d'un signal	198
6.6	Conclusion du chapitre	199
	Conclusion et perspectives	201
	Annexe : Liste des publications	229
	Résumé	233

Introduction

De nos jours, les dispositifs opto-électroniques sont généralement utilisés pour réaliser des fonctions de traitement du signal dans les télécommunications. Même si une grande augmentation des débits a été obtenue grâce aux travaux sur les systèmes opto-électroniques par rapport aux systèmes tout-électroniques, le débit est encore limité par le temps de réponse des électrons dans les conversions optiques/électroniques/optiques du signal. Une solution pour la montée en débit d'informations dans les réseaux futurs est l'utilisation du traitement tout optique de l'information. L'amplificateur à fibre dopée erbium est un exemple simple qui montre l'avantage des dispositifs tout-optiques. En effet, ce système permet d'assurer une amplification directe et sans distorsion de cent canaux multiplexés en longueur d'onde afin d'éviter l'utilisation de cent répéteurs opto-électroniques associés à un multiplexeur/démultiplexeur.

Parmi plusieurs autres raisons, la limitation de la bande passante est la raison principale qui a mené les systèmes de communication électrique (pour le réseau cœur ou pour les communications intra-puce) à être remplacés par des systèmes de communication optique. Les dispositifs et les composants dans un système conventionnel de communication optique sont discrets, massifs et onéreux. La principale raison du fort coût de ces dispositifs photoniques est la diversité de technologies et de matériaux utilisés pour leur fabrication. Par conséquent, il en résulte un intérêt pour assembler divers dispositifs ou composants photoniques sur une seule puce qui pourrait être utilisée pour effectuer un très grand nombre de fonctions de traitement du signal. L'assemblage compact de divers dispositifs optiques sur une seule puce devrait faire baisser le coût de fabrication et entraînerait également une manipulation plus aisée dans des situations concrètes. Cela permettrait de traiter des données à un débit plus rapide, comparé à l'électronique, pour les communications inter- et intra-puce avec une consommation de puissance réduite.

Depuis les trois dernières décennies, il y a eu un énorme effort de recherche dans le domaine de l'optique et de la photonique pour utiliser la technologie CMOS afin de fabriquer des puces photoniques sur silicium pour diverses applications. Ces applications se trouvent aussi bien dans le domaine des communications à longue portée ainsi qu'à courte portée, que dans des domaines émergents tels que la bio-photonique. Mais nous ne développerons pas cette thématique dans ce manuscrit et nous resterons centrés sur l'aspect communication optique. L'objectif principal de l'utilisation de la technologie CMOS

pour fabriquer des puces photoniques est l'avantage financier que l'industrie de l'électronique peut offrir. Bien que le silicium ait une longue et brillante histoire technologique, la bande interdite indirecte du silicium est un facteur limitant dans la réalisation de certaines fonctions. Ceci a été une motivation pour les travaux présentés dans ce manuscrit qui traitent d'une part de la réalisation de fonctions de traitement tout optique du signal sur des matériaux semi-conducteurs III-V, et d'autre part de leur intégration sur le silicium menant à la réalisation d'une plateforme hybride utilisant chaque matériau là où il est le meilleur : le silicium pour les fonctions passives et les semi-conducteurs III-V pour les fonctions actives.

L'objectif de cette thèse consiste à étudier expérimentalement des fonctions de traitement optique de signaux multiplexés en longueur d'onde (WDM : Wavelength Division Multiplexing) ou en temps (OTDM : Optical Time Division Multiplexing) à l'aide de composants de nouvelles générations basés sur des matériaux en plein développement à savoir les cristaux photoniques en matériaux semi-conducteurs III-V.

Les cristaux photoniques (CPh) désignent des structures artificielles dont la constante diélectrique est modulée périodiquement dans une, deux ou trois directions de l'espace. Cette modulation perturbe les propriétés des modes électromagnétiques et peut faire apparaître des bandes spectrales interdites à la propagation des photons. Les cristaux photoniques, de par leurs propriétés de confinement et de ralentissement de la lumière, sont des structures particulièrement intéressantes pour la réalisation de fonctions de traitement du signal sur porteuse optique. L'émergence des cristaux photoniques pourrait ouvrir, pour la première fois, la voie à une réelle intégration photonique. Pour réaliser ces fonctions de traitement du signal, nous utiliserons les propriétés linéaires et non-linéaires de ces structures.

L'optique non-linéaire traite des modifications des propriétés optiques d'un matériau induites par la propagation de la lumière. De nombreuses applications ont été démontrées dans presque tous les domaines de la science. Dans le domaine de la nano-photonique, les phénomènes non-linéaires sont au cœur d'une physique fondamentale et d'applications intéressantes. Ils permettent de contrôler le flux de lumière à une échelle spatiale inférieure à la longueur d'onde. En effet, les effets non-linéaires peuvent être amplifiés dans des systèmes qui confinent la lumière dans des espaces restreints et avec de faibles pertes optiques. Nous verrons dans ce manuscrit que les CPh sont de bons candidats pour l'exaltation des effets non-linéaires.

Ces travaux se sont ainsi inscrits dans la perspective de caractérisation de structures CPh faisant suite à la conception et à la réalisation de ces structures par nos partenaires du projet européen Copernicus. En jouant sur les caractéristiques physiques et géométriques de structures périodiques, il est possible de réaliser de l'ingénierie de bandes, c'est-à-dire agir sur leur position et leur largeur et en particulier obtenir de grandes densités de modes et des propriétés dispersives singulières pour des fréquences déterminées à l'avance. Il est alors possible de réaliser à une échelle microscopique, voire nanoscopique différentes

fonctions optiques.

Le **chapitre 1** donne une vue d'ensemble des systèmes de télécommunications optiques incluant la modulation et le multiplexage ainsi que les critères d'évaluation de la qualité d'une transmission optique. Ce chapitre présente également les différentes fonctions de traitement optique que nous avons souhaité réaliser.

Le **chapitre 2** est un chapitre introductif. Il présente la technologie des cristaux photoniques. Le formalisme des cristaux photoniques y est présenté ainsi que les différentes structures étudiées lors de ces travaux de recherche. Ce chapitre aborde également le régime de lumière lente ainsi que l'origine des pertes dans les cristaux photoniques.

Le **chapitre 3** rappelle le formalisme de l'optique non-linéaire puis traite de l'étude du mélange à quatre ondes dans des guides à cristaux photoniques en GaInP (Phosphore d'Indium et de Gallium) et de la possibilité de réaliser de la conversion de longueur d'onde. Nous présentons la caractérisation du mélange à quatre ondes dans ces structures ainsi que la mesure temporelle du signal converti. Puis une étude comparative du mélange à quatre ondes est réalisée dans des guides présentant différentes propriétés dispersives.

Le **chapitre 4** porte sur la réalisation de nanocavités à cristaux photoniques. Une première partie permet de présenter la réalisation de filtres extracteurs de longueur d'onde qui sont ensuite utilisés pour démontrer expérimentalement le démultiplexage d'un signal WDM à 100 Gbit/s. Une seconde partie présente la réalisation de portes optiques non-linéaires dédiées à la commutation optique. La modélisation ainsi que la réalisation expérimentale de la commutation optique sont présentées. Un processus de dégradation de la structure photonique est également mis en évidence. Nous présentons alors différentes solutions alternatives qui mènent à la réalisation d'un composant hybride présenté au chapitre suivant.

Le **chapitre 5** aborde une solution hybride alliant les semi-conducteurs III-V et le silicium pour la réalisation de fonctions optiques de traitement du signal. Les intérêts de la plateforme hybride sont détaillés. Puis nous démontrons la commutation optique à l'aide d'une cavité et l'appliquons à la réalisation de fonctions de conversion de longueur d'onde et de limiteur de puissance de signaux télécoms à haut débit.

Le **chapitre 6** s'intéresse à la génération de seconde harmonique dans des guides à cristaux photoniques en GaInP. Après la mise en évidence de cette interaction non-linéaire au sein des guides, nous étudions l'évolution de cette génération de seconde harmonique en fonction de l'indice de groupe de l'onde fondamentale et nous démontrons une efficacité de conversion record dans ce type de structure. Puis nous explorons la possibilité d'utiliser cette génération d'harmonique pour le monitoring de signaux de télécommunications haut débit.

Après avoir introduit ces travaux de thèse ainsi que le plan du manuscrit, voici une brève présentation du projet grâce auquel ces travaux de recherche ont pu être réalisés.

Le projet Copernicus



Le projet COPERNICUS poursuit un concept visionnaire pour le traitement du signal ultra-rapide à l'aide de circuits optiques intégrés. Le consortium cherche la miniaturisation et l'intégration de fonctions optiques ainsi que la réduction de la consommation d'énergie par l'introduction d'une nouvelle technologie basée sur les cristaux photoniques. Le consortium développe de nouveaux dispositifs nanophotoniques, y compris des portes tout-optiques, des filtres, des démultiplexeurs et des photodétecteurs. Ces dispositifs seront combinés afin de démontrer la faisabilité d'un récepteur monolithique intégré WDM. La compatibilité avec la technologie CMOS sera démontrée par montage flip-chip d'un circuit de lecture CMOS sur le récepteur. La technologie des cristaux photoniques sera également utilisée pour démontrer un traitement optique ultra-rapide au-delà de 100 GHz avec une faible énergie de commutation tout-optique. Cela permettra de démontrer le premier démultiplexeur optique intégré monolithique dans le domaine temporel.

Mes travaux de thèse s'inscrivent donc naturellement dans le cadre du projet COPERNICUS dans lequel des échantillons conçus par les partenaires du projet nous sont fournis. Mon rôle a été de caractériser et exploiter ces échantillons afin de démontrer leur potentiel pour des applications système de traitement tout-optique de l'information.

Le Consortium

Le consortium COPERNICUS est composé de partenaires académiques et industriels avec de fortes compétences dans la photonique, les nanotechnologies, la modélisation, le développement de nouvelles technologies dans les télécommunications et dans l'aérospatiale (figure 1). Ces compétences et expériences sont combinées pour démontrer la viabilité des dispositifs à cristaux photoniques pour des applications dans les communications et le traitement du signal optique. Le consortium est composé de :

- Thales Research and Technology (TRT, France) ;
- Université de Nottingham (UNott, Angleterre) ;
- Université technique du Danemark (DTU, Danemark) ;
- Université de Ferrara (UniFe, Italie) ;
- U2T Photonics (Allemagne) ;
- Thales Systemes Aéroportés (TSA, France) ;
- Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (CNRS LPN, France) ;

- Laboratoire de Fonctions Optiques pour les Technologies de l’informatiON (CNRS FOTON, France).

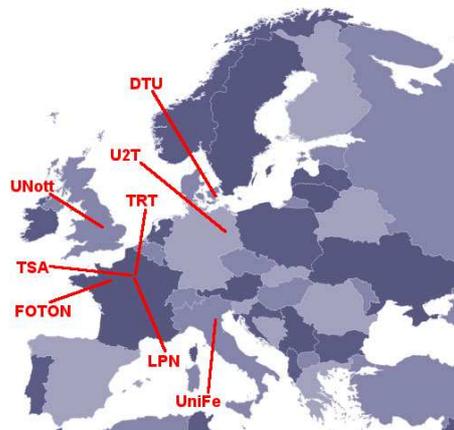


Figure 1 – Partenaires du projet européen COPERNICUS

Objectifs du projet

Les principaux objectifs du projet COPERNICUS sont de développer des récepteurs compacts de démultiplexage pour des signaux à 100 Gbit/s multiplexés en longueur d’onde et en temps, basés sur la technologie des cristaux photoniques. Cette technologie est appelée à jouer un rôle important dans la convergence de la photonique et de l’électronique, pour laquelle la vitesse, la consommation ultra-faible d’énergie et la compacité extrême sont des facteurs clés et très prometteurs pour l’intégration au sein ou vers l’extérieur de la puce de liaisons de données dans les circuits intégrés CMOS, ouvrant de nouvelles voies pour le développement d’interconnexions optiques à débit de données extrêmement élevé.

COPERNICUS vise des avancées dans la physique, la technologie, la modélisation et l’intégration de dispositifs à cristaux photoniques avec des dispositifs clés, comme des portes optiques haute cadence, des filtres d’extraction de longueurs d’onde à faible diaphonie et des photodétecteurs rapides intégrés. Ces dispositifs s’appuient sur de très fortes interactions lumière-matière provenant de la réponse optique non-linéaire dans les semi-conducteurs III-V ainsi que sur l’amélioration de la résonance du champ dans les cristaux photoniques. Ces propriétés sont idéales pour les filtres et les portes tout-optiques, permettant une réduction spectaculaire de la taille et de l’énergie de commutation. Des informations complémentaires sur le projet COPERNICUS sont disponibles sur le site copernicusproject.eu.

Chapitre 1

Généralités sur les télécommunications optiques

Dans ce chapitre, nous allons dans un premier temps donner une vue globale sur les systèmes de télécommunications optiques. Nous détaillerons les différents formats de modulation utilisés dans ces travaux ainsi que les techniques de multiplexage servant à augmenter le débit d'information transporté. Dans un second temps, nous exposerons les différentes fonctions de traitement optique que nous souhaitons réaliser à base de la technologie des cristaux photoniques en matériau semi-conducteur III-V. Pour finir, nous passerons en revue les critères de qualité d'une transmission qui seront utilisés dans les chapitres suivants.

1.1 Système de transmission optique

La figure 1.1 schématise un système de transmission dit «point-à-point», où l'information est transmise d'un point à un autre en restant dans le domaine optique. Le système de transmission est constitué d'un émetteur, de guides optiques comme canal de transmission et d'un récepteur. L'émetteur génère un signal optique à partir du signal d'information numérique électrique à transmettre. Le signal optique se propage dans le canal de transmission jusqu'au récepteur. À la fin de la ligne de transmission, un récepteur permet de convertir le signal optique dans le domaine électrique. Les longueurs d'onde principalement utilisées dans les systèmes de communications optiques se situent dans la bande C, c'est-à-dire entre 1530 nm et 1565 nm. Cette bande correspond à la bande d'amplification des amplificateurs optiques à fibre dopée Erbium. Dans le manuscrit, nous nous référerons à cette bande comme fenêtre des longueurs d'onde des télécommunications.

Dans la suite de cette partie, nous allons introduire les différents éléments des systèmes de transmission utilisés lors de ces travaux, ainsi que les formats de modulation et les critères de qualité d'une transmission.

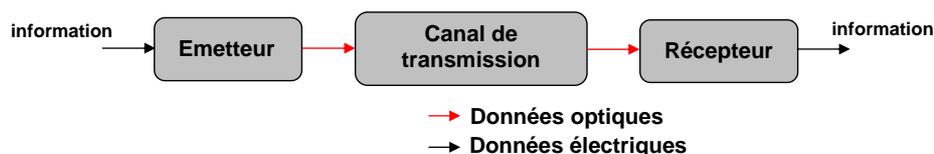


Figure 1.1 – Schéma d'un système de transmission optique.

1.1.1 Formats de modulation

Il existe plusieurs formats de modulation qui sont répertoriés selon les paramètres physiques du signal optique qui sont modulés : l'amplitude et la phase. Lorsque les informations sont portées par l'amplitude du signal, nous parlons de modulation d'amplitude, (*ASK* pour *Amplitude-Shift Keying*) et lorsqu'elles sont portées par la phase, nous parlons de modulation de phase (*PSK* pour *Phase-Shift Keying*). Dans la modulation ASK, les données binaires sont codées par des symboles «1», représentés par la présence de lumière, et des symboles «0», représentés par l'absence de lumière. Dans la modulation PSK, la lumière est présente pour les deux symboles, mais il y a une différence de phase entre les symboles '1' et '0'. La plus grande partie de ces travaux de thèse est consacrée aux signaux modulés en amplitude. Toutefois, nous avons été amenés à utiliser un format de modulation sur la phase lors de ces travaux. Nous pouvons noter que jusqu'à présent le format de modulation en amplitude est le plus utilisé dans les systèmes de télécommunications optiques. Cependant, des formats combinant la modulation d'amplitude et de phase se développent ces dernières années car ils permettent d'augmenter le débit binaire, tout en préservant l'occupation spectrale. En effet, ces formats de modulation permettent d'augmenter le nombre d'états de modulation par temps symbole et donc d'améliorer significativement l'efficacité spectrale, définie comme le rapport du débit transporté sur la bande spectrale optique occupée.

La figure 1.2 représente la forme temporelle des deux principaux formats de modulation d'amplitude qui sont NRZ (*Non Retour à Zéro*) et RZ (*Retour à Zéro*), qui peuvent être utilisés en modulation ASK ou PSK. Pour le format NRZ, l'amplitude du signal optique est maintenue pendant tout le temps bit et ne retourne pas à zéro entre deux bits '1' successifs. Par contre, pour le format RZ, l'amplitude n'est pas maintenue pendant tout le temps bit '1' et retourne à zéro avant que le temps bit ne se termine. L'avantage du format NRZ est sa largeur spectrale plus faible que celle du format RZ, puisque la transition d'amplitude apparaît moins fréquemment. Grâce à cette efficacité spectrale, le format NRZ est plus utilisé dans les systèmes de transmissions optiques actuels.

Il existe principalement deux techniques de modulation ASK : la modulation directe et la modulation externe.

La modulation directe consiste à moduler directement l'intensité de la lumière via le courant de polarisation du laser. Cette modulation possède quelques avantages tels que

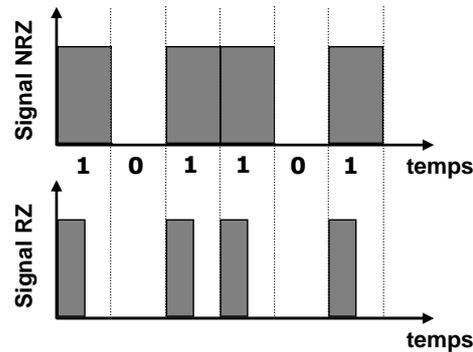


Figure 1.2 – Représentation temporelle des formats de modulation de type RZ et NRZ.

la simplicité et le faible coût de mise en œuvre. Néanmoins, elle est très peu utilisée pour les systèmes de transmission à longue distance et/ou à débit supérieur à 10 Gbit/s. En effet, le *chirp* (variation de la fréquence instantanée), induit par la modulation du courant du laser peut être préjudiciable à très haut débit s'il est cumulé avec la dispersion chromatique du canal de transmission. De plus, le *chirp* élargissant le spectre, des techniques de multiplexage Dense-WDM, dans lesquelles les signaux sont espacés de 0,8 nm, sont difficilement réalisables, surtout si les signaux sont modulés à haut débit.

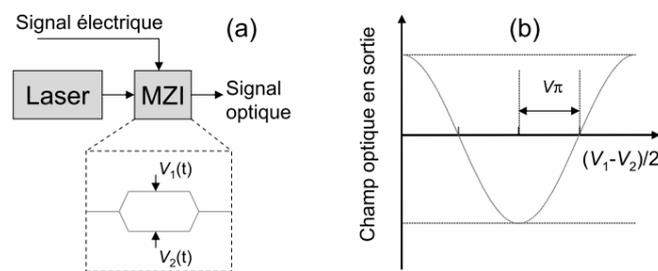


Figure 1.3 – Schématisation et principe de la modulation externe.

Une solution pour remédier au problème du *chirp* en modulation directe est d'utiliser le laser en fonctionnement continu et de réaliser la modulation externe. La modulation externe consiste à écrire les données électriques sur un signal optique continu. Elle est obtenue en modulant optiquement le faisceau en sortie du laser. Une technique courante pour la modulation externe est d'utiliser un interféromètre de Mach-Zehnder (*MZI* pour *Mach-Zehnder Interferometer*) à base de niobate de lithium. Le principe est de modifier l'indice de réfraction de l'un ou des deux bras de l'interféromètre en y appliquant un champ électrique (effet électro-optique). Une différence de potentiel conduit à un déphasage entre les deux ondes qui se propagent dans les deux bras. Il est alors possible de réaliser une modulation d'amplitude à partir de cette modulation de phase. Le champ en sortie du modu-

lateur est proportionnel à $\cos(\Delta\phi/2)$ où $\Delta\phi$ est proportionnel à la différence de tensions appliquées aux deux bras de l'interféromètre ($V_1 - V_2$), comme indiqué sur la figure 1.3. La modulation externe introduit beaucoup moins de *chirp*. Les signaux modulés présentés dans les chapitres suivants utilisent cette technique de modulation externe.

Les techniques de modulation de la phase présentent aujourd'hui un fort potentiel pour les systèmes de transmission optique à longue distance et à haut débit étant donné qu'elles permettent d'augmenter l'efficacité spectrale. En l'absence d'une phase absolue de référence dans les systèmes de détection directe, la phase du bit précédent peut être utilisée comme la phase de référence pour la détection. Le format de modulation DPSK (pour *Differential Phase-Shift Keying*) porte les informations sur le changement de phase entre deux bits adjacents. Dans ces travaux, nous avons utilisé le format DQPSK (pour *Differential Quadrature Phase-Shift Keying*) présentant quatre états de phase différents. Il y a ainsi une composante en phase (I pour *In-Phase*) et une composante en quadrature (Q pour *Quadrature*). Ce format permet de coder deux bits par symbole et donc de maintenir un certain débit en réduisant la bande passante utilisée par deux.

1.1.2 La détection

Au bout d'un système de transmission optique se trouve le récepteur, schématisé sur la figure 1.4.

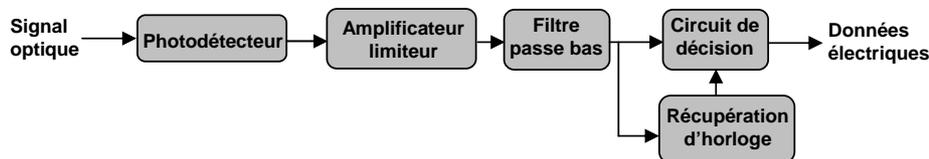


Figure 1.4 – Schéma d'un récepteur optique.

Il est constitué en premier lieu d'une photodiode, dont la bande passante doit être théoriquement supérieure ou égale à la moitié du débit de l'information (critère de Nyquist). La photodiode convertit le signal binaire optique en signal binaire électrique. Le signal électrique est envoyé vers un amplificateur limiteur dont le rôle est de conserver une tension électrique constante en sortie sur une certaine plage de tension d'entrée, en adaptant son gain en fonction du signal d'entrée. Ceci est important pour fixer le seuil en tension de la prise de décision ultérieure. Une fraction du signal est envoyée sur une récupération d'horloge, souvent constituée d'une boucle à verrouillage de phase classique, afin de récupérer le rythme de l'information. Après avoir récupéré une horloge synchronisée aux données, le circuit de décision intervient. Ce circuit de décision est piloté par une tension de seuil et par l'horloge récupérée. Cette dernière permet de déterminer l'instant de décision, qui est la plupart du temps optimal au centre du temps bit. La tension du signal

reçu au moment de la décision est comparée à la tension de seuil. Si la tension est inférieure au seuil, la bascule de décision génère alors un symbole '0', et dans le cas contraire, un symbole '1', comme indiqué sur la figure 1.5. Ce type de détection est appelé la détection directe. Comme on a pu le voir, cela consiste en la détection quadratique du signal modulé dans une photodiode. Il est à noter que l'utilisation d'un récepteur pré-amplifié optiquement permet d'augmenter la sensibilité. En effet, dans ce cas le bruit d'ESA domine le bruit thermique (bruit additif indépendant du signal, lié à l'agitation thermique des électrons dans la résistance qui permet de convertir le photocourant en tension) et donc permet de se rapprocher de la limite quantique, c'est-à-dire d'améliorer considérablement la sensibilité du récepteur.

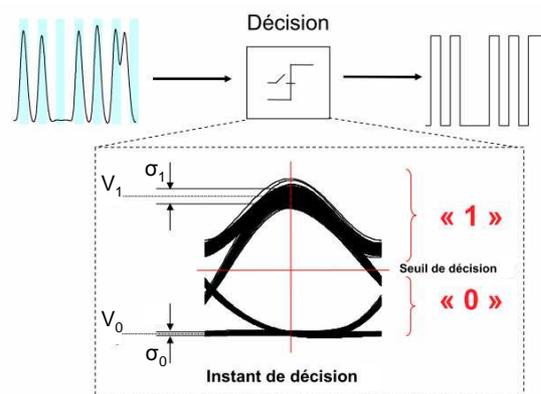


Figure 1.5 – Principe du circuit de décision.

Dans le cas de signaux modulés en phase, la détection cohérente est utilisée. L'idée de la réception cohérente est d'attaquer le détecteur par la somme du signal reçu et d'un signal non modulé issu d'un oscillateur local. Si celui-ci est verrouillé en phase sur le signal reçu, il en résulte un battement qui produit un signal électrique en fréquence intermédiaire porteur de la même modulation que le signal optique incident. Il en découle plusieurs avantages par rapport à la détection directe avec notamment un gain en sensibilité des récepteurs, la possibilité d'utiliser des modulations variées d'amplitude et de phase et une plus grande facilité de correction des défauts affectant le signal optique, qui se retrouvent sur le signal électrique, et peuvent être corrigés par des techniques d'égalisation aujourd'hui bien connues dans le domaine radioélectrique mais à des fréquences plus basses. Cependant, pour des signaux type DPSK ou DQPSK que nous avons utilisés, une détection différentielle peut être utilisée à la place d'une détection cohérente. Un récepteur peut démoduler des signaux DPSK ou DQPSK sans avoir besoin d'utiliser un oscillateur local. Le signal entrant dans le récepteur peut être superposé à une version retardée de lui-même (retard d'un temps symbole) afin d'obtenir un signal pour la détection qui soit fonction de la différence de phase (*Delay Line Interferometer* présenté sur la figure 1.6). Cette superposition permet de convertir un signal modulé en phase en un signal modulé en intensité par le biais de l'interféromètre. C'est cette technique de réception que nous utiliserons par la

suite.

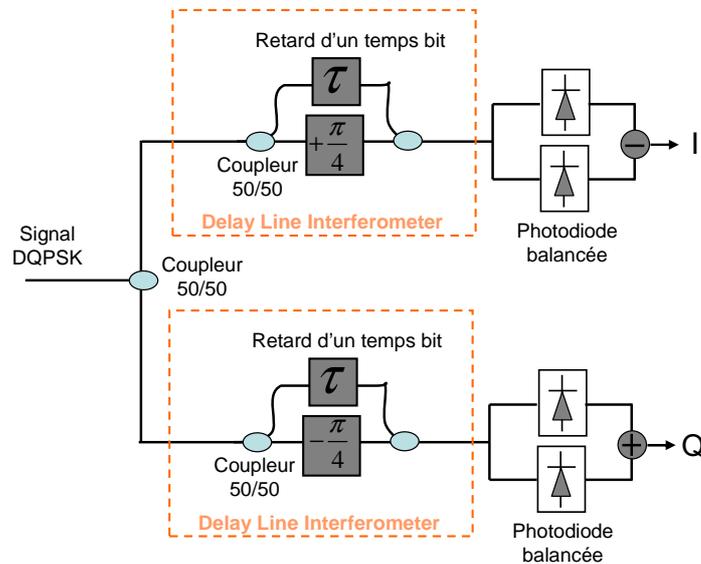


Figure 1.6 – Principe de détection d'un signal DQPSK.

Dans le but de favoriser l'augmentation de la capacité de transmission des réseaux de télécommunications optiques, des techniques de multiplexage sont utilisées afin de transmettre plusieurs communications sur un seul support physique. Une technique, appelée multiplexage temporel, consiste à répartir le temps d'utilisation de la bande passante entre les différentes communications. Une autre technique, appelée multiplexage en longueur d'onde alloue une fraction de bande passante à chaque canal de communication.

1.1.3 Le multiplexage

1.1.3.1 Le multiplexage temporel

Le multiplexage temporel du signal (*TDM* pour *Time Division Multiplexing*) consiste à augmenter la capacité d'une seule porteuse. Il consiste à entrelacer temporellement plusieurs trains d'information, c'est-à-dire combiner des signaux à la même longueur d'onde décalés temporellement. Le temps bit est alors raccourci et le débit augmenté. Le multiplexage temporel permet typiquement de passer d'un débit de 10 Gbit/s à 40 Gbit/s ou même à 160 Gbit/s. Il peut être réalisé de manière électrique (*ETDM* pour *Electrical Time Domain Multiplexing*) ou optique (*OTDM* pour *Optical Time Domain Multiplexing*). La technique optique nécessite un format impulsionnel court (de type RZ) pour que les impulsions n'interfèrent pas entre elles. À la fin du canal de transmission, avant la détection, il est donc nécessaire de réaliser un démultiplexage temporel pour analyser chaque signal, souvent réaliser à l'aide d'une porte optique qui va permettre de produire des fenêtres temporelles très courtes afin d'extraire le canal souhaité. Le démultiplexage temporel optique sera expliqué plus en détails par la suite.

1.1.3.2 Le multiplexage en longueur d'onde

La large bande passante du canal de transmission optique (guide, fibre optique) permet de transporter plusieurs signaux à des longueurs d'onde différentes dans le même canal via un multiplexeur optique, augmentant d'autant la capacité de la liaison. C'est le multiplexage en longueur d'onde (*WDM* pour *Wavelength Division Multiplexing*). Chaque porteuse est transmise indépendamment des autres, dans la mesure où les canaux sont espacés spectralement. Ceci est possible également depuis l'apparition des amplificateurs à fibre dopée (*EDFA* pour *Erbium Doped Fiber Amplifier*) qui permettent l'amplification du signal sans perturbation des canaux adjacents. À la fin du canal de transmission, avant la détection, les signaux sont séparés à l'aide d'un démultiplexeur. Les équipements de démultiplexage en longueur d'onde sont des éléments passifs, souvent de type réseau de diffraction. Ils agissent comme des filtres en sélectionnant le signal dans une zone de longueur d'onde.

Nous allons décrire dans la suite du document les différentes fonctions de traitement optique du signal abordées dans ces travaux de thèse. Nous détaillerons le principe de ces fonctions et présenterons quelques réalisations sur des plateformes autres que les CPH. Suite à cela, nous présenterons l'état de l'art de ces fonctions sur la plateforme cristaux photoniques.

1.2 Fonctions de traitement optique abordées durant ces travaux

Nous avons vu au début de ce chapitre que les technologies optiques pénètrent de plus en plus les systèmes de transmission de données. Ceci est lié au fait que les composants optiques peuvent travailler à plus haut débit que les composants électroniques. Avec une demande toujours croissante de haut débit, on constate que le traitement électronique de données aux nœuds de routage limite l'augmentation du transfert de données. De plus, le fait d'utiliser actuellement des circuits électroniques pour ces traitements à haut débit implique une consommation de puissance accrue. Tout ceci va à l'encontre des tendances actuelles de réduction d'énergie et de l'empreinte carbone. On peut notamment citer le consortium GreenTouch, spécifique aux technologies de l'information, qui pointe ce problème.

1.2.1 Conversion de longueur d'onde

Dans un réseau WDM, il est possible d'acheminer les données vers leurs destinations respectives sur la base de leur longueur d'onde [1]. Un tel réseau routé en longueur d'onde utilise des commutateurs de routage en longueur d'onde qui sont reliés entre eux par des fibres optiques. Certains nœuds de routage sont affectés à des stations d'accès où les données de plusieurs utilisateurs finaux peuvent être multiplexées sur un seul canal WDM. Contrairement aux réseaux utilisant la commutation de circuit, ce type de réseau WDM

simple peut souffrir de la contrainte de continuité en longueur d'onde. C'est-à-dire qu'une connexion peut être établie si la même longueur d'onde peut être utilisée sur tous les liens entre les nœuds de routage tout au long du chemin. Cette contrainte peut être levée si l'on est capable de convertir les données qui arrivent à une longueur d'onde λ_1 sur un commutateur de routage vers une autre longueur d'onde λ_2 afin que les données puissent continuer à être acheminées si le canal à λ_1 est occupé sur le second lien, tel que représenté sur la figure 1.7. Une telle technique s'appelle la conversion de longueur d'onde. Cette

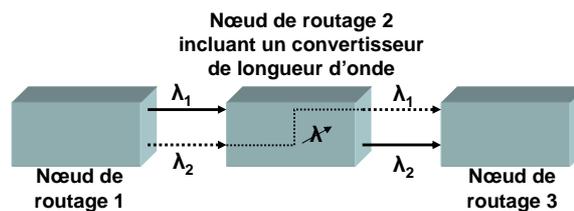


Figure 1.7 – Contrainte de continuité en longueur d'onde dans un réseau WDM routé en longueur d'onde.

technique permet d'améliorer l'efficacité du réseau en résolvant les différents conflits de longueurs d'onde sur les chemins optiques. Un réseau qui supporte la conversion de longueur d'onde au niveau de tous ces commutateurs a une fonctionnalité équivalente à un réseau qui utilise la commutation de circuits.

Un convertisseur idéal de longueurs d'onde possède des caractéristiques telles que la transparence au débit et au format de modulation, une grande gamme spectrale de conversion, des niveaux de puissances d'utilisation faibles et dans le meilleur des cas une insensibilité à la polarisation du signal d'entrée. Plusieurs techniques différentes ont permis de réaliser de la conversion de longueur d'onde [2].

La conversion de longueur d'onde opto-électronique consiste à utiliser un photodétecteur afin de transférer le signal vers le domaine électrique pour ensuite aller piloter la modulation d'un laser accordable. Cette technique a été démontrée jusqu'à des débits de 10 Gbit/s, mais elle apparaît très complexe et très consommatrice d'énergie. De plus, la transparence au format de modulation n'est pas possible avec cette technique. Ce type de convertisseur utilise un composant optique dont les caractéristiques changent en fonction de l'intensité du signal d'entrée.

Des techniques utilisent la modulation de gain croisée (XGM pour *Cross Gain Modulation*) ou la modulation de phase croisée (XPM pour *Cross Phase Modulation*) dans un amplificateur optique à semi-conducteurs [3], qu'il est possible d'intégrer dans un interféromètre. Les techniques utilisant des amplificateurs optiques à semi-conducteurs permettent des conversions à très hauts débits indépendantes à la polarisation sur de grandes plages spectrales [4]. La conversion de longueur d'onde réalisée en utilisant des amplificateurs optiques à semi-conducteurs a été longuement étudiée, en raison de leur forte et rapide

non-linéarité [5, 3]. Des solutions basées sur l'utilisation de la fibre optique [6] sont possibles mais nécessitent de fortes puissances optiques.

La conversion de longueur d'onde tout optique peut être réalisée en utilisant le mélange d'ondes, dans un guide optique, provenant de la réponse non-linéaire du milieu. Le mélange d'ondes préserve la phase et l'amplitude de l'information, permettant ainsi la transparence au format de modulation, avec la possibilité de réaliser cette conversion à haut débit. Il est possible de réaliser cette conversion par le biais de la génération de différence de fréquences (*DFG* pour *Difference Frequency Generation*) comme cela a pu être réalisé dans des guides AlGaAs [7] ou par le biais du mélange à quatre ondes (*FWM* pour *Four Wave Mixing*) avec de nombreuses réalisations dans divers composants tels que les amplificateurs à semi-conducteurs [8, 9, 5], les fibres optiques [10], les fibres en verre de chalcogénure [11, 12] ou encore les nanoguides de silicium [13, 14]. L'inconvénient de ces techniques est souvent l'efficacité de conversion relativement moyenne et la dépendance par rapport au désaccord de phase.

Nous venons de voir que la conversion de longueur d'onde tout optique pouvait être réalisée en utilisant le mélange d'ondes. Or, il est également possible de la réaliser en utilisant une porte optique obtenue à l'aide de la commutation d'une cavité.

La commutation d'une cavité est obtenue en induisant un changement de l'indice de réfraction au sein du matériau. La commutation optique est étudiée par de nombreux groupes et durant ces dernières années ont émergé de nombreux résultats intéressants. La conversion de longueur d'onde a été démontrée dans des cavités en anneaux en silicium [15] avec des puissances de commande de quelques milliwatt à un débit de l'ordre du gigabits par seconde. L'approche hybride III-V sur silicium, par le biais de microdisques et de la génération de porteurs par absorption à deux photons, a été utilisée dans les travaux de R.Kumar et ses collaborateurs de l'IMEC [16] démontrant des énergies de commutation de l'ordre de 150 fJ avec des fenêtres de commutation d'environ 20 ps. En termes d'applications, ce même groupe a démontré, par le biais de la commutation d'une cavité III-V sur silicium, la conversion de longueur d'onde d'un signal NRZ à 10 Gbit/s, avec 12 dB de taux d'extinction du signal [16]. En aparté, nous pouvons préciser que d'autres applications ont été démontrées telles que la conversion de format (NRZ vers RZ) [17], la réalisation d'une bascule optique [18] et d'un modulateur de phase électro-optique [19]. Toutes ces réalisations démontrent le potentiel de cette technologie hybride III-V sur silicium, comme nous pourrons le voir au chapitre 5.

1.2.2 Démultiplexage temporel

Comme nous avons pu le voir dans la partie 1.1, la technique de multiplexage est utilisée pour transmettre plusieurs canaux d'information à travers un seul support de transmission. Dans le multiplexage OTDM, des bits associés à différents canaux sont entrelacés dans le domaine temporel pour former un flux de bits à plus haut débit. Au niveau du dé-

ecteur, il est donc nécessaire d'utiliser des techniques de démultiplexage temporel pour extraire les canaux du signal multiplexé.

Le démultiplexage temporel optique, dont le principe est présenté en figure 1.8, nécessite une fonction optique permettant de réaliser une porte optique capable de produire des fenêtres temporelles très courtes avec un fort taux d'extinction et avec un taux de répétition correspondant au débit du canal OTDM à démultiplexer. Le démultiplexage optique



Figure 1.8 – Démultiplexage optique OTDM

temporel a été réalisé ces dernières années par différentes techniques, notamment à l'aide d'amplificateurs optiques à semi-conducteurs [20], de fibres hautement non-linéaires [21], de modulateurs à électro-absorption [22], de guides en niobate de lithium [23] ou encore de fibres en verre de chalcogénure [12]. Cependant, ces techniques sont difficilement intégrables et fortement consommatrices d'énergie. Il y a actuellement un besoin d'intégration et de réduction de la consommation d'énergie et ceci passe par la miniaturisation. Dans ce sens, le démultiplexage optique temporel à base de FWM a été obtenu dans des nanoguides en silicium [24].

L'effet du mélange à quatre ondes est l'une des techniques pour effectuer du démultiplexage temporel optique. Plus précisément, cette technique combine la conversion de longueur d'onde et le démultiplexage temporel. Les performances dépendent de l'interaction dans un milieu non-linéaire d'une pompe et d'une sonde portant le signal. La figure 1.9 montre le principe d'un démultiplexeur temporel tout optique basé sur l'effet du mélange à quatre ondes. Un signal multiplexé dont le débit par exemple est de 40 Gbit/s, comporte quatre canaux à 10 Gbit/s. Le signal multiplexé est couplé dans un milieu non-linéaire, dans notre cas un guide CPh, avec une pompe modulée à une fréquence horloge de 10 GHz. L'interaction non-linéaire du signal multiplexé avec le signal de pompe va créer deux autres signaux à des fréquences optiques différentes et au débit de 10 Gbit/s. En utilisant un filtre centré sur une nouvelle longueur d'onde créée, il est alors possible d'extraire un canal. Il suffira ensuite d'optimiser le temps de retard $\Delta\tau$ pour choisir le canal approprié.

1.2.3 Démultiplexage en longueur d'onde

Comme nous avons pu le voir également dans la partie 1.1, la technique de multiplexage en longueur d'onde est utilisée pour transmettre plusieurs canaux d'information à travers un seul support de transmission. En fin de transmission, il est donc nécessaire d'ef-

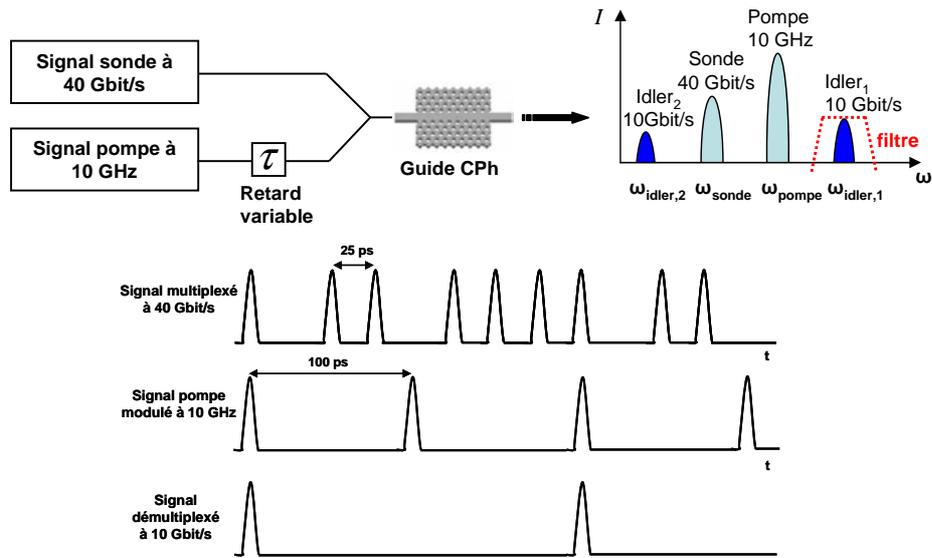


Figure 1.9 – Principe du démultiplexage OTDM par FWM

effectuer une fonction de démultiplexage afin de séparer les différentes longueurs d’onde transmises dans le canal de transmission.

Le démultiplexage WDM, dont le principe est présenté sur la figure 1.10, est souvent réalisé à base de réseaux de diffraction ou d’AWG (pour *Arrayed Waveguide Grating*).



Figure 1.10 – Démultiplexage optique WDM.

Dans le démultiplexeur à base de réseaux de diffraction (figure 1.11(a)), chaque composante spectrale est diffractée et dirigée vers un point différent de l’espace. Une fibre est placée au point focal de chaque longueur d’onde et le signal entrant est ainsi démultiplexé. Les AWG sont basés sur un principe interférométrique (figure 1.11(b)). Le flux incident multiplexé est envoyé dans une cavité (S1) qui est reliée à une matrice de guides. Les différentes longueurs des guides introduisent des retards dépendant de la longueur d’onde dans une deuxième cavité (S2), qui est couplée à une matrice de fibres. Les différents signaux déphasés interfèrent de telle manière que chaque longueur d’onde contribue à maximiser la puissance sur une des fibres de sortie pour obtenir ainsi un signal démultiplexé en sortie.

Le but est donc d’extraire des longueurs d’onde bien précises dans un flux de données WDM. Il est possible d’utiliser des filtres pour le démultiplexage en longueur d’onde. Les filtres permettent la séparation spectrale en réfléchissant une certaine gamme de longueurs d’onde et en transmettant les autres. Un filtre peut être caractérisé par sa bande passante,

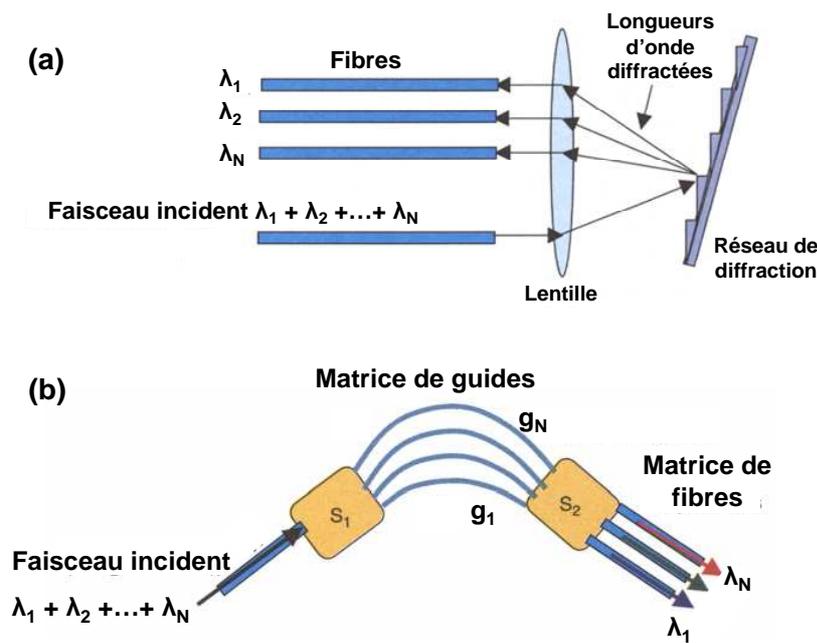


Figure 1.11 – Démultiplexage WDM : (a) avec réseau de diffraction, (b) avec AWG.

c'est-à-dire le domaine de longueurs d'onde pour lequel il laisse passer la lumière, et la bande atténuée, c'est-à-dire le domaine de longueurs d'ondes pour lequel il réfléchit la lumière incidente. Ce pouvoir réflecteur, en quelque sorte l'isolation du filtre, sera caractérisé par le taux d'extinction du filtre. Un critère important sera également constitué par les pertes d'insertion du filtre.

Pour réaliser cette fonction, l'idée, dans notre cas, est de coupler de façon sélective une onde guidée à un résonateur (figure 1.12) : l'énergie n'est transférée dans le résonateur qu'à la fréquence de son mode résonant et pas à une autre. Il faut alors diriger cette énergie vers un autre guide. On parle alors de filtre d'extraction.

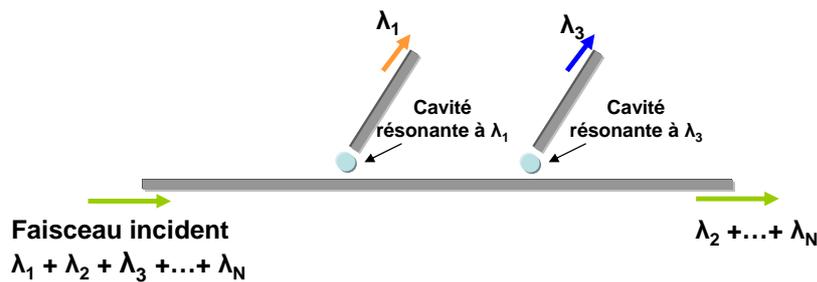


Figure 1.12 – Démultiplexage WDM à l'aide de résonateurs.

1.2.4 Suivi de qualité d'un signal optique

Le suivi de qualité d'une transmission optique [25,26,27,28] est indispensable pour les systèmes de communications optiques à très haut débit où les signaux deviennent beau-

coup plus sensibles aux dégradations de la transmission. Ces dégradations peuvent être liées au bruit d'émission spontanée, à la dispersion chromatique, à la dispersion modale de polarisation, aux pertes ou à d'autres phénomènes. Sans le suivi de la qualité du signal, une réduction de la performance du réseau est découverte seulement une fois que les données sont perdues. Cependant, le suivi de performances à l'aide de méthodes électroniques devient très difficile à des débits très élevés. Le suivi tout-optique permet de générer des signaux qui sont le reflet direct de la qualité du signal à surveiller, et ce même à des débits très élevés. Les techniques tout-optique peuvent également permettre de donner un retour à des équipements tels que les compensateurs de dispersion chromatique accordable, afin de permettre une optimisation continue en temps réel de la qualité du signal jusqu'à des débits de 160 Gbit/s [29,30].

Différentes approches ont été utilisées pour surveiller la qualité optique des transmissions, parmi lesquelles on retrouve la discrimination du bruit à travers la mesure de l'état de polarisation [31], l'échantillonnage asynchrone [32] ou l'analyse du spectre radio-fréquence [33]. Toutefois, une autre méthode, qui a attiré un intérêt significatif, est basée sur la technique du transfert de puissance non-linéaire [25,26,27,28]. C'est cette technique que nous utiliserons par la suite (au chapitre 6), à travers la génération de seconde harmonique. La figure 1.13 illustre le principe de cette approche. Deux signaux de même

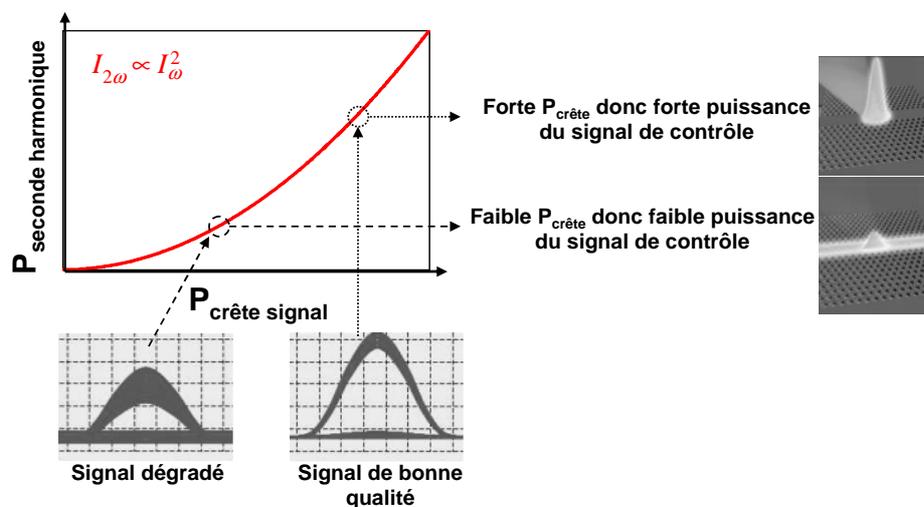


Figure 1.13 – Principe du suivi de qualité optique basé sur la génération de seconde harmonique.

puissance moyenne, ayant des niveaux de dégradation différents (liées au bruit, à la dispersion, ...) comme en témoigne l'ouverture du diagramme de l'œil, se transforment différemment au travers de la fonction de transfert du phénomène non-linéaire. Un signal présentant un train d'impulsions de bonne qualité fait émerger une plus grande puissance qu'un signal dégradé. Ainsi, une simple mesure de la puissance moyenne du signal généré avec un détecteur lent permet de distinguer différents degrés de bruit ou d'autres distorsions sous-jacentes telles que la dispersion résiduelle. Cette approche a été démon-

trée en utilisant différentes non-linéarités telles que la détection à deux photons [25,26], l'auto-modulation de phase [34], ou encore le mélange à quatre ondes cascadié dans des amplificateurs paramétriques [35,27].

1.2.5 Limiteur d'intensité

Dans certaines configurations, il est intéressant de pouvoir réaliser une fonction de limitation de puissance afin de réduire les fluctuations d'intensité sur les niveaux hauts (figure 1.14(b)). Le dispositif doit alors présenter une fonction de transmission telle que présentée sur la figure 1.14(a), c'est-à-dire dépendante de la puissance d'entrée. Grâce à la présence d'un «palier» en-dessous d'une puissance de seuil donnée, les fluctuations d'intensité sont réduites au travers du dispositif.

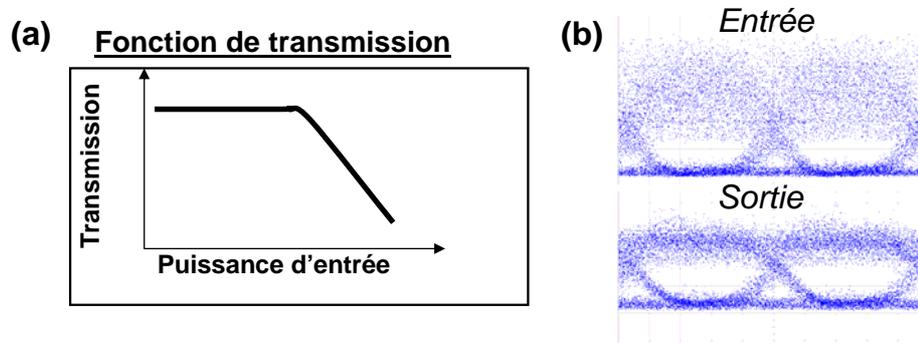


Figure 1.14 – Limiteur d'intensité : (a) fonction de transmission requise, (b) exemple de réduction du bruit d'intensité sur un diagramme de l'œil

La fonction de limiteur de puissance peut être réalisée par le biais de deux techniques de modulation. La première est dite à automodulation, c'est-à-dire que le signal dégradé en entrée (la pompe) commande la commutation de la cavité et subit directement cette dernière en sortie. La deuxième est dite à modulation croisée, c'est-à-dire que le signal dégradé commande la commutation de la cavité qui cette fois-ci module un deuxième signal (la sonde). Il y a donc transfert des données portées par le signal pompe sur le signal sonde. La fonction de limiteur de puissance par modulation croisée intègre donc la fonction de conversion de longueurs d'onde. On préférera donc ici utiliser la méthode par automodulation qui est plus simple et qui évite de convertir à nouveau en longueur d'onde le signal pour continuer la transmission initiale.

Une technique de limiteur de puissance qui a été proposée consiste à utiliser l'élargissement spectral généré par des effets non-linéaires dans une fibre optique suivie par un filtrage discriminant. L'efficacité de cette technique a été expérimentalement démontrée jusqu'à 40 Gbit/s [36,37], sachant qu'il y a encore du potentiel pour monter en débit étant donné que le temps de réponse de l'effet Kerr dans la fibre est très rapide. Une autre technique basée sur l'effet Kerr dans la fibre permet de limiter les fluctuations d'intensité en utilisant le mélange à quatre ondes via un contrôle des conditions d'accord de phase [38].

Cependant, ces techniques sont loin d'être compactes étant donné la faible capacité d'intégration de la fibre. D'autres techniques consistent à utiliser un amplificateur optique à semi-conducteurs en auto-saturation comme limiteur de puissance, avec une efficacité démontrée jusqu'à 10 Gbit/s [39], ou avec une technique interférométrique [40, 41]. Cependant, cette technique est limitée en débit à cause du temps de réponse dynamique des amplificateurs optiques à semi-conducteurs.

1.3 État de l'art des fonctions de traitement optique à base de CPh

Nous verrons dans le chapitre suivant que les CPh peuvent considérablement changer la manière de contrôler la lumière, que ce soit en termes de confinement de la lumière ou d'ingénierie de dispersion. Nous pouvons donc nous interroger sur l'intérêt que peuvent avoir les CPh pour le traitement tout optique du signal.

Les CPh ont le potentiel de résoudre certains problèmes, notamment avec les fortes interactions lumière/matière qu'ils offrent de par le fort confinement optique, réduisant ainsi les puissances nécessaires pour réaliser des fonctions par le biais d'effets linéaires ou non-linéaires. Leur particularité d'être de très petite taille, peut aussi faciliter leur intégration sur une puce. Ceci est valable également pour les connexions intra-puce, sur lesquelles il sera nécessaire d'introduire un grand nombre de fonctions optiques sur une même puce silicium CMOS [42].

Intéressons nous alors à l'état de l'art des fonctions de traitement optique du signal, que nous avons détaillées précédemment, sur la plateforme des cristaux photoniques.

1.3.1 Conversion de longueur d'onde

Nous avons vu précédemment que la conversion de longueur d'onde pouvait être réalisée à partir du mélange d'onde. Dans ce sens, de la conversion de longueur d'onde à partir de l'effet du mélange à quatre ondes a été démontrée dans des guides CPh [43, 44]. Dans [44], un guide CPh en phosphore de gallium et d'indium (GaInP) est utilisé pour réaliser de la conversion de longueur d'onde. Dans le régime continu, avec des puissances dans la gamme du milliwatt, une efficacité de conversion de -49,3 dB est obtenue pour un désaccord spectral entre les signaux pompe et sonde de 2,3 nm. En utilisant une pompe pulsée (625 MHz avec des impulsions de 100 ps), avec une puissance crête de l'ordre de 25 mW, l'efficacité de conversion augmente à -36 dB. Dans [43], des guides CPh en silicium sont utilisés. La dispersion des guides est modifiée afin de présenter des régimes de propagation en lumière lente avec des indices de groupe d'environ 30. Nous verrons, dans le chapitre 2, les méthodes utilisées pour modifier la dispersion dans les guides CPh et l'intérêt que présente ce régime de lumière lente pour les interactions non-linéaires. Une efficacité de -52 dB est mesurée (correspondant à une efficacité instantanée de -9,5 dB) pour un désaccord spectral entre les signaux de 6 nm et une puissance crête de pompe de

3 W (impulsions de 8 ps à 4 MHz).

Il est à noter que les guides CPh à lumière lente en silicium sont également employés pour la commutation, avec des applications possibles de conversion de longueur d'onde, avec par exemples des configurations de guide droit simple [45, 46] utilisant la dispersion de plasma ou des configurations du type interféromètre de Mach-Zehnder [47, 48]. La commutation basée sur des guides est plus avantageuse en termes de bande passante comparée à des cavités. Cependant, la commutation basée sur des cavités est meilleure en termes de dimension et d'énergie de commutation.

Certains groupes et notamment les Japonais de NTT ont travaillé sur l'ingénierie des cavités CPh pour la commutation tout optique basée sur l'effet plasma résultant de l'absorption à deux photons. Ils ont réalisé des cavités CPh en silicium [49] et en matériaux III-V (InGaAsP) [50] avec respectivement des énergies de commutation inférieures à 100 fJ et de l'ordre de 6 fJ et avec des fenêtres temporelles de commutation (temps de montée + temps de descente) de l'ordre de 70 ps dans le silicium et environ 40 ps dans le matériau III-V. D'autres travaux sur les semi-conducteurs III-V ont été rapportés, basés sur l'injection de porteurs par absorption linéaire sur des cavités CPh membranaires (de type L3, nous présenterons dans le chapitre 2 les différents types de cavités CPh) en InP [51], avec des contrastes de 7 dB et des fenêtres de commutation inférieures à 190 ps, ou sur des cavités CPh en InGaAsP-InP menant à des contrastes de 3 dB avec des énergies de commutation de 300 fJ [52]. Nous pouvons souligner le fait qu'il n'y ait pas de démonstration «système» dans les travaux mentionnés.

La conversion de longueur d'onde, à l'aide de la commutation de résonance d'une cavité, sera présentée dans le manuscrit. Nous démontrerons dans le chapitre 4 de la commutation basée sur l'effet plasma généré par absorption à deux photons dans une cavité CPh en GaAs. Nous présenterons également, dans le chapitre 5, les résultats obtenus par le biais de la commutation d'une cavité CPh liée à la création de porteurs par absorption linéaire sur une plateforme hybride III-V sur silicium. Dans le chapitre 3, nous détaillerons les expériences effectuées, au cours de ces travaux de thèse, pour réaliser de la conversion de longueur d'onde par mélange d'ondes dans un guide CPh membranaire en matériau III-V.

1.3.2 Démultiplexage temporel

Nous avons vu dans la partie précédente que le démultiplexage temporel optique nécessite une fonction optique permettant de réaliser une porte optique capable de produire des fenêtres temporelles très courtes et avec un taux d'extinction relativement élevé et un taux de répétition correspondant au débit du canal OTDM à démultiplexer. Nous avons également vu que le mélange à quatre ondes était une technique pour effectuer le démultiplexage optique temporel. Cette technique a été utilisée dans des guides CPh en silicium, de 96 μm de long, présentant une ingénierie de dispersion afin de présenter un régime

de propagation en lumière lente (indice de groupe autour de 30) [53], afin de réaliser un démultiplexage temporel 160 Gbit/s vers 10 Gbit/s. Cette réalisation est la seule à ce jour obtenue sur un guide CPh avec des mesures systèmes effectuées. Les seize canaux sont démultiplexés sans erreur avec une pénalité autour de 2 dB pour un taux d'erreur binaire de 10^{-9} . Nous détaillerons les termes de pénalité et de taux d'erreur binaire à la fin de ce chapitre dans une partie traitant des critères d'évaluations d'une transmission optique.

Un démultiplexage optique temporel a également été obtenu par mélange quatre ondes dans un guide CPh en phosphure de gallium et d'indium (GaInP) [54], sans mesure système reportée. Les auteurs démontrent un démultiplexage 10,6 Gbit/s vers 660 Mbit/s et vers 330 Mbit/s.

Si l'on se penche du côté des cavités CPh, nous pouvons citer les travaux de NTT relatif à la commutation tout-optique d'une cavité avec des énergies de commutation de l'ordre du fJ et des contrastes allant jusque 10 dB [50]. Dans leurs travaux, les auteurs présentent des résultats d'extraction d'impulsions à 40 Gbit/s par le biais de la commutation d'une cavité CPh (en InGaAsP) obtenue par absorption linéaire et non-linéaire (absorption à deux photons). Même si cette technique nécessite des études complémentaires, ces premiers résultats sont encourageants pour la réalisation d'un démultiplexeur optique temporel à base de cavités CPh.

Dans le chapitre 3, nous détaillerons les expériences effectuées, au cours de ces travaux de thèse, pour réaliser du démultiplexage optique temporel par mélange à quatre ondes dans un guide CPh membranaire en matériau III-V.

1.3.3 Démultiplexage en longueur d'onde

Comme nous avons pu le voir, l'objectif du démultiplexage en longueur d'onde est d'extraire des longueurs d'onde bien précises dans un flux de données WDM. Pour réaliser cette fonction, l'idée, dans notre cas, est de coupler de façon sélective une onde guidée à un résonateur (figure 1.12) : l'énergie n'est transférée dans le résonateur qu'à la fréquence de son mode résonant et pas à une autre. Il faut alors diriger cette énergie vers un autre guide. On parle alors de filtre d'extraction.

Divers concepts pour la réalisation de composants WDM utilisant les propriétés des CPh ont été récemment proposés pour les communications optiques et de nombreuses démonstrations sont présentes dans la littérature avec des résultats prometteurs, tels que des filtres d'insertion-extraction [55, 56], des filtres d'extraction de canaux [57], des filtres coupe-bande [58] ou passe-bande [59, 60].

Dans [58] est présentée la modélisation d'un filtre CPh stoppe-bande basé sur une cavité en anneau couplée à un guide avec une efficacité de coupure de 98 % (correspondant au rapport de la puissance rejetée sur la puissance entrante dans le filtre). La fréquence centrale du filtre est accordable en modifiant des paramètres géométriques de la structure tels que la taille des trous ou la taille de l'anneau. La largeur de bande coupée peut être

modifiée en ajustant la distance entre le guide et l'anneau. Des filtres passe-bande sont également proposés dans la littérature. Dans [59], le filtre est proposé sur la base d'un réseau de guides d'ondes déphasés [61]. Il est démontré qu'en choisissant une bonne combinaison d'amplitude de déphasage et de longueurs des réseaux de guide, une bande passante plate et étroite peut être obtenue théoriquement. La longueur d'onde centrale du filtre peut être ajustée en modifiant le déphasage. Une application spécifique à la réalisation théorique d'un filtre du troisième ordre de Chebyshev est également présentée. Une autre méthode est présentée dans [60] pour réaliser un filtre passe-bande. Elle est basée sur le couplage entre deux guides et une cavité résonante. Différents types de cavités sont théoriquement étudiés, tels que la cavité carrée, hexagonale ou circulaire, avec de meilleures performances pour cette dernière. Des bandes passantes entre 15 et 30 nm sont obtenues en modifiant les paramètres géométriques, avec des efficacités de sortie (correspondant au rapport de la puissance en sortie du filtre sur la puissance en entrée) pouvant aller jusqu'à 100 %. Dans [55] et [62], les auteurs réalisent une étude sur des filtres d'insertion-extraction basés sur des structures de résonateurs en anneaux simples ou couplées. Leurs simulations montrent qu'une efficacité d'extraction de quasiment 100 % est possible. L'étude théorique d'un multiplexeur d'insertion-extraction basé sur une membrane CPh en semi-conducteur est également rapportée dans [56]. La réalisation expérimentale, en CPh silicium, d'un démultiplexeur de longueurs d'onde est présenté dans [57]. Le filtrage des canaux est réalisé en décalant la fréquence de coupure du mode fondamental dans les sections consécutives du guide de transport. Le décalage est réalisé par modification de la taille des trous en bord des guides d'extraction. Le composant est prévu pour démultiplexer des canaux séparés de 20 nm. Cependant, aucune mesure d'efficacité d'extraction ou de mesure «système» ne sont rapportées.

Nous démontrerons cette fonction de démultiplexeur en longueur d'onde à l'aide de cavités résonantes sur une membrane CPh 2D en matériaux semi-conducteurs au chapitre 4.

1.3.4 Suivi de performance d'un signal optique

Nous avons expliqué précédemment que le suivi de performances tout-optique permettait de générer des signaux qui sont le reflet direct de la qualité du signal à surveiller, et ce même à des débits très élevés (figure 1.13).

Récemment, dans des guides CPh silicium, la génération de troisième harmonique améliorée en régime de lumière lente a été utilisée pour démontrer le suivi de performances optiques sur des signaux à très haut débit allant jusqu'à 640 Gbit/s [63]. Le guide CPh utilisé mesure 80 μm de long et présente un indice de groupe autour de 40 sur une bande de 12 nm autour de la longueur d'onde de travail. Les puissances couplées utilisés ne sont pas très élevées, autour de la dizaine de mW, notamment grâce à l'amélioration du processus non-linéaire dans le régime de lumière lente. Un suivi de performance de la

dispersion résiduelle et de l'OSNR (rapport signal à bruit optique) sont reportés dans cet article, sur des signaux ayant des débits de 40, 160 et 640 Gbit/s. Cette démonstration est la seule obtenue dans un guide CPh et utilise donc la technique de transfert de puissance non-linéaire.

Nous proposons dans le chapitre 6 d'utiliser une technique similaire, avec la génération de seconde harmonique dans un guide CPh en matériau III-V pour démontrer le suivi de performances optiques de signaux à 40 Gbit/s.

1.3.5 Limiteur d'intensité

La fonction de limiteur d'intensité n'a pas été démontré expérimentalement sur la plateforme CPh. Cependant, il peut être intéressant pour certaines applications de réduire les fluctuations d'intensité sur les niveaux hauts d'un signal.

Quelques études théoriques ont été menées sur la fonction de limiteur de puissance dans les cristaux photoniques [64,65,66,67] sans toutefois de démonstrations expérimentales avec des mesures «système» comme nous pourrons le présenter dans le chapitre 5. Nous utiliserons une technique d'automodulation sur une cavité CPh, c'est à dire que le signal dégradé commandera lui-même la commutation de la cavité.

Nous avons donc présenté les généralités sur les télécommunications optiques ainsi que différentes fonctions de traitement optique que nous nous proposons de réaliser dans ces travaux de thèse et leur état de l'art associé. La partie suivante liste les critères utilisés dans le manuscrit pour évaluer l'impact des fonctions réalisées sur la qualité de la transmission optique.

1.4 Critères de qualité d'une transmission

Pour déterminer la qualité d'une transmission optique, différents critères sont définis. Les trois critères principaux sont le taux d'erreur binaire, le diagramme de l'œil et le facteur de qualité. Ces critères sont souvent évalués dans le domaine électrique après la détection du signal optique. Nous allons expliciter ces critères par la suite étant donné qu'ils seront largement utilisés dans les chapitres suivants. Nous présenterons également la mesure du rapport signal à bruit optique.

1.4.1 Le diagramme de l'œil

Le diagramme de l'œil est la superposition synchrone d'un grand nombre de symboles binaires du signal.

Il est obtenu dans le domaine électrique après la détection, au moyen d'un oscilloscope à échantillonnage (électrique ou optique) et d'une synchronisation à la fréquence de l'horloge. Il permet d'évaluer la qualité du signal en termes de bruit d'amplitude, d'interférence

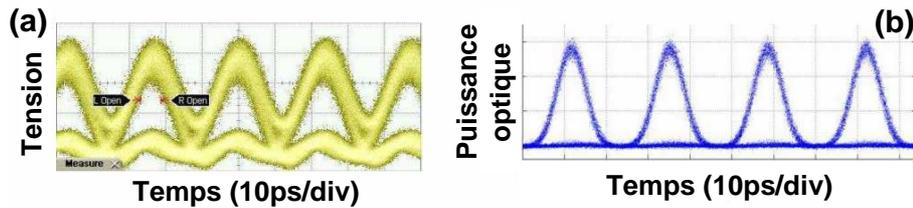


Figure 1.15 – Diagrammes de l’œil d’un signal RZ 33% à 42,7 Gbit/s issus d’un oscilloscope à échantillonnage électrique (a) et d’un oscilloscope à échantillonnage optique (b).

entre symboles ou de gigue temporelle. Plus le signal est de mauvaise qualité, plus le diagramme de l’œil est fermé. Remarquons que la visualisation d’un diagramme de l’œil issu d’un oscilloscope à échantillonnage électrique est limitée par la bande passante électrique (≈ 50 GHz dans notre cas). Nous pouvons constater sur la figure 1.15 qu’avec un oscilloscope à échantillonnage optique, outil disponible au laboratoire FOTON, la résolution est bien meilleure (résolution temporelle de 1 ps). Nous obtenons un diagramme de l’œil parfaitement ouvert.

1.4.2 Le taux d’erreur binaire

Le taux d’erreur binaire (TEB) est par définition le rapport entre le nombre de bits erronés et le nombre total de bits transmis dans un intervalle de mesure. À un instant d’échantillonnage donné, la tension correspondant au photo-courant mesuré est comparée à une tension de seuil. Comme nous l’avons vu précédemment, si la tension du signal est supérieure à la valeur du seuil, ou respectivement inférieure, le symbole reçu est considéré comme un symbole ‘1’, ou respectivement ‘0’. Si les fluctuations d’amplitude ou temporelles sont importantes, la tension du symbole ‘1’ peut passer en-dessous du seuil et celle du symbole ‘0’ au-dessus du seuil : des erreurs de décision sont alors commises.

La probabilité d’erreur peut s’écrire [68] :

$$P_e = P_1.P(0/1) + P_0.P(1/0) \quad (1-1)$$

où P_1 et P_0 sont respectivement les probabilités d’émission des symboles ‘1’ et ‘0’. $P(0/1)$ est la probabilité de recevoir un ‘0’ lorsqu’un ‘1’ est transmis et $P(1/0)$ l’inverse. En considérant que le bruit dans les systèmes de transmission optique est gaussien, l’amplitude du signal à un instant de décision va être une variable gaussienne. De plus, les symboles ‘1’ et ‘0’ peuvent être considérés équiprobables dans tous les flux de données réelles, les probabilités P_1 et P_0 sont donc égales à 0,5. Nous pouvons alors écrire :

$$TEB = P_e = \frac{1}{4} \left[\operatorname{erfc} \left(\frac{V_1 - V_{seuil}}{\sigma_1 \sqrt{2}} \right) + \operatorname{erfc} \left(\frac{V_{seuil} - V_0}{\sigma_0 \sqrt{2}} \right) \right] \quad (1-2)$$

où V_0, V_1 et V_{seuil} sont respectivement les tensions moyennes des symboles ‘0’ et ‘1’ à l’instant de décision et la tension de seuil. σ_0 et σ_1 sont les écarts types des probabilités des

symboles '0' et '1' comme indiqué sur la figure 1.16. $erfc$ est la fonction d'erreur complémentaire définie par :

$$erfc(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{+\infty} e^{-y^2} dy \quad (1-3)$$

Le taux d'erreur binaire est minimum lorsque :

$$V_{seuil} = \frac{V_1\sigma_1 + V_0\sigma_0}{\sigma_1 + \sigma_0} \quad (1-4)$$

ce qui donne :

$$TEB_{min} = \frac{1}{2} erfc \left[\frac{V_1 - V_0}{\sqrt{2}(\sigma_1 + \sigma_0)} \right] \quad (1-5)$$

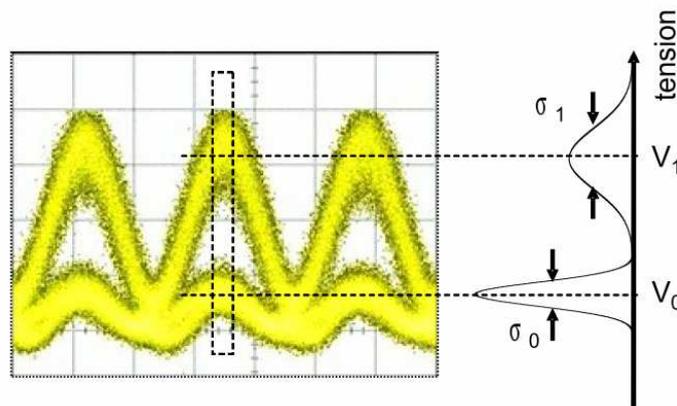


Figure 1.16 – Diagramme de l'œil d'un signal RZ et mesures des densités de probabilités de bruit.

Dans les systèmes de transmission, le critère de qualité demandé par les opérateurs de télécommunications est un TEB de 10^{-12} , ce qui correspond à une erreur pour mille milliards de bits transmis. Dans les faits, grâce à l'utilisation de codes correcteurs d'erreur (FEC pour *Forward Error Correction*), un TEB de 2.10^{-3} est toléré. Le FEC repose sur un codage adapté qui est basé sur l'ajout de redondance aux données à transmettre. Cependant, l'utilisation de ces codes correcteurs d'erreurs nécessite un sur-débit, souvent de l'ordre de quelques pourcents.

À partir de la mesure de l'écart type des distributions des symboles '1' et '0' autour de valeurs moyennes, présentée sur la figure 1.16, il est possible de mesurer le facteur de qualité en amplitude Q du signal. Le facteur de qualité est un paramètre permettant de quantifier la qualité d'un diagramme de l'œil.

$$Q = \frac{V_1 - V_0}{\sigma_1 + \sigma_0} \quad (1-6)$$

Ce facteur de qualité est relié au TEB, par la relation 1-7, dans l'hypothèse où les distributions de puissance sont gaussiennes. Le facteur Q est représentatif du rapport signal à

bruit électrique devant la décision et n'a pas d'unité. Pour exemple, à partir de l'équation 1-7, pour un TEB de 10^{-9} , un facteur Q de 6 est nécessaire. Toutefois, cette définition du facteur de qualité en amplitude a été donnée pour information et nous ne l'utiliserons pas dans la suite du manuscrit.

$$TEB_{min} = \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{Q}{\sqrt{2}}\right) \quad (1-7)$$

Dans la suite du document, nous utiliserons souvent la mesure quantitative qu'est le TEB afin d'évaluer les performances d'une transmission ou d'une fonction optique. Pour cela, l'émetteur sera composé d'un générateur de séquences binaires électriques pseudo-aléatoires (*PRBS* pour *Pseudo-Random Binary Sequence*). Ces séquences binaires peuvent être de longueur variable de $2^7 - 1$ à $2^{31} - 1$ bits. Si l'émetteur et le récepteur connaissent le contenu des séquences, il devient alors possible de compter les erreurs. La configuration pour laquelle le récepteur est directement en sortie de l'émetteur est appelée *back to back* (*B2B*). Lorsque des fonctions optiques sont insérées dans un système de transmission, elles vont modifier les performances de ce système. Pour évaluer l'impact de la modification, nous utilisons un paramètre : la *pénalité*. La pénalité est définie comme la différence (en dB) entre les puissances reçues sur le récepteur pour avoir un TEB donné. Contrairement au TEB de 10^{-12} mentionné précédemment, en pratique nous mesurons en laboratoire des TEB de 10^{-9} avant et après l'insertion de la fonction dans le système. En effet, un TEB de 10^{-9} nécessite un temps d'intégration moins long que 10^{-12} pour effectuer la mesure. La puissance reçue sur le récepteur, en configuration *back to back*, pour avoir un TEB de 10^{-9} est appelée *sensibilité du récepteur*. La mesure de la pénalité par rapport au *back to back* évalue le bruit ajouté et les déformations du signal introduites par le dispositif ajouté.

1.4.3 OSNR

Alors que le rapport signal à bruit (SNR) est souvent cité pour des signaux électriques, il peut être appliqué à toute forme de signaux. La notion de signal à bruit n'est définissable que dans le cas d'un bruit additif. Les signaux optiques ont une fréquence porteuse qui est beaucoup plus élevée que la fréquence de modulation (environ 200 THz et plus). De cette façon, le bruit optique, dû à l'émission spontanée amplifiée (ESA) des amplificateurs optiques, couvre une bande passante qui est beaucoup plus large que le signal lui-même. Pour décrire la qualité du signal sans prendre en compte le récepteur, le SNR optique (OSNR) est utilisé. L'OSNR est le rapport entre la puissance du signal et la puissance de bruit d'ESA dans une bande donnée.

$$OSNR = \frac{P_{signal}}{P_{bruit}} \quad (1-8)$$

Le plus souvent, la bande de référence est de 0,1 nm, mais cette largeur est variable, l'important étant de ne pas couper le signal lors de la mesure. En effet, la largeur dépend du débit du signal. Plus le débit est élevé, plus le spectre est large et plus la bande passante de

référence doit être grande pour intégrer entièrement la puissance optique du signal. Toutefois, cette largeur de bande est indépendante du format de modulation, de la fréquence et du récepteur. Cette bande de référence n'est là que pour définir l'OSNR ; il est juste nécessaire qu'elle soit plus grande que la bande passante du signal modulé. L'OSNR est mesuré avec un analyseur de spectre optique comme indiqué sur la figure 1.17. La mesure de P_1

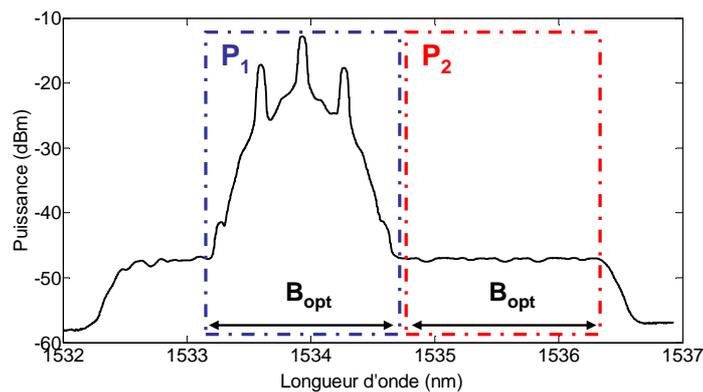


Figure 1.17 – Mesure de l'OSNR d'un signal.

sur une bande optique B_{opt} comprend la puissance de signal P_{signal} et la puissance de bruit P_{bruit} . La mesure de P_2 , toujours sur une bande optique B_{opt} , correspond à la puissance de bruit P_{bruit} . À partir des mesures, nous obtenons donc :

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{P_{signal} + P_{bruit}}{P_{bruit}} = \frac{P_{signal}}{P_{bruit}} + 1 \quad (1-9)$$

D'après la relation 1-8, la valeur de l'OSNR est donc obtenue par :

$$OSNR = \frac{P_1}{P_2} - 1 \quad (1-10)$$

1.5 Conclusion du chapitre

Le but de ce chapitre était, dans un premier temps, de présenter les éléments constituant un système de transmission optique, en commençant par l'émetteur et le récepteur. Nous avons introduit les différents formats de modulation utilisés dans ces travaux, que ce soit une modulation de l'intensité du signal (ASK) ou une modulation de la phase du signal (PSK), ainsi que les techniques de multiplexage (OTDM, WDM) et de détection.

Dans une deuxième partie, nous avons introduit les différentes fonctions de traitement optique du signal que l'on se propose de réaliser lors de ces travaux, à savoir la conversion de longueur d'onde, le limiteur d'intensité, le démultiplexage OTDM et WDM ainsi que le suivi de performances d'un signal optique, le tout en distinguant les fonctions qui seront réalisées dans des guides CPh de celles réalisées à l'aide de cavités CPh.

Dans une troisième et dernière partie, nous avons introduit les critères de qualité d'une transmission tels que le diagramme de l'œil, le rapport signal à bruit optique et le taux d'erreurs binaires qui seront utilisés au cours des chapitres suivants, afin d'évaluer l'impact des fonctions sur la qualité du signal optique portant les informations.

Après avoir introduit les généralités sur les télécommunications optiques et sur les critères de qualité d'une transmission, nous nous intéresserons dans le chapitre suivant à la technologie des cristaux photoniques.

Chapitre 2

Introduction aux cristaux photoniques

Après avoir introduit les généralités sur les télécommunications optiques et sur les critères de qualité d'une transmission, intéressons nous maintenant à la technologie des cristaux photoniques à proprement parler. Dans ce chapitre, nous allons donc introduire la technologie des cristaux photoniques, et présenter les structures de cavités ou de guides qui ont été utilisées durant ces travaux. Nous nous intéresserons par ailleurs au couplage, aux caractéristiques de transmission de la lumière dans ces structures photoniques, ainsi qu'aux origines des pertes. Nous proposerons également une introduction au régime de lumière lente dans les cristaux photoniques.

2.1 Un peu d'histoire

Même si nous sommes en mesure de saisir le concept de cristal photonique depuis peu de temps, les interactions entre les ondes (lumière) et des structures périodiques sont étudiées depuis plus d'un siècle. En effet, en 1887, Lord Rayleigh a publié dans le *Philosophical-Magazine* "[...] que des ondes peuvent se propager à travers un milieu doté d'une structure périodique " [69]. Les premières observations expérimentales impliquant des structures périodiques ont été faites en 1902 par R.W. Wood (1868-1955). Il a remarqué la réflexion de la lumière sur une grille métallique pour certains angles spécifiques [70]. Nous savons que cet effet correspond à l'excitation d'un mode propre du réseau. Cela explique que la quantité totale d'énergie réfléchi diminue brusquement. Il a été trouvé que cette anomalie était en quelque sorte liée à la transformation des ondes propagatives en ondes évanescentes [71]. Presque en même temps, W.L. Bragg a démontré l'importance de la diffusion simple et multiple pour expliquer le motif de diffraction de structures périodiques [72]. Par conséquent, l'idée que la matière structurée peut contrôler certaines propriétés de la lumière est là, en particulier la théorie de la diffusion de réseaux.

Nous pouvons faire remarquer que certaines espèces animales ou minérales fabriquent

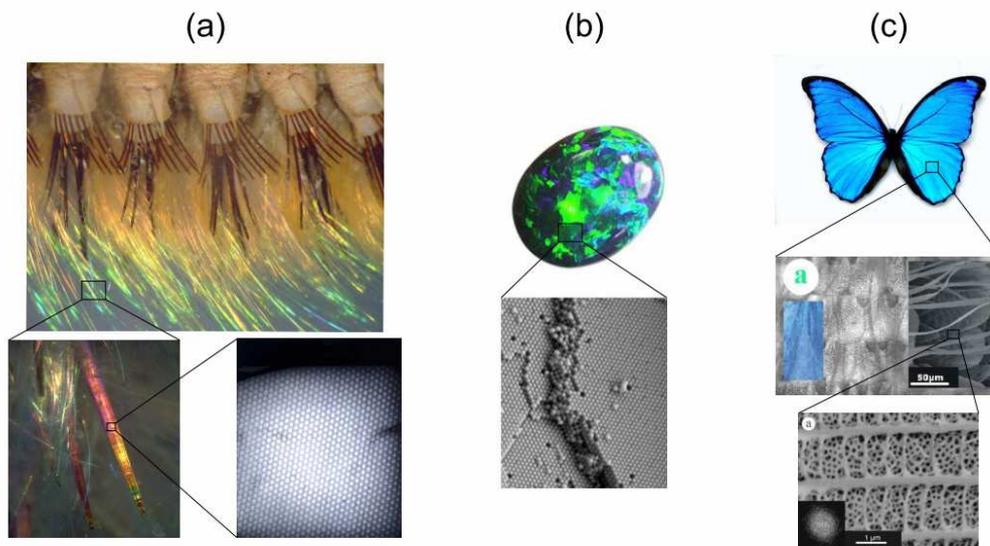


Figure 2.1 – Exemples de cristaux photoniques naturels. (a) poil d’Aphrodita (source [73]), (b) opale (source [74]), (c) papillon Princeps nireus (source [75])

et utilisent des structures présentant des périodicités d’indice dans une ou plusieurs dimensions de l’espace à des fins esthétiques ou stratégiques depuis bien longtemps comme montré sur la figure 2.1. Ces quelques exemples illustrent pourquoi les CPh artificiels suscitent énormément d’attention : les CPh sont des structures clés qui permettraient de contrôler la lumière comme jamais auparavant.

Les phénomènes physiques ont été bien compris dans les années 60 avec l’existence de modes guidés et de modes résonants à l’intérieur de structures périodiques et grâce au développement des ordinateurs et d’une théorie complète de la diffraction [76,77]. Ces études ont démontré que les structures périodiques peuvent supporter des modes propres. Aussi la propagation des électrons dans les solides a été étudiée avec un intérêt sans cesse croissant durant le vingtième siècle. En particulier, F. Bloch mit en 1928 le cadre mathématique pour l’étude des cristaux périodiques 3D [78]. Pourtant, le lien entre l’électronique et les structures optiques manque. Le formalisme du diagramme de bande interdite photonique a été introduit plus tard [79]. Puis la possibilité de produire des structures à deux ou trois dimensions qui posséderaient des bandes interdites a été initiée par Roland Zengerle [80], Eli Yablonovitch [81] et Sajeev John [82] en 1987 dans le but de contrôler l’émission spontanée de la lumière.

Les limitations dans la fabrication ont entravé toute démonstration expérimentale dans un premier temps [83]. Les premières expériences ont été seulement tentées aux fréquences des micro-ondes [84], car les exigences de fabrication étaient assouplies par rapport aux longueurs d’onde des télécommunications. En 1996, T.F. Krauss a réalisé les premiers CPh aux longueurs d’onde optiques [85]. Le point clé est que le processus de fabrication est directement issu de la technologie des semi-conducteurs, ce qui rend plus facile le transfert

vers d'autres laboratoires. Cela a ouvert la voie à la dissémination et au développement des CPh.

La première démonstration de CPh aux longueurs d'onde des télécommunications ($1,55 \mu\text{m}$) a déclenché beaucoup d'intérêt. Dès le début, les CPh ont été réputés comme des structures idéales de guidage et de confinement. Étant donné que la longueur de confinement est environ la même que la longueur d'onde dans le matériau ($\lambda/n_{\text{massif}}$), la possibilité d'une forte interaction lumière-matière et donc de nouvelles possibilités de traitement du signal ont été faciles à prévoir. Ceci a mené à voir les CPh comme des structures idéales pour implémenter des fonctions de traitement du signal, au niveau optique, d'une manière très efficace. Pour réaliser de telles structures, la clé est de construire le "plus parfait" CPh possible, c'est-à-dire avec un minimum de défauts de fabrication. Cela a conduit à une forte concurrence dans la conception d'une cavité CPh avec le plus haut facteur de qualité, démontrant ainsi une maîtrise de la conception (pas de perte intrinsèque) et de la fabrication (pas de perte extrinsèque).

2.2 Analogie électron-photon

Un photon qui se propage dans un cristal photonique est l'équivalent d'un électron se propageant dans un cristal semi-conducteur. Cette analogie électron-photon découle de la similitude entre l'équation de Schrödinger, régissant la propagation des électrons dans un matériau caractérisé par un potentiel électrostatique périodique, et les équations de Maxwell, utilisées pour décrire la propagation d'une onde électromagnétique dans un matériau caractérisé par sa constante diélectrique ϵ périodique.

De cette similitude découlent des propriétés analogues pour les deux systèmes. Ainsi, de même que la périodicité du potentiel cristallin d'un semi-conducteur entraîne l'apparition de bandes interdites en énergie pour les électrons, la modulation périodique de la constante diélectrique d'un cristal photonique est à l'origine de domaines de fréquences pour lesquels le cristal ne supporte pas de mode électromagnétique, autrement dit, pour lesquels la lumière ne peut pas se propager dans le matériau.

Dans un semi-conducteur, il est possible par des dopages de rompre la périodicité du potentiel électrostatique et faire ainsi apparaître des niveaux d'énergie permis dans la bande interdite [86, 87]. Par analogie avec les semi-conducteurs, en introduisant un défaut dans la périodicité d'un cristal photonique, il est possible de faire apparaître un mode localisé dans la bande interdite, c'est-à-dire une fréquence de propagation permise dans la bande interdite photonique [88]. Le défaut est réalisé en modifiant la constante diélectrique dans une ou plusieurs des cellules élémentaires du cristal. On verra plus loin que jouer sur la nature ou la taille d'un défaut dans un CPh permet de changer les propriétés du CPh et ainsi d'obtenir des propriétés dispersives singulières afin de réaliser des fonctions optiques de traitement du signal.

Notons également, que si l'on peut décrire un matériau cristallin par sa maille élémen-

taire dans l'espace réel et l'espace des vecteurs d'onde, les symétries des cristaux photoniques permettent de les décrire par une maille élémentaire dans l'espace réciproque et par une zone de Brillouin.

Dans ce travail de thèse, aucune méthode de calcul n'a été développée afin de concevoir et prédire le comportement linéaire des cristaux photoniques étudiés. Néanmoins, la partie suivante va présenter brièvement le formalisme des CPh et le diagramme de bandes photoniques. Pour plus d'informations sur la conception des CPh, le lecteur pourra se reporter aux travaux de thèse de S. Combrié [89] et P. Colman [90], tous deux collaborateurs du projet Copernicus.

2.3 Les structures 1, 2 et 3D

A l'heure actuelle, un large éventail de CPh est disponible, ainsi qu'une variété de techniques de fabrication. Les CPh sont généralement classés en trois catégories différentes comme nous pouvons le voir sur la figure 2.2.

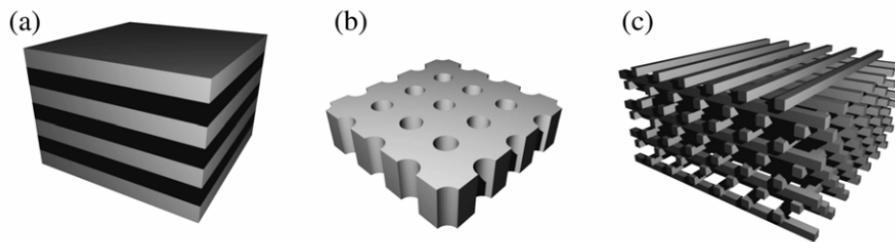


Figure 2.2 – Schématisation de cristaux photoniques 1D (a), 2D (b) et 3D (c) (source [91])

Un cristal photonique 1D est un milieu dont la constante diélectrique est périodique suivant une seule dimension. Ce milieu peut être constitué d'une alternance de couches de diélectriques de permittivités différentes ϵ_1 et ϵ_2 . Il existe alors une bande interdite pour des ondes se propageant perpendiculairement aux interfaces. Cette structure porte le nom de miroir de Bragg. Les miroirs de Bragg sont par exemple utilisés pour réaliser des miroirs de cavités lasers, sur des VECSELs (pour *Vertical Cavity Surface Emitting Lasers*) [92].

La périodicité de la constante diélectrique doit être étendue à deux ou trois dimensions pour obtenir une bande d'énergie interdite dans toutes les directions du plan ou de l'espace.

Les cristaux photoniques 2D sont plus généralement constitués de cylindres identiques parallèles entre eux et enfermés dans une matrice formée par un autre matériau, les intersections des tiges avec le plan perpendiculaire formant un réseau régulier. Les CPh 2D les plus cités dans la littérature sont ceux composés de réseaux de trous d'air cylindriques percés dans un matériau diélectrique. Ces trous peuvent être arrangés suivant différentes configurations, comme par exemple un motif carré, triangulaire ou encore un réseau gra-

phite. Les propriétés dispersives des CPh 2D dépendent de ces arrangements [93, 94, 95]. Pour notre part, durant ces travaux de thèse, nous avons travaillé principalement sur des CPh 2D membranaires composés d'un réseau triangulaire de trous d'air percés dans un matériau semi-conducteur III-V. L'idée de graver un CPh dans une mince membrane tenue seulement par ses bords a été introduite vers 1994, quand les chercheurs de l'opto-électronique ont commencé à exploiter des procédés issus de la fabrication des M(O)EMS (pour *Micro-(Opto)Electro-Mechanical Systems*). Pour les applications à l'optique guidée, il s'agit de membranes d'épaisseur typique comprise entre 200 et 400 nm et servant idéalement de guide planaire monomode. L'immense avantage de ces membranes est de ne nécessiter que d'une profondeur modeste de gravure, à peine plus grande que l'épaisseur précitée, de façon à accéder à la couche sous-jacente, que l'on sacrifie, autrement dit que l'on supprime par dissolution sélective. Une telle membrane se présente comme un «piège à lumière» naturel. Aucun des avantages des guides traditionnels n'est donc perdu, mais en revanche, toutes les fonctionnalités attendues des CPh peuvent être testées (virage avec très faibles pertes, couplage à des cavités intégrées à facteur Q élevé,...). Plus précisément, dans les guides droits, les seules pertes que l'on escompte sont les pertes induites par les irrégularités de fabrication. Il est à noter que la technologie des membranes a fait des progrès constants depuis ces dernières années.

Les cristaux photoniques 3D constituent la seule structure qui permette d'obtenir une bande d'énergie interdite dans toutes les directions de l'espace et représentent le «Graal» de toutes réalisations expérimentales. Un tel contrôle de la densité d'états photoniques offre la possibilité d'un contrôle absolu des propriétés radiatives des émetteurs de lumière. Les CPh 3D existent dans la nature depuis très longtemps (voir figure 2.1(b) par exemple). K.M Ho a fabriqué le premier CPh 3D en 1990 [96], mais l'histoire retient la célèbre Yablonovite, une structure 3D fabriquée pour les micro-ondes en 1993 par E. Yablonovitch présentant une bande interdite dans toutes les directions de l'espace [86, 97]. Différentes méthodes de fabrication existent, nous pourrions retenir les structures «tas de bois» [98] ou les structures «diamants» [99].

Dans la suite, nous allons nous intéresser plus spécifiquement aux CPh 2D qui sont les structures que nous avons étudiées dans ces travaux de thèse.

2.4 Formalisme des CPh et exemple de structure de bandes d'un CPh 2D

Le diagramme de bandes synthétise l'ensemble des diagrammes de dispersion $\omega(k)$ du cristal photonique. Si l'on voulait être exhaustif, il faudrait considérer, pour chaque cristal, toutes les directions de propagation possibles. Comme en physique du solide, on montre que moyennant certaines symétries du cristal, on peut limiter l'étude aux vecteurs k situés à l'intérieur d'une zone restreinte appelée zone de Brillouin irréductible. La complexité du

diagramme dépend de la dimension du cristal considéré, du 1D au 3D [100].

De manière générale, la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu présentant une certaine constante diélectrique est décrite par les équations de Maxwell. De ces équations découlent les équations de propagation des champs électrique et magnétique. Or comme nous avons pu le voir précédemment, les cristaux photoniques ont la particularité d'avoir une constante diélectrique périodique selon une ou plusieurs directions. Le problème s'avère alors impossible à résoudre analytiquement. Des méthodes de résolution numériques doivent alors être développées pour prédire et comprendre les propriétés de ces structures. Pour de plus amples informations sur le sujet, le lecteur pourra s'orienter vers les ouvrages [100,95,93].

Nous nous limiterons ici à présenter un exemple de diagramme de bandes du type de CPh que nous avons utilisé pour ces travaux de thèse, à savoir un CPh 2D composé d'un réseau triangulaire de trous d'air percés dans un matériau diélectrique. Cet exemple est tiré de la thèse de Fabrice Raineri, également partenaire du projet Copernicus [101]. La figure 2.3 est une représentation schématique d'une coupe perpendiculaire à l'axe d'invariance de la structure triangulaire (ici l'axe des trous) : c'est le plan de périodicité. Sur la figure 2.3 (a) est présenté le plan de périodicité de la structure triangulaire de trous d'air avec ϵ la constante diélectrique du matériau, r le rayon des trous et a la période du réseau. On peut noter que le champ électromagnétique est polarisé TE lorsque le champ magnétique est parallèle à l'axe des trous. Sur la figure 2.3 (b) est présenté le réseau réciproque du réseau triangulaire. Il s'agit aussi d'un réseau triangulaire avec une période $b = 2\pi/a$.

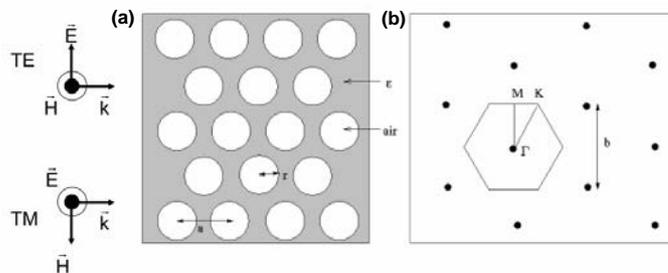


Figure 2.3 – Réseau triangulaire de trous d'air cylindriques (d'après [101]) (a) réseau réel, (b) réseau réciproque.

La zone de Brillouin est hexagonale. Les points de haute symétrie sont notés Γ (vecteur d'onde nul dans le plan), K (ΓK correspond à la direction entre les trous les plus proches voisins) et M (ΓM correspond à la direction entre les trous les plus éloignés). La figure 2.4 présente un exemple de structure de bandes interdites de ce type de CPh 2D à motif triangulaire. Le calcul a été réalisé en utilisant la méthode de développement en ondes planes utilisant 1024 ondes planes pour une structure dont les paramètres sont : $\epsilon = 12$, typique pour un semi-conducteur III-V, $r/a = 0,4$ correspondant à un facteur de remplissage en air $f = 58\%$, défini comme le rapport de la surface des trous d'air et de la surface totale.

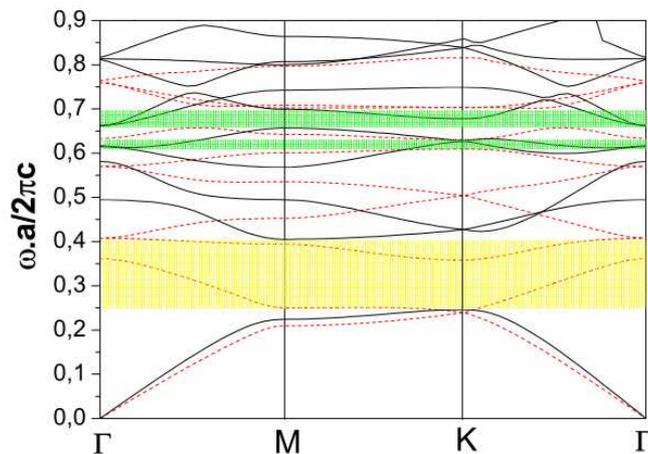


Figure 2.4 – Structure de bandes interdites photoniques d’un réseau triangulaire de trous ($\epsilon = 12$ et $r/a = 0,4$ (d’après [101])). Les lignes noires correspondent aux bandes TE et les lignes rouges pointillées aux bandes TM. Les gaps photoniques des modes TE et TM sont matérialisés respectivement par une zone jaune et verte.

Le calcul est réalisé en faisant varier le module et la direction du vecteur d’onde suivant les directions de haute symétrie de la zone de Brillouin, suivant le chemin $\Gamma MK\Gamma$ dans l’espace réciproque. Les bandes sont tracées pour le cas où le champ électrique est parallèle à l’axe des trous, c’est-à-dire pour une polarisation TM (lignes pointillées rouges), et pour le cas où le champ magnétique est parallèle à l’axe des trous, c’est-à-dire pour une polarisation TE (lignes pleines noires). Nous pouvons remarquer que sur le diagramme de bandes présenté ici, l’énergie des bandes est exprimée en fonction d’un terme sans unité, $\omega a/2\pi c = a/\lambda$, signifiant que, pour fixer la valeur de ces énergies, il faut fixer la valeur de la période du réseau a . Nous pouvons constater qu’avec les paramètres utilisés pour le calcul, des bandes interdites photoniques 2D apparaissent à différentes fréquences pour les deux polarisations, en jaune pour la polarisation TE et en vert pour la polarisation TM. Cependant, pour certaines valeurs de r/a , il existe à la fois une bande interdite photonique aux mêmes fréquences pour les polarisations TE et TM. Ceci est la raison principale pour laquelle ce type de CPh 2D à motifs triangulaires de trous est très étudié.

2.5 Fabrication des CPh 2D en matériau semi-conducteur III-V

Même si ce sujet n’est pas le cœur de ces travaux, nous nous attarderons un peu sur le processus de fabrication d’un CPh 2D membranaire en semi-conducteur. La figure 2.5 résume les étapes de conception. Pour une discussion plus détaillée sur le développement des techniques utilisant les semi-conducteurs III-V, le lecteur pourra se tourner sur les références [102,89].

Les principales étapes de fabrication d’un CPh 2D membranaire en matériau semi-

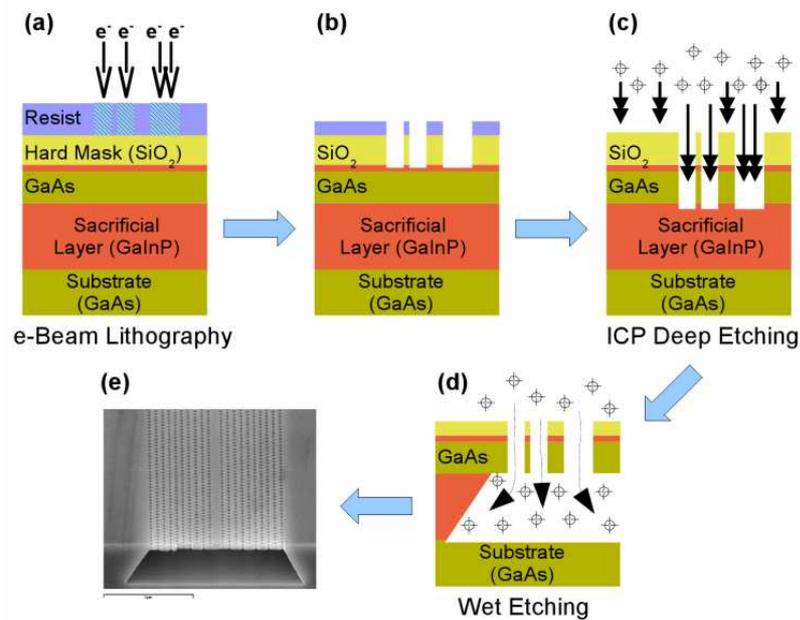


Figure 2.5 – Schéma des principales étapes de fabrication d'un CPh 2D membranaire, tiré de [90].

conducteur sont les suivantes :

- Une première étape, utilisant la lithographie par faisceau d'électrons, consiste en la structuration du motif périodique sur la couche de résine supérieure (figure 2.5(a)). La technique de lithographie par faisceau électronique est bien adaptée pour les CPh car elle permet l'écriture rapide sur une zone relativement large avec une résolution de quelques nanomètres. Toutefois, le faisceau d'électrons n'est pas assez fort pour tailler directement le semi-conducteur. Le motif est donc imprimé sur une couche de polymère tel que le PMMA. Il sert alors de masque pour le processus de gravure plus profonde.
- Une deuxième étape consiste à transférer le masque de la résine polymère sur de la silice (figure 2.5(b)), qui joue le rôle d'un second masque pour l'étape de gravure suivante, car le PMMA n'aurait pas résisté à un procédé de gravure profonde.
- Ensuite, la gravure profonde au plasma à couplage inductif (ICP) est utilisée pour graver les trous dans le semi-conducteur (figure 2.5(c)).
- Puis, le masque de silice est enlevé après la gravure «à sec» et un CPh en semi-conducteur est obtenu. Enfin, la gravure «humide» est utilisée pour enlever la couche sacrificielle sous la membrane CPh (figure 2.5(d)). Cette étape est cruciale et nécessite une solution de gravure très sélective afin de ne pas endommager le CPh.

2.6 Guides et cavités par insertion de défauts ponctuels

Les CPh permettent de forts degrés de liberté pour concevoir une cavité optique. L'insertion d'un défaut ponctuel dans un CPh rompt la symétrie de translation de l'ensemble de la structure. La lumière ne peut échapper à ce défaut, qui devient donc une cavité optique (figure 2.6(a)) [103, 104]. Quand un défaut linéaire est inséré dans la structure CPh, une symétrie de translation discrète est conservée suivant une direction. La lumière peut alors se propager le long du défaut seulement, qui devient un guide d'onde optique (figure 2.6(b)) [105].

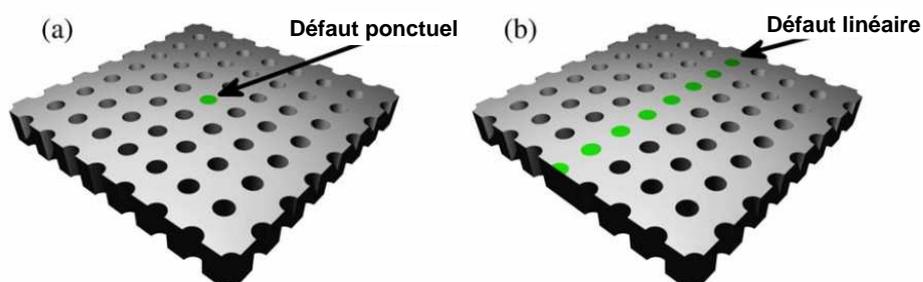


Figure 2.6 – Schématisation de défauts ponctuels (a) ou linéaires (b) dans les cristaux photoniques membranaires (d'après [91])

2.6.1 Les cavités

La bande interdite photonique peut être utilisée pour confiner la lumière dans un volume réduit. Si on inclut un défaut dans un CPh, en enlevant quelques trous dans le réseau par exemple, et si ce défaut a la taille appropriée pour soutenir un mode se trouvant dans le gap photonique, la lumière est alors piégée dans ce défaut. Par conséquent, une cavité optique est donc obtenue. Ces cavités peuvent avoir de très faibles volumes et de grands facteurs de qualité (Q), où Q représente le taux de perte relative d'énergie par rapport à l'énergie stockée de l'oscillateur. Ce facteur est donné par :

$$Q = \frac{\tau\omega}{2} = \frac{\omega}{\Delta\omega} \quad (2-1)$$

avec τ le temps de vie du photon dans la cavité, ω la fréquence de résonance de la cavité et $\Delta\omega$ la largeur à mi-hauteur de la résonance. Les nanocavités CPh peuvent être formées en enlevant et/ou en modifiant un ou plusieurs trous (plus précisément en changeant la taille ou la position des trous) dans la structure parfaitement périodique. Une telle rupture dans la périodicité du réseau introduit de nouveaux niveaux d'énergie au sein de la bande interdite photonique. Actuellement, alors que des facteurs Q de 10^9 sont théoriquement faisables, les meilleures réalisations expérimentales atteignent des facteurs Q de quelques

millions [106,107,108]. La meilleure réalisation de notre partenaire TRT en matériau GaAs atteint un facteur de qualité de 700 000 [109].

Dans les CPh à deux dimensions, les défauts ponctuels sont usuellement appelés «cavités H_i ». H pour hexagone et i pour la largeur exprimée en nombre de rangées manquantes sur un côté de l'hexagone de trous. La figure 2.7 regroupe quelques exemples de cavités H_i sur des CPh 2D. Cependant, il est à noter que d'autres types de cavités que celles hexagonales existent. Nous pouvons d'ailleurs citer entre autres les cavités types L_i , avec L pour ligne, cas dans lequel i trous sont omis sur une même rangée (voir figure 2.7). Comme nous le verrons par la suite au chapitre 4, nous avons travaillé sur des cavités H_0 , dont la structure est fondée sur un décalage des trous d'air autour d'un seul et même point. Le design utilisé est tiré de [110], et permet d'avoir un volume modal très petit de l'ordre de $0,25(\lambda/n)^3$.

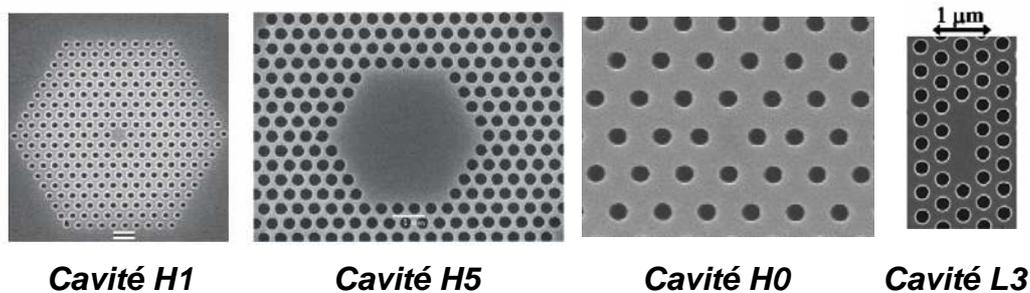


Figure 2.7 – Images MEB de différentes cavités CPh de type H ou L [111].

2.6.2 Les guides

Contrairement aux cavités, dont le champ est complètement localisé, les guides d'ondes sont des défauts étendus comme schématisé sur la figure 2.6(b). Ces défauts étendus sont appelés «guides W_i », W pour waveguide et i pour la largeur du guide en rangées de trous manquantes (i non nécessairement un nombre entier). La figure 2.8 regroupe quelques exemples de guides W_i sur CPh 2D. La lumière reste confinée à l'intérieur du CPh, néanmoins, elle se propage librement d'un côté à l'autre du guide. Nous pouvons dire que les guides d'ondes sont le prolongement naturel des cavités. Donc les guides d'ondes ont aussi bénéficié de l'amélioration de la conception des cavités. En conséquence, les pertes de propagation, d'abord très élevées (≈ 100 dB/mm) sont désormais de l'ordre du dB/mm, comme ce que nous mesurons dans nos guides [112], voir de quelques dB par centimètre [113]. La réduction de la perte de propagation a permis d'étudier les propriétés fondamentales des guides d'ondes CPh. À l'heure actuelle, beaucoup d'efforts au sein de la communauté des CPh sont consacrés à des guides d'ondes, une problématique assez loin de l'idée originale lors de la création des CPh (c'est-à-dire réaliser une cavité parfaite

afin d'inhiber l'émission spontanée). Dans notre cas, nous utilisons des guides CPh W1. Ce sont des guides formés grâce à l'omission d'une rangée de trous dans la direction $\Gamma - K$ dans le réseau triangulaire de trous.

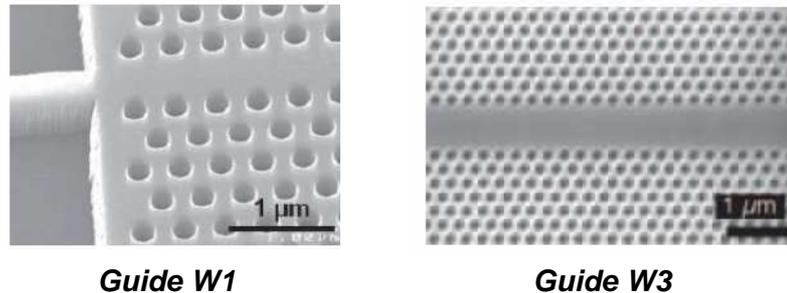


Figure 2.8 – Images MEB de différents guides CPh de type W, tirées de [114, 115].

D'une manière générale, des guides d'ondes CPh longs sont assez difficiles à faire parce qu'ils requièrent une précision de fabrication élevée sur une zone assez grande. Ces problèmes sont spécifiques au processus de fabrication par lithographie, souvent désignés sous le terme de *stitching* ou *raccord de champs* (figure 2.9). En effet, les CPh qui ne peuvent pas être gravés lors d'un champ d'écriture unique nécessitent une étape de mouvement afin de pouvoir couvrir la surface entière du motif périodique. Les tolérances mécaniques pendant la phase de déplacement vont souvent briser la périodicité du CPh avec pour conséquences des pertes de transmission. Cela explique en grande partie la longueur d'environ 100 à 400 microns des guides d'ondes CPh trouvée généralement dans la littérature. Ceci est discuté plus en détails dans [89, 102]. Pour notre part, notre partenaire TRT nous fournit des guides CPh de l'ordre du millimètre. Ces longs guides nous permettent d'avoir des interactions non-linéaires conséquentes comme nous le verrons par la suite. Cependant, nous constaterons également que les défauts de fabrication inhérents à ces longs guides ont un impact non négligeable sur les pertes extrinsèques et sur les profils de transmission.

Comme nous pouvons l'imaginer, les tailles des modes mises en jeu dans ces structures sont très faibles. La problématique du couplage intervient alors. Il a donc été nécessaire de travailler les techniques de couplage et d'adaptation de modes afin de pouvoir utiliser les composants CPh dans les meilleures conditions.

2.7 Couplage de la lumière dans les guides CPh

Le couplage optique, consistant à injecter un signal optique depuis une fibre monomode standard dans un guide d'ondes (ou inversement), est un problème qui doit être résolu afin de limiter les pertes totales du guide d'onde. Dans le cas des fibres monomodes et de la plupart des guides d'ondes, la distribution spatiale d'intensité est gaussienne. Le rayon de mode ω_0 , appelé *waist*, d'un faisceau gaussien est défini (dans le plan où il

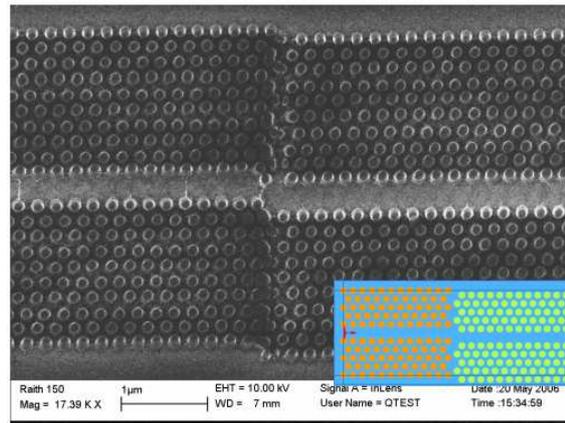


Figure 2.9 – Image MEB d’un guide CPh présentant un défaut de raccord de champ lors de la gravure, tirée de [116].

est le plus petit et où le front d’onde est plan) comme le rayon pour lequel l’intensité a été divisé par e^2 [117] (figure 2.10). L’efficacité de couplage maximum des modes fondamentaux de deux faisceaux gaussiens se produit lorsque les deux diamètres de modes, $MFD = 2\omega_0$ (pour *Mode Field Diameter*), sont égaux et parfaitement alignés [118]. Étant

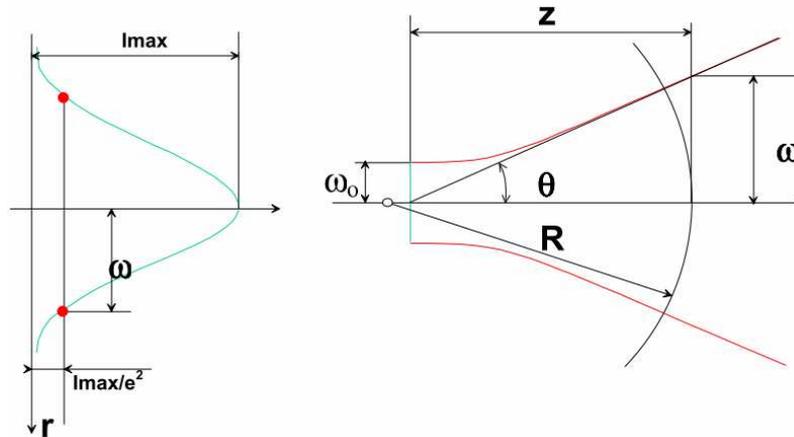


Figure 2.10 – Définition du rayon de mode ω_0 (waist).

donné les dimensions des structures à CPh que nous étudions dans ces travaux de thèse, nous travaillons donc avec de petits diamètres de modes. Dans ce cas, les tolérances de positionnement latérales et axiales sont plus faibles. Ceci est clairement visible sur la figure 2.11. En effet, pour un désalignement latéral de $0,5\mu m$, nous pouvons constater une perte en excès de 1 dB pour deux faisceaux gaussiens de $2\mu m$ de diamètre de mode. En comparaison, ce même désalignement de $0,5\mu m$ mène à une perte de 0,04 dB pour deux faisceaux issus de fibres standards monomodes ayant un MFD de $10,5\mu m$.

La problématique est que le MFD des guides CPh utilisés est de l’ordre de $1\mu m$ tandis que le MFD des fibres standards monomodes est beaucoup plus grand ($\approx 10,5\mu m$). Les

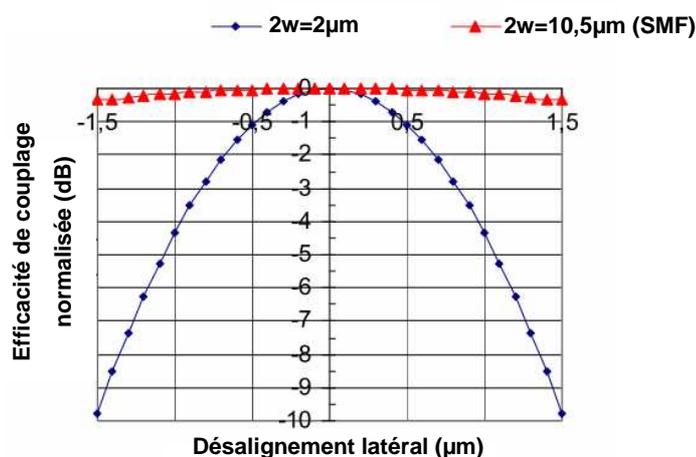


Figure 2.11 – Efficacité de couplage normalisée en fonction d'un désalignement latéral pour deux faisceaux identiques ayant un MFD de $2\mu\text{m}$ (carrés bleus) et un MFD de $10,5\mu\text{m}$ (triangles rouges).

partenaires du projet Copernicus ont donc travaillé en simulation et en conception afin d'augmenter le MFD en sortie des guides CPh et de diminuer le MFD des fibres mono-modes utilisées.

Il a donc été nécessaire de concevoir une structure adaptative de mode, un *taper* (figure 2.12), afin d'augmenter le MFD en sortie de guide [119]. Ce taper permet également de réduire les réflexions aux extrémités du guide, se traduisant par des oscillations Fabry-Perot sur le spectre de transmission. La longueur de la structure adaptative peut varier et est spécifiée en $N \cdot a$, N étant un entier et a le paramètre de maille du motif périodique du CPh. Un taper plus long permettra d'augmenter plus le MFD de sortie de guide, mais un compromis est à trouver entre l'augmentation du MFD et la résistance mécanique du taper.

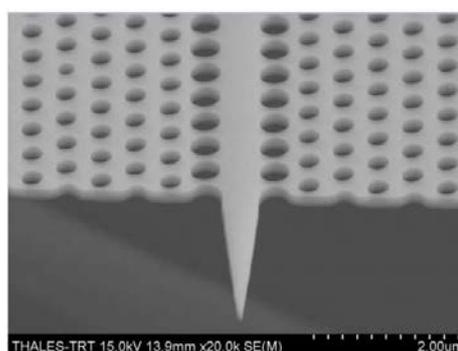


Figure 2.12 – Structure adaptative de mode développée en extrémité de guide W1.

Parallèlement à cela, pour optimiser le couplage, des fibres micro-lentillées ont été développées pour ramener le diamètre de mode d'une fibre standard à un MFD $\cong 2\mu\text{m}$

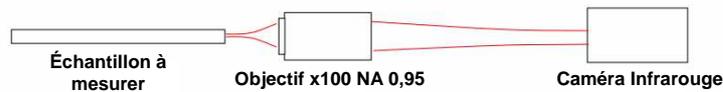


Figure 2.13 – Schéma de la mesure en champ proche.

[120, 121]. Cette solution a été favorisée, par rapport à l'utilisation d'objectifs de microscope, pour sa compacité vu l'objectif final d'intégration du projet.

Pour mesurer le MFD d'une fibre ou d'un guide, il existe les méthodes de mesure en champ lointain ou en champ proche. Dans la méthode de champ proche, un objectif est utilisé pour focaliser la sortie du guide sur une caméra infrarouge, comme indiqué sur le schéma en figure 2.13. Le MFD est déduit par comparaison avec un MFD mesuré de référence tel que, par exemple, celui d'une fibre standard monomode. Néanmoins, l'ouverture numérique de l'objectif doit être très grande afin de ne pas tronquer le faisceau à mesurer en sortie de guide.

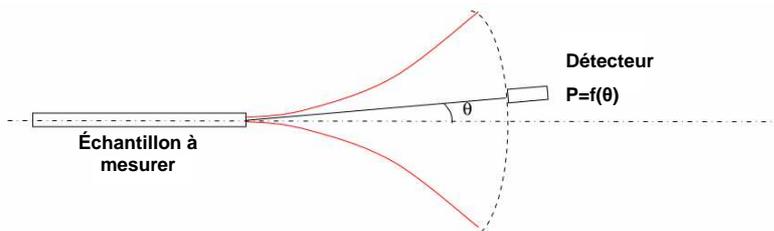


Figure 2.14 – Schéma de la mesure en champ lointain.

Cette mesure en champ proche est donc plus appropriée pour la mesure de grand MFD, ayant une divergence plus faible. La mesure en champ lointain est donc préconisée pour des plus petits MFD. Le banc de mesure en champ lointain mis en place au laboratoire FOTON convient pour des structures actives ou pour des fibres, mais ne convient pas pour ces structures CPh. Il ne faut pas perdre de vue que nous travaillons sur des structures passives non connectées. Un couplage préalable dans les guides CPh est donc nécessaire pour mesurer le MFD. Nous avons donc utilisé la méthode en champ proche pour la mesure de MFD sur les guides, à l'aide d'un objectif ayant une grande ouverture numérique de 0,95. Toutefois, pour les fibres micro-lentillées développées au laboratoire, le banc de mesure en champ lointain, schématisé sur la figure 2.14, a été utilisé. Dans cette méthode du champ lointain, un détecteur effectue une rotation devant le composant à caractériser à une distance plus grande que la distance de Rayleigh ($\pi\omega^2/\lambda$) pour être dans le régime d'approximation de champ lointain. Le diamètre de mode est ensuite déduit du profil de divergence en champ lointain et de la mesure de l'aire effective [122].

Nous allons donc présenter par la suite les résultats obtenus sur les mesures de diamètres de modes sur les guides CPh par la méthode du champ proche. Pour cela, nous

utilisons une caméra infrarouge CCD et un objectif x100 présentant une ouverture numérique de 0,95 (Olympus MPlan100xIR) et un traitement anti-reflet. La distance de travail de cet objectif est de 300 μm . Une source laser continue est injectée dans le guide à une puissance moyenne de 1 mW à l'aide d'une fibre micro-lentillée de 2 μm de diamètre de mode. Un atténuateur variable est utilisé dans le but de limiter la puissance sur le détecteur et éviter toute saturation. Un contrôleur de polarisation est également utilisé afin d'injecter la lumière dans le guide en mode TE.

Tout d'abord, nous avons étalonné la mesure en champ proche avec des fibres optiques dont le diamètre de mode a été déterminé précédemment par la mesure en champ lointain (pas besoin de référence pour la mesure en champ lointain). Pour cela, nous avons utilisé des fibres micro-lentillées dont le MFD est de l'ordre de grandeur de celui des guides CPh, aux alentours de 2 μm . Le tableau 2.1 regroupe les différentes mesures de MFD en champ proche réalisées sur quatre fibres micro-lentillées (une commerciale et trois fabriquées au laboratoire).

<i>Fibre de référence</i>	<i>MFD mesuré en champ lointain</i>	<i>MFD (référence Gradhyp1)</i>	<i>MFD (référence OZ)</i>	<i>MFD (référence Gradhyp2)</i>	<i>MFD (référence Gradhyp3)</i>	<i>Valeur moyenne des MFD mesurés en champ proche</i>
Gradhyp 1	1,80	—	1,80	1,74	1,86	1,80
OZ	2	2,00	—	1,93	2,06	2
Gradhyp 2	2,27	2,35	2,35	—	2,43	2,38
Gradhyp 3	2	1,94	1,94	1,87	—	1,92

TABLE 2.1 – Calibration des mesures de MFD en champ proche comparées aux mesures en champ lointain (valeur en μm).

Les mesures effectuées en champ lointain sont indiquées dans la colonne 2. Puis, chaque fibre est prise comme référence et les MFD de chacune sont mesurés par la suite avec chaque référence. Nous obtenons alors différentes mesures, qui sont moyennées dans la dernière colonne du tableau 2.1. Nous pouvons constater que les mesures des MFD en champ proche sont quasiment similaires aux mesures effectuées préalablement en champ lointain, et ce, quelque soit la référence prise. Nous avons donc utilisé par la suite ces références afin de pouvoir déterminer par cette mesure le MFD en sortie de taper d'un guide CPh, selon le schéma expérimental de la figure 2.15. La distance entre objectif et caméra est maintenue fixe pour toutes les mesures.

Nous pouvons constater sur la figure 2.16 que les profils sont gaussiens selon les axes X et Y. L'axe X est le plan vertical, orthogonal au plan du guide, et l'axe Y est le plan horizontal, c'est-à-dire le plan du guide. Le diamètre de mode est ensuite déduit en ajustant le profil obtenu avec une gaussienne parfaite. Toutefois, nous pouvons constater une

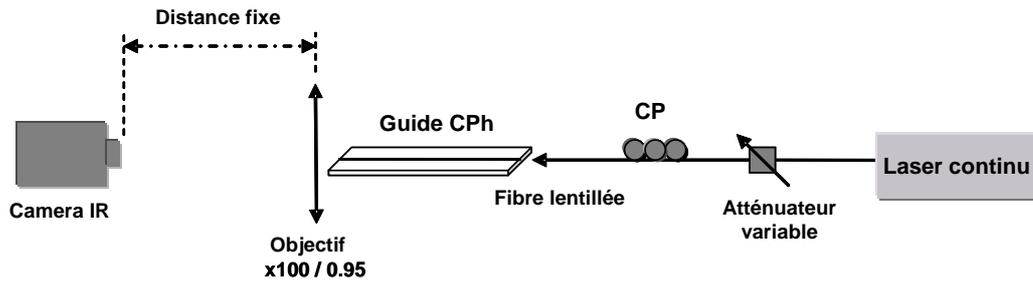


Figure 2.15 – Schéma expérimental de la mesure du MFD du guide CPh en champ proche. (CP : contrôleur de polarisation)

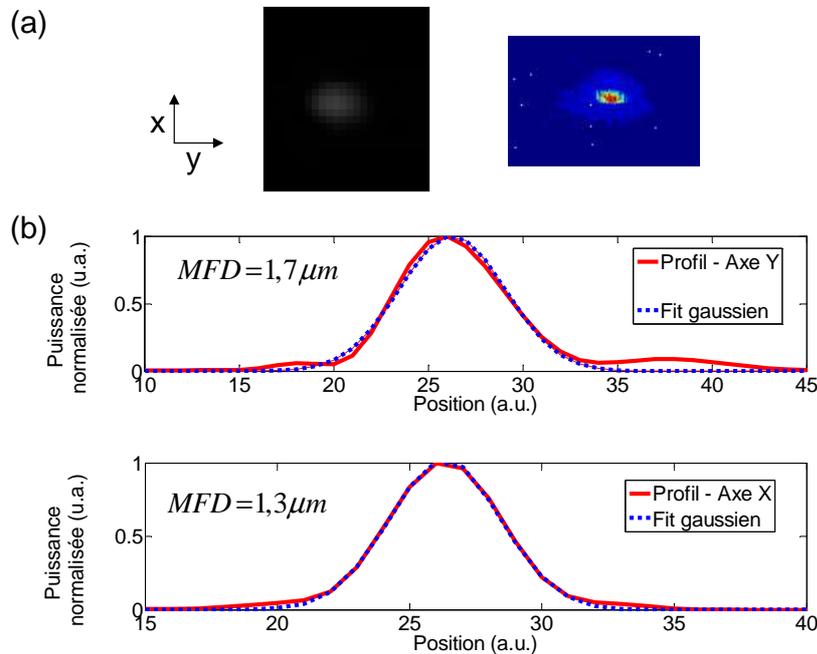


Figure 2.16 – Mesure en champ proche du MFD en sortie de guide CPh, ayant une structure adaptative de mode, à travers l'objectif : (a) image de la caméra infrarouge, (b) profil latéral d'intensité.

dissymétrie du profil de mode. En effet, selon l'axe X, nous mesurons un MFD de $1,3\mu\text{m}$ et selon l'axe Y, nous mesurons un MFD de $1,7\mu\text{m}$. Cette dissymétrie provient probablement d'un défaut de fabrication car les structures adaptatives de modes sont modélisées dans le but d'obtenir un profil circulaire en sortie. Il est à noter que ces mesures ont été effectuées sur la première génération de composants fournis dans le cadre du projet Copernicus. Nous avons obtenu des profils beaucoup plus symétriques comme nous allons le voir par la suite. En effet, les simulations FDTD (*Finite-Difference Time-Domain*), réalisées par UniFe et montrées en figure 2.17, donnent un MFD de $1,28\mu\text{m}$ pour le mode trans-

verse à la sortie du guide présentant une structure adaptative de mode. Cette structure a ensuite été utilisée pour évaluer numériquement l'efficacité de couplage par la technique d'adaptation de mode avec des fibres micro-lentillées présentant le plus petit MFD disponible. Nous avons utilisé une fibre commerciale de chez OZ Optics ayant un MFD de $2 \mu\text{m}$ et une fibre Gradhyp fabriquée au laboratoire ayant un MFD de $2,2 \mu\text{m}$. Obtenir des MFD plus petits n'est pas possible ici étant donné que la limite de diffraction est proche de $2 \mu\text{m}$ aux longueurs d'onde des télécommunications autour de $1,55 \mu\text{m}$ [123].

L'efficacité de couplage de deux faisceaux polarisés linéairement consiste à calculer l'intégrale de recouvrement des champs, exprimée par l'expression 2-2. On appelle E_1 et E_2 les amplitudes des champs électriques des deux faisceaux et x et y les coordonnées transverses :

$$\eta = \frac{|\int \int E_1 E_2^* dx dy|^2}{\int \int E_1 E_1^* dx dy \int \int E_2 E_2^* dx dy} \quad (2-2)$$

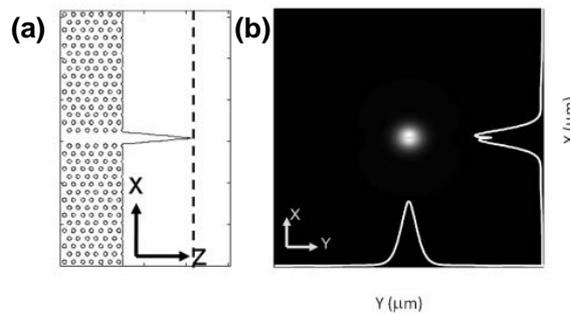


Figure 2.17 – (a) Schéma en vue de dessus d'un guide CPh taperisé, (b) Simulation de la distribution modale du champ à la sortie d'un guide CPh taperisé (tiré de [124])

Ce modèle numérique a été utilisé par un collègue du laboratoire pour effectuer des simulations dans le but d'améliorer le couplage fibre/guide CPh. Les simulations ont montré un bon accord des résultats avec la solution analytique de l'efficacité de couplage donnée par :

$$\eta = \frac{4 \cdot \omega_{0,1}^2 \cdot \omega_{0,2}^2}{(\omega_{0,1}^2 + \omega_{0,2}^2)^2} \quad (2-3)$$

avec $\omega_{0,1}$ et $\omega_{0,2}$ les rayons de modes des deux faisceaux gaussiens. Cette expression permet de calculer efficacement le couplage entre deux faisceaux gaussiens. L'objectif a alors été d'évaluer les efficacités de couplage entre les guides CPh W1 et les fibres micro-lentillées en utilisant des méthodes FDTD (*Finite-Difference Time-Domain*), et MM (*Mode-Matching*). Nous avons alors comparé les mesures expérimentales que nous avons effectuées avec les simulations réalisées par un partenaire du projet, UniFe. Les pertes de couplages déduites par face sont de 3,6 dB pour la fibre OZ (MFD $\cong 2 \mu\text{m}$) et de 4,0 dB pour la fibre Gradhyp (MFD $\cong 2,2 \mu\text{m}$).

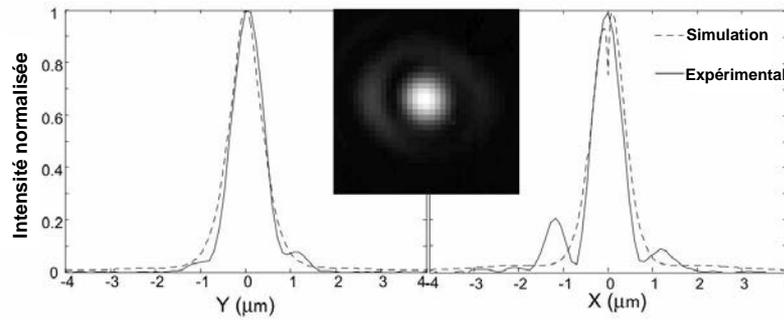


Figure 2.18 – Profil en champ proche simulé (trait plein) et expérimental (trait pointillé). En insert : plan transverse d'intensité expérimental (tiré de [124])

Les mesures de MFD que nous avons effectuées sont en accord avec les données simulées comme nous pouvons le voir sur la figure 2.18. Sur cette figure, nous pouvons clairement distinguer une tache d'Airy qui montre qu'il y a diffraction.

Les pertes de couplage expérimentales, en mode TE, sont déduites des mesures des pertes d'insertion totales sur un guide W1 définies par $Pertes(dB) = -10 \cdot \log(P_{sortie}/P_{entree})$, auxquelles nous retirons les pertes de guidage (≈ 1 dB/mm). Les puissances sont mesurées à l'aide d'une sphère intégratrice reliée à un détecteur InGaAs. P_{entree} est la puissance à la sortie de la fibre d'injection et P_{sortie} la puissance à la sortie de la fibre de réception. Nous déduisons alors des pertes de couplage expérimentales par face de 4.1 dB pour la fibre OZ (MFD $\cong 2\mu m$) et de 4,95 dB pour la fibre Gradhyp (MFD $\cong 2,2\mu m$), valeurs proches des valeurs estimées par simulation. Ces valeurs sont obtenues pour la première génération de tapers de longueur $7a$, a étant le paramètre de maille du motif périodique de la structure CPh. Par la suite, une autre méthode de mesure des pertes de couplage a été mise en place [112]. Cette méthode permet d'obtenir indépendamment les pertes de couplage en entrée, en sortie et les pertes de guidage. Cette méthode a été utilisée pour mesurer les pertes de couplage sur différents guides sur une génération de composants plus récente (tapers de longueur $7a$ à $13a$). Nous obtenons des pertes entre 2,7 dB et 2,8 dB par face. Lors de toutes les démonstrations expérimentales qui seront présentées dans le document, nous avons utilisé l'une ou l'autre de ces deux fibres, dont les profils en champ lointain sont présentés sur la figure 2.19.

Il est à noter que l'intérêt d'utiliser l'une ou l'autre de ces fibres réside dans le fait que la distance de travail est différente, comme on peut le constater sur la figure 2.20. En effet, la distance de travail de la fibre micro-lentillée Gradhyp est de $60\mu m$ tandis qu'elle n'est que de $8\mu m$ pour la fibre OZ. Ceci a son intérêt, notamment pour le processus d'assemblage final, afin d'éviter tout contact, et donc tout dommage, entre la structure adaptative de mode (*taper*) en fin de guide et la fibre de couplage. La fibre Gradhyp sera donc préférée pour l'assemblage final.

Les tolérances de positionnement ont également été évaluées expérimentalement et en

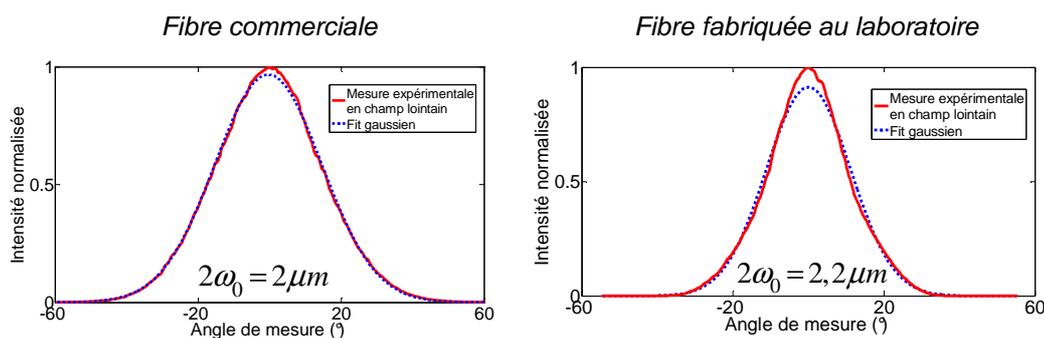


Figure 2.19 – Profil en champ lointain : (a) d’une fibre micro-lentillée de chez OZ Optics de $MFD = 2\mu m$ et (b) d’une fibre micro-lentillée fabriquée au laboratoire de $MFD = 2,2\mu m$

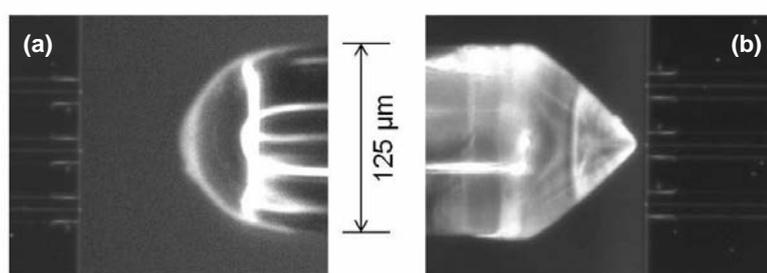


Figure 2.20 – Images montrant les distances de travail des fibres micro-lentillées Gradhyp (a) et OZ (b)

simulation. En effet, il est important de pouvoir quantifier ces pertes car cela peut avoir son importance sur le processus d’assemblage final qui sera réalisé par un partenaire du projet. La figure 2.21 montre les pertes de couplage excédentaires en fonction du désalignement selon l’axe vertical ou horizontal. Les mesures expérimentales apparaissent en carrés ou ronds bleus, respectivement pour l’entrée et la sortie du guide. Nous avons ici utilisé une fibre micro-lentillée de $MFD=2,2 \mu m$. Les courbes de simulations prennent en compte l’équation de l’efficacité de couplage 2-2 qui calcule le recouvrement des champs. Les simulations ont été effectuées en supposant un faisceau gaussien parfait, de différents rayons de mode, en face du profil de champ expérimental en sortie du guide CPh.

Nous pouvons remarquer sur les figures du désalignement vertical une asymétrie de la courbe, notamment lorsque l’on passe dans la région en-dessous de la membrane. Nous pensons que ceci est dû à la mesure de certaines réflexions sur le substrat en-dessous de la membrane, qui entraînent «moins» de pertes pour un désalignement sous la membrane. Les mesures de la tolérance de positionnement en entrée ou en sortie montrent des résultats similaires. Pour une perte excédentaire de 1 dB, le déplacement horizontal est de $\pm 0,5\mu m$ et le déplacement vertical est de $\pm 0,7\mu m$. Comme nous pouvons l’imaginer de part les très faibles dimensions mises en jeu, les tolérances de positionnement sont assez critiques.

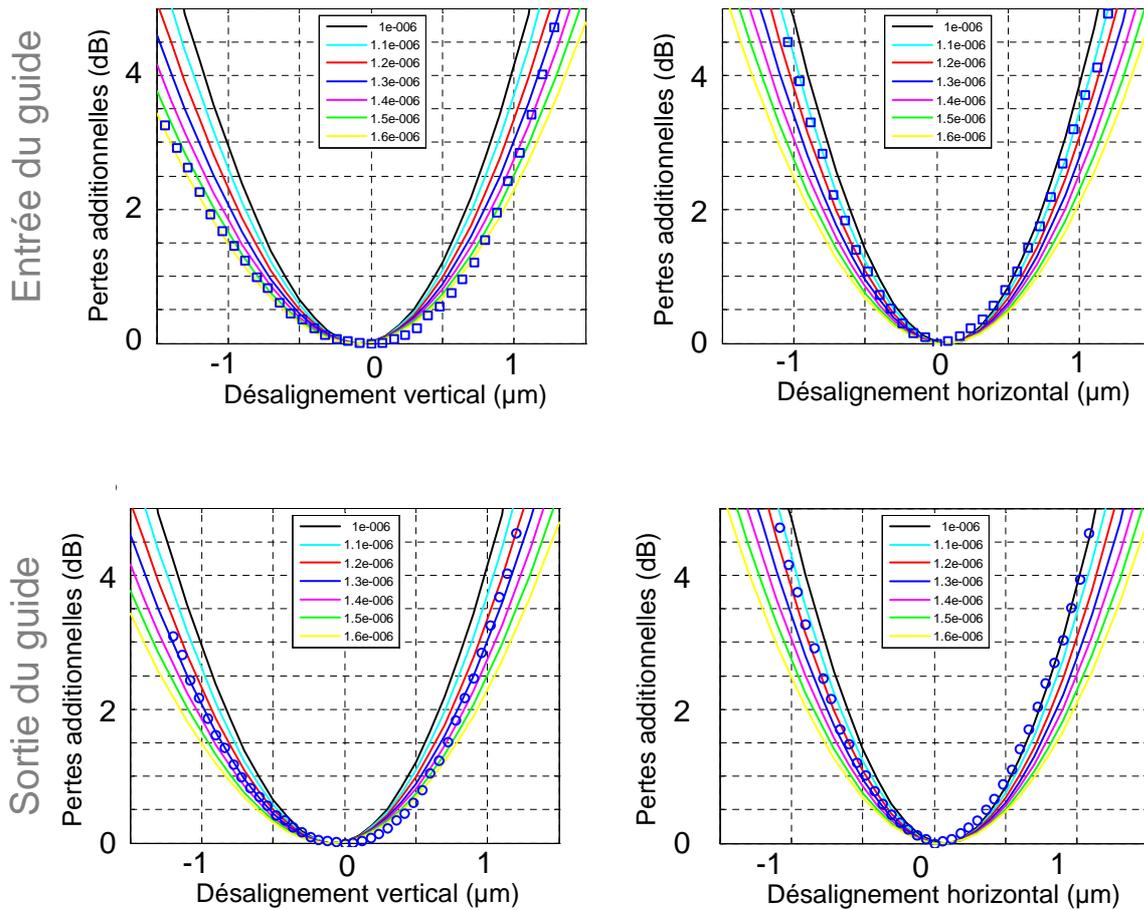


Figure 2.21 – Tolérances de positionnement : comparaison entre mesures expérimentales (carrés ou ronds bleus) et simulations de couplage entre le champ expérimental en sortie de guide CPh et différents rayons de mode d'un faisceau gaussien.

Au début de ces travaux de thèse, nous avons mis en place un banc de manipulation dédié aux expériences réalisées sur les composants CPh fournis par les partenaires du projet Copernicus. Le banc est présenté sur la figure 2.22. De part les très faibles dimensions de ces échantillons, un système d'objectifs (x24) a été installé accompagné d'une caméra visible Sony (modèle XCD SX90, résolution 1280 x 960 pixels, 30 images/s) et d'une caméra infrarouge Hamamatsu (capteur InGaAs, modèle C10633, résolution 320 x 256 pixels, 50 images/s). Des platines de translation Melles Griot Nanomax-TS (modèle 17MAX302) avec contrôleurs piezo-électriques (Thorlabs modèle MDT 693A) ayant un pas minimal de 300 nm ont été montées de manière à faciliter l'alignement des fibres micro-lentillées pour le couplage dans les structures CPh.

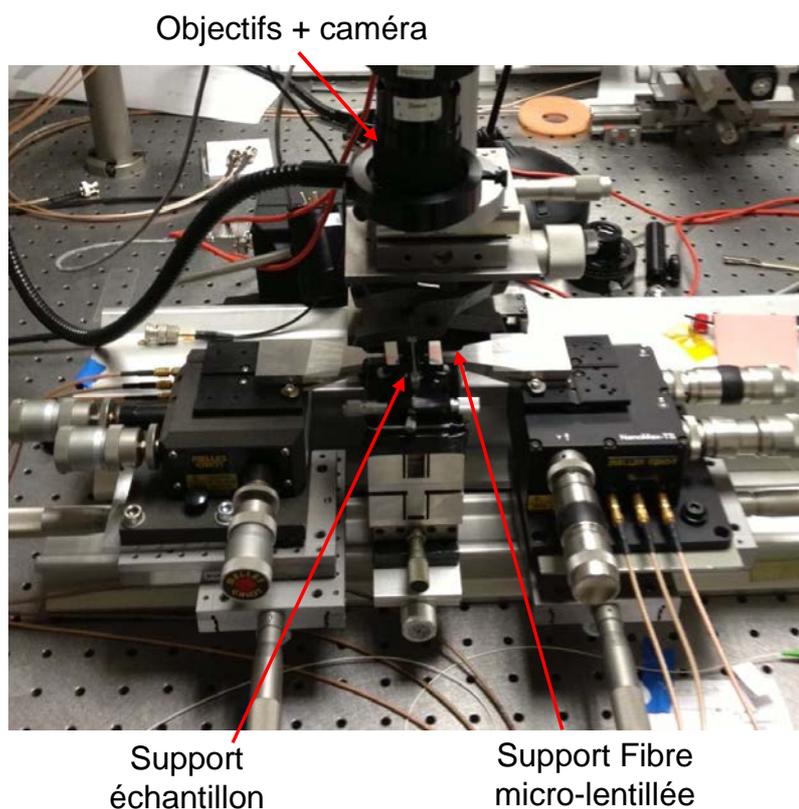


Figure 2.22 – Banc de couplage mis en place au laboratoire pour les structures CPh.

2.8 La lumière lente dans les guides CPh

La lumière se propage dans le vide à une vitesse c , $c \cong 3 * 10^8 m.s^{-1}$, qui permet de faire 7,5 fois le tour du monde en une seconde, ou encore de parcourir une distance de $300\mu m$ en 1 ps. Cette très grande vitesse, en tenant compte évidemment de l'indice de réfraction du milieu de propagation, est avantageuse pour effectuer des transmissions de données efficaces entre deux points, qu'ils soient séparés d'une très grande distance ou sur la même puce. Cependant, cela rend le contrôle des signaux optiques difficile dans le domaine temporel. Dans la littérature, nous pouvons voir beaucoup de travaux sur le routage optique dont un des composants clés est la mémoire tampon (buffer optique). Le buffer permet de stocker temporairement et ajuste la synchronisation des paquets optiques. A l'heure actuelle, les solutions sont basées sur des lignes à retard variable mécaniques, mais ces approches ne sont pas idéales en raison de leur temps de réponse. Si la vitesse de la lumière pouvait être contrôlée avec un temps de réponse beaucoup plus rapide que la méthode mécanique, cela pourrait être une solution non seulement pour la mise en mémoire (buffering), mais aussi pour différents types de traitement dans le domaine temporel. C'est ce type de traitement auquel nous allons nous intéresser par la suite, les fonctions de mise en mémoire ne seront pas traitées. Le lecteur peut lire les références [125, 126, 127, 128, 129] pour avoir plus d'informations sur le sujet. La partie qui va nous intéresser est liée au fait

que la lumière lente offre l'opportunité de compresser les signaux optiques et donc l'énergie optique dans l'espace, ce qui va permettre de réduire l'encombrement des fonctions et d'améliorer les interactions lumière/matière.

La vitesse de phase est la vitesse de l'onde porteuse, autrement dit la vitesse à laquelle les maxima et les minima de l'onde électromagnétique se déplacent. La vitesse de phase d'une onde électromagnétique dans le vide est égale à la vitesse de la lumière, c . Dans un milieu, la vitesse de phase diminue d'un facteur qui est égal à l'indice de réfraction du milieu. On obtient donc la relation 2-4

$$v_\phi = \frac{c}{n} \quad (2-4)$$

Toutefois, le milieu étant généralement dispersif, l'indice dépend de la longueur d'onde, ce qui conduit à introduire la notion de vitesse de groupe v_g d'une onde électromagnétique. La vitesse de groupe v_g est définie par la relation 2-5 [130]. La vitesse de groupe correspond à la vitesse de propagation de l'énergie.

$$v_g = \frac{\partial\omega}{\partial k} = \frac{c}{(n_{eff} + \omega \frac{\partial n_{eff}}{\partial \omega})} = \frac{c}{n_g} \quad (2-5)$$

où n_{eff} est l'indice effectif du guide.

Le facteur de ralentissement S est défini comme le rapport de la vitesse de phase sur la vitesse de groupe (équation 2-6). Si l'on prend également la bande passante et la dispersion en compte [128], on constate que les performances des dispositifs diélectriques de lumière lente évoluent en fonction du contraste d'indice. Ainsi, les structures à fort indice, telles que les CPh en matériaux semi-conducteurs III-V ou en silicium, apparaissent particulièrement prometteuses [131].

$$S = \frac{v_\phi}{v_g} \quad (2-6)$$

Dans ce manuscrit, nous utiliserons souvent l'indice de groupe, $n_g = c/v_g$, qui est une grandeur plus pratique pour désigner le ralentissement. Afin de diminuer la vitesse de groupe, il faut se placer dans le cas où la dispersion $\partial n_{eff}/\partial \omega$ est très grande. De très fortes dispersions ont été atteintes dans des expériences de transparence électromagnétiquement induite (EIT) dans des gaz atomiques afin d'atteindre des vitesses très faibles, de l'ordre de $17m.s^{-1}$ [132]. De la lumière lente a également été démontrée dans les semi-conducteurs, avec les oscillations de populations [133,134], ainsi que dans les fibres [135,136]. Les structures diélectriques périodiques offrent des dispersions importantes au bord des bandes interdites. Des ralentissements ont ainsi été mesurés dans des résonateurs en anneaux couplés [137,126,138], et dans des guides CPh [139,140] ou dans des cavités à CPh couplées [141]. Etant donné que les travaux de cette thèse portent sur les CPh, nous allons nous intéresser au régime de lumière lente dans ces structures.

La première mise en évidence expérimentale d'un ralentissement important de la vitesse de groupe dans un guide CPh a été réalisée par une équipe japonaise de NTT [140].

Cette équipe a démontré un indice de groupe maximum de 90 sur un guide de $34 \mu\text{m}$ de long. Par la suite, d'autres démonstrations expérimentales ont permis de mesurer des indices de groupe jusqu'à 300 [142].

Le point de départ est un guide CPh W1, présenté précédemment. D'une part, un guide W1 peut fonctionner dans un seul mode transversal et est bien adapté pour le guidage d'un signal optique car il est intrinsèquement sans perte. Nous nous intéresserons aux mécanismes de pertes par la suite. D'autre part, il y a deux limitations majeures, à savoir une grande dispersion de vitesse de groupe [143] et de fortes pertes extrinsèques de rétro-diffusion (liées aux imperfections de fabrication [144]) dans le régime de lumière lente.

Une forte dispersion, par définition, introduit une forte dépendance à la longueur d'onde de la vitesse de groupe. Ceci mène à l'élargissement des impulsions et à leur distorsion [143, 145], ce qui, bien entendu, n'est pas souhaitable dans un système de communication optique si l'on veut travailler avec des impulsions courtes et des signaux modulés à haute fréquence. L'élargissement réduit la puissance crête de l'impulsion, ce qui la rend moins efficace pour l'interaction non-linéaire. La dispersion des guides CPh W_i est décrite comme le résultat d'un anti-croisement entre le mode guidé par l'indice (en réflexion totale interne dans la membrane) et celui guidé par bande interdite (créé par la périodicité du cristal photonique). Les caractéristiques qui nous intéressent sont l'indice de groupe n_g et la dispersion de vitesse de groupe (GVD pour *Group Velocity Dispersion*) qui sont respectivement les dérivées de premier et second ordre de la dispersion. Etant donné que ces deux caractéristiques sont en quelque sorte reliées entre elles, il est assez difficile de les contrôler de manière indépendante. La complexité inhérente aux CPh limite également la compréhension des mécanismes sous-jacents au contrôle de la dispersion.

Afin de résoudre le problème de la dispersion des guides W1, un certain nombre de méthodes d'ingénierie de dispersion ont été développées [146, 147, 148, 149]. Toutefois, ces méthodes permettent d'avoir un contrôle limité sur la forme de la courbe de dispersion. Ces méthodes permettent tout de même d'atteindre une «zone plate», c'est-à-dire une zone où la pente est faible et constante dans la courbe de dispersion. Cela signifie que l'indice de groupe vu par un signal optique est constant pour toute la bande passante du signal, et le signal n'est donc pas déformé. Une application, parmi tant d'autres, est par exemple la réalisation d'un démultiplexeur temporel optique, 160 Gbit/s vers 10 Gbit/s, par le biais de mélange à quatre ondes dans des guides CPh silicium [53]. Atteindre une zone plate de lumière lente avec une assez grande bande passante est très bénéfique pour un grand nombre d'applications. Typiquement, des bandes passantes entre 2 et 15 nm peuvent être obtenues. Des bandes passantes plus grandes peuvent être atteintes, au détriment de l'augmentation de l'indice de groupe selon le besoin des applications. Le produit indice de groupe - bande passante (GBP pour *Group index Bandwidth Product*, relation 2-7) est utilisé comme facteur de mérite.

$$GBP = n_g * \frac{\Delta\omega}{\omega} \quad (2-7)$$

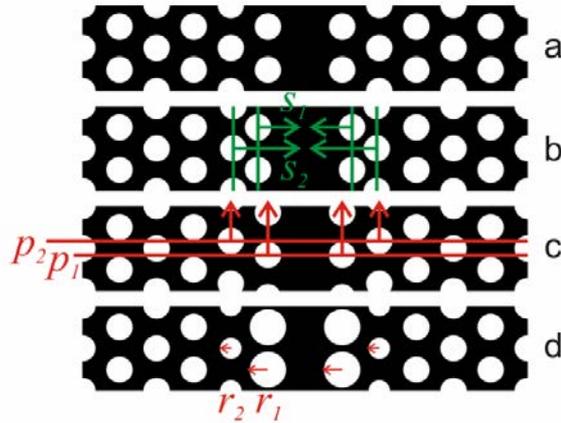


Figure 2.23 – Illustration des différents mécanismes d’ingénierie de dispersion tirée de [150] : (a) guide W1 standard ; (b) décalage latéral de la position de plusieurs rangées de trous ; (c) décalage longitudinal de plusieurs rangées de trous ; (d) modification du diamètre des trous

Les régimes de lumière lente dans les guides CPh sont obtenus en modifiant la taille et la position des trous adjacents à la ligne de trous manquante. Le lecteur pourra se reporter aux références suivantes [150, 147, 150, 146, 139] pour plus de détails. Ces différentes méthodes sont illustrées sur la figure 2.23. Brièvement, dans [149], la technique utilisée est la diminution de la largeur de la ligne de trous manquante. Un indice de groupe de 50 sur une bande de 5 nm est obtenu menant à un facteur de mérite de 0,16. D’autres méthodes utilisent la modification sélective de la taille et de la position des rangées de trous. Dans [146], un facteur de mérite de 0.24 (indice de 34 sur 11 nm) est obtenu en modifiant la taille des trous. En changeant la position des deux premières rangées de trous, les auteurs de [147] obtiennent des facteurs de mérite autour de 0,3 (indice de 49 sur 9,5 nm autour de 1570 nm ; indice de 44 sur 11 nm autour de 1560 nm ; et indice de 32,5 sur 14 nm autour de 1570 nm). Dans [151], des performances similaires sont obtenues en décalant longitudinalement des rangées de trous dans l’axe du guide. Il est à noter qu’au point de vue technologique, il est possible de gérer la position des trous avec une précision de $< 1nm$ [152] et de gérer la taille des trous avec une précision comprise entre 2 et 5 nm [153].

Plus précisément, le design de l’équipe de TRT utilise la technique présentée dans [154]. La technique est basée sur une translation asymétrique des rangées de trous proches du guide et est expliquée dans la référence [154], schématisée sur la figure 2.24. Les paramètres physiques sont donc les mêmes que ceux du guide W1 standard, exceptée la première rangée proche du guide, translatée de manière asymétrique d’une valeur $T = 0,1a$. Le contrôle d’un simple paramètre géométrique permet donc de modifier les paramètres de dispersion du guide comme nous le verrons expérimentalement dans les chapitres suivants. Des exemples de profils d’indice de groupe et de GVD avec cette technique sont

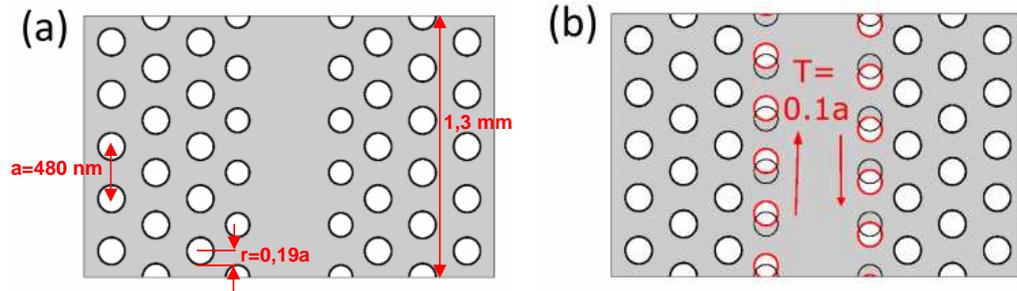


Figure 2.24 – Schéma des guides CPh utilisés dans ces travaux : (a) dispersion standard et (b) dispersion modifiée (inspirée de [90])

présentés sur la figure 2.25. Nous étudierons notamment dans le chapitre 3 un guide présentant un indice de groupe de 17 sur une bande de 4 nm autour de 1535 nm soit une GBP de 0,044, valeur relativement faible comparée à ce qui a été présenté précédemment. Toutefois, avec cette méthode, il est possible d’obtenir théoriquement un GBP autour de 0,17 (indice de 20 sur 13 nm autour de 1530 nm). Pour le moment, les meilleurs résultats expérimentaux sont autour de 0,055 avec cette méthode [154].

Une autre méthode permet d’obtenir une zone plate de fort indice à travers la compensation de dispersion. Pour cela, une structure avec une dispersion anormale est suivie d’une structure avec dispersion normale d’une longueur adaptée afin que la GVD soit nulle. Nous ne détaillerons pas cette technique ici, mais le lecteur pourra s’orienter vers les références [155, 156, 157] pour plus d’informations.

Il faut également savoir que, dans la littérature, d’autres facteurs de mérite sont également utilisés. Le produit retard - bande passante est souvent utilisé, DBP (pour *Delay Bandwidth Product*), notamment dans des applications de mémoire tampon (buffering). Ce produit est donné par la relation 2-8, où Δt est le retard de la lumière à une longueur d’onde λ sur une longueur de propagation L , Δf la bande passante fréquentielle centrée sur f et Δn la variation d’indice dans la bande passante. Toutefois, le GBP apparaît plus juste étant donné que le retard dans le facteur de mérite DBP est fonction de l’indice de groupe mais aussi de la longueur du guide. Il dépend donc des pertes et de la longueur de guide qu’il est possible de réaliser selon les moyens technologiques. GBP ne dépend pas de ces paramètres extérieurs, mais prend uniquement en compte l’indice de groupe et la bande passante.

$$DBP = \Delta t \Delta f \cong \frac{L \Delta n}{\lambda} \quad (2-8a)$$

$$\Delta n \cong n_g \left(\frac{\Delta f}{f} \right) \quad (2-8b)$$

Dans les guides à modes lents, les effets non-linéaires sont considérablement augmentés parce qu’un ralentissement de la vitesse de groupe se traduit par une augmentation de la densité locale d’énergie. Pour schématiser, prenons une impulsion se propageant dans

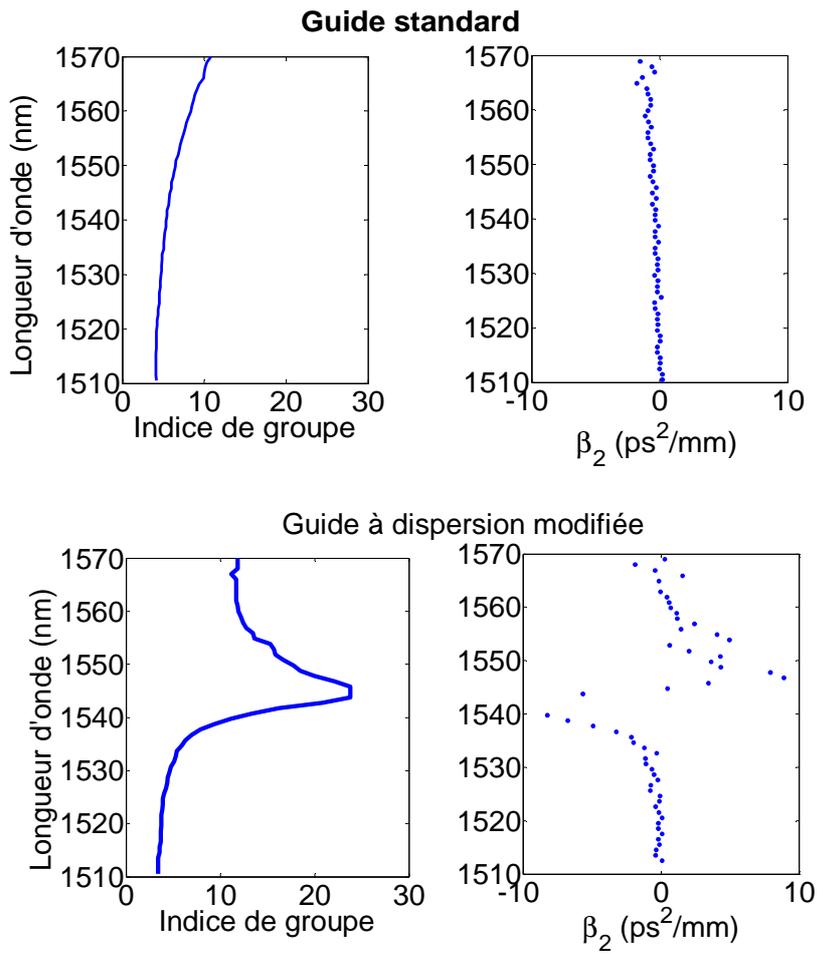


Figure 2.25 – Exemples de profils d'indice de groupe n_g et de dispersion de vitesse de groupe β_2 des guides CPh utilisés dans ces travaux avec dispersion standard et dispersion modifiée avec la technique présentée en figure 3.19

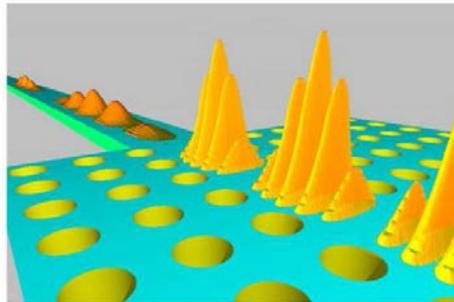


Figure 2.26 – Illustration de la compression d'impulsion et de l'augmentation de la puissance crête de l'impulsion en entrant dans un régime de lumière lente. (source [131])

un milieu sans dispersion, c'est-à-dire que toutes les fréquences de l'impulsion sont soumises au même ralentissement. Lorsque le début de l'impulsion passe d'un milieu rapide à

un milieu lent, il se propage plus lentement que la fin de l'impulsion qui va donc en partie le rattraper. Le ralentissement s'accompagne donc d'une compression spatiale d'un facteur n_g de l'impulsion (figure 2.26), sans changement de ses propriétés temporelles et fréquentielles. Par conservation de l'énergie, l'intensité crête de l'impulsion augmente donc d'un facteur n_g .

De tels effets pourraient être réalisés en utilisant des cavités mais la bande passante de fonctionnement d'un guide est beaucoup plus grande que celles des cavités. Nous le constaterons plus loin dans le chapitre 6 sur la génération de seconde harmonique. En pratique, il est possible d'atteindre environ 30% de la bande passante maximum théorique en raison des conditions de conception et de fabrication [131, 146, 149].

Nous parlerons dans les chapitres 3 et 6 de la pertinence des guides CPh à lumière lente pour améliorer des dispositifs fonctionnels tels que la réalisation de démultiplexage optique temporel par mélange à quatre ondes ou le suivi de qualité des signaux de télécommunications à haut-débit à l'aide de la génération de seconde harmonique dans des guides CPh.

Le mode fondamental, se propageant dans un régime de lumière lente, est théoriquement sans pertes. Mais dans les guides réels, nous allons voir qu'à cause des imperfections de fabrication, des mécanismes de pertes interviennent.

2.9 Origines des pertes dans un guide CPh

Les pertes de propagation sont une préoccupation générale en photonique. Dans les cristaux photoniques, l'état de l'art des pertes de propagation se situe aux alentours du dB/cm dans le régime de lumière rapide ($n_g \leq 7$) [158, 144, 113]. Dans les CPh, la lumière peut être atténuée de différentes manières : elle peut être absorbée par le milieu, réfléchi par une interface ou couplée à un autre mode non confiné comme schématisé sur la figure 2.27. L'absorption par le matériau semi-conducteur sera considérée comme négligeable. Il reste donc les pertes intrinsèques de la diffusion hors plan liées à la présence de trous et les pertes extrinsèques liées aux imperfections de fabrication. Ces pertes extrinsèques sont la principale source des pertes de guidage.

Les imperfections de fabrication entraînent différents types de pertes. Les imperfections peuvent porter sur la variation du rayon des trous, la position des trous ou encore la rugosité des trous, comme schématisé sur la figure 2.28. Les ruptures de périodicité entraînent des couplages entre modes et par conséquent, des pertes radiatives ou encore appelées pertes hors du plan. Il devient possible pour le mode fondamental de se coupler avec des modes radiatifs de la structure, car les ruptures de périodicité autorisent le couplage des modes guidés avec les modes rayonnants de la structure.

Le deuxième mécanisme de perte est lié à la possibilité du mode fondamental de se coupler avec le mode qui se propage dans la direction inverse. Ces pertes sont appelées des pertes de rétro-diffusion.

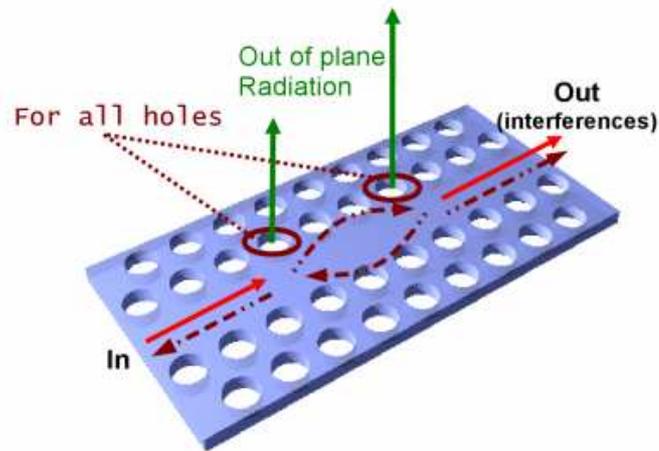


Figure 2.27 – Représentation schématique des diffusions multiples de chaque trou de la structure CPh formant des pseudo-cavités au sein du guide.(source [90])

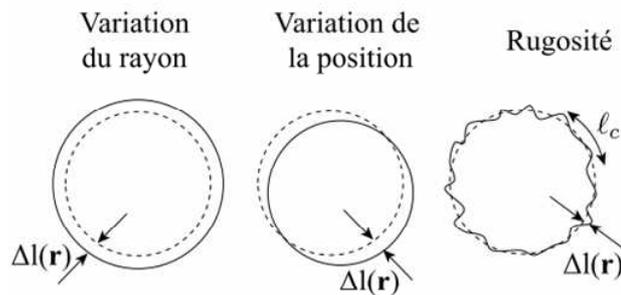


Figure 2.28 – Représentation schématique des différents modèles de désordre.(source [159])

L'ordre de grandeur de ces imperfections est le nanomètre. Il semble que la rugosité et les désordres nanométriques soient provoqués pendant la phase de gravure ionique [85]. Une étude très précise des images MEB permettant de déterminer les paramètres statistiques du désordre est présentée dans [160].

L'augmentation du champ local due au ralentissement de la lumière amplifie les effets de ces petites perturbations et rend le mode d'autant plus sensible aux perturbations que sa vitesse de groupe est lente. La dépendance des pertes avec l'indice de groupe est une question qui a été largement étudiée dans la littérature, notamment dans les publications

suivantes : [143,161,162,163,164,144,152]. Il n'y a en effet pas d'avantage à utiliser le régime de lumière lente si les pertes, qui augmentent avec l'indice de groupe, détruisent les effets bénéfiques de la lumière lente. Il est à noter que, dans des forts régimes de lumière lente, les pertes radiatives sont proportionnelles à n_g tandis que les pertes de rétro-diffusion sont proportionnelles à n_g^2 [144,163,165,152,162,166], voir à n_g^3 [159].

Dans nos travaux, nous n'avons pas eu les moyens d'observer le désordre ni de fabriquer des échantillons avec différentes imperfections volontaires de fabrication ; cependant, nous pouvons faire quelques analyses sur l'évolution des pertes en fonction de la vitesse de groupe. La figure 2.29 présente les courbes de transmission pour trois profils d'indice de groupe différents avec des indices de groupe maximum de 8, 24 et 37.

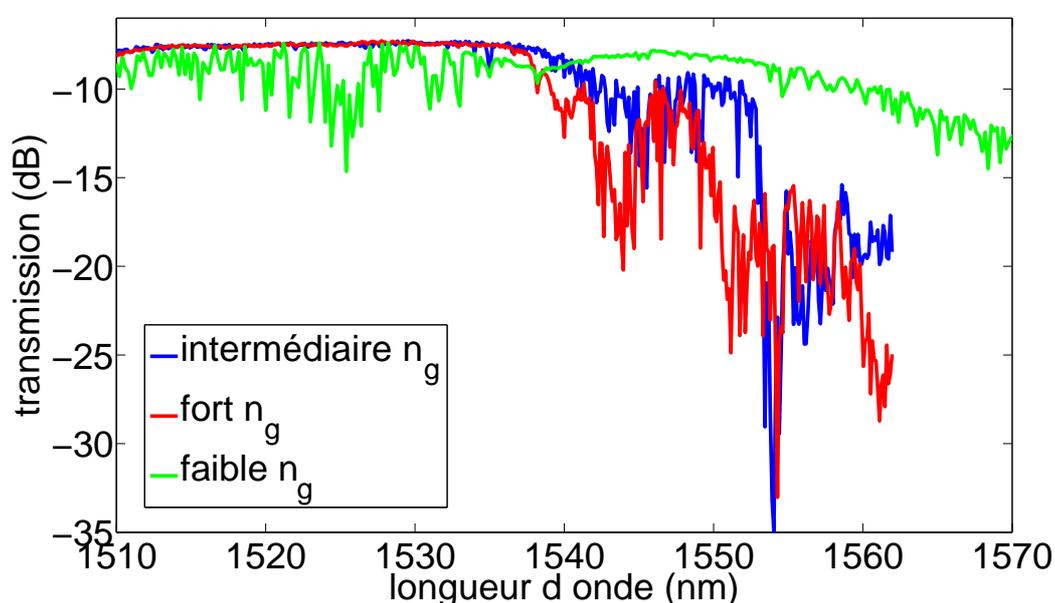


Figure 2.29 – (a) Courbes de transmission de différents guides CPh W1 ; profil d'indice de groupe pour un guide : (b) W1 standard, (c) à dispersion modifiée ($n_{g,max} = 24$), (d) à dispersion modifiée ($n_{g,max} = 37$)

Dans un premier temps, si l'on considère le guide CPh W1 standard (figure 2.29(b)) :

- Entre 1540 nm et 1560 nm, l'indice de groupe évolue d'un facteur 1,56 ($n_g : 4,86 \rightarrow 7,6$).
- Dans le même temps, la transmission à ces longueurs d'onde évolue d'un facteur 1,45 ($T : -8,4dB \rightarrow -10dB$).

Nous pouvons donc constater une évolution linéaire des pertes par rapport à l'indice de groupe.

Dans un deuxième temps, si l'on considère les guides CPh W1 à profil de dispersion modifiée (par la technique issue de [154]), en prenant tout d'abord le profil (c) :

- Entre 1530 nm et 1545 nm, l'indice de groupe évolue d'un facteur 5,3 ($n_g : 4,44 \rightarrow 23,5$).
- Dans le même temps, la transmission à ces longueurs d'onde évolue d'un facteur 7,4 ($T : -7,3dB \rightarrow -16dB$).

Nous constatons alors une évolution des pertes en $n_g^{1,2}$.

Dans un troisième temps, pour le profil (d) :

- Entre 1530 nm et 1544 nm, l'indice de groupe évolue d'un facteur 8,4 ($n_g : 4,43 \rightarrow 37$).
- Dans le même temps, la transmission à ces longueurs d'onde évolue d'un facteur 20 ($T : -7,2dB \rightarrow -20,2dB$).

Nous constatons alors une évolution des pertes en $n_g^{1,4}$.

Nous remarquons alors que dans nos régimes de lumière lente, l'évolution des pertes par rapport à l'indice de groupe n'est pas vraiment linéaire, mais est loin d'être quadratique. Nous pouvons probablement en déduire que les mécanismes de pertes dans nos guides sont majoritairement les pertes radiatives. Cette interprétation va dans le sens de l'étude menée dans [152], où les auteurs tentent de décorrélérer théoriquement et expérimentalement l'évolution des pertes radiatives, des pertes de réflexion et de rétro-diffusion par rapport à la vitesse de groupe et au désordre de fabrication. Dans cette étude, les pertes radiatives semblent dominantes dans des régimes intermédiaires de lumière lente ($\approx c/20$). Pour de très faibles vitesses de groupe ($\approx c/100$), les pertes de rétro-diffusion domineraient et évolueraient bien en n_g^2 [152,167]. Cependant, nous ne pourrions le constater étant donné que le guide ayant le profil d'indice de groupe présenté sur la figure 2.29 (d) constitue l'indice de groupe le plus grand sur lequel nous avons pu travailler lors de ces travaux de recherche.

De plus, il est à noter que le profil de mode évolue dans le régime de lumière lente et engendre ainsi une autre source de pertes dans ce régime. Ce point est discuté dans la référence [131]. Le mode s'étale (figure 2.30) et donc subit plus sensiblement le motif périodique et ses imperfections de fabrication.

Il est important de comprendre la variation des pertes avec l'indice de groupe car les pertes dépendent de l'intensité du champ au niveau des trous, là où est situé le désordre. Pour une étude plus approfondie de cette problématique, il est conseillé au lecteur de se tourner vers les travaux de thèse de Simon Mazoyer [159] réalisés dans le cadre du projet européen Splash (Slow Photon Light Activated Switch).

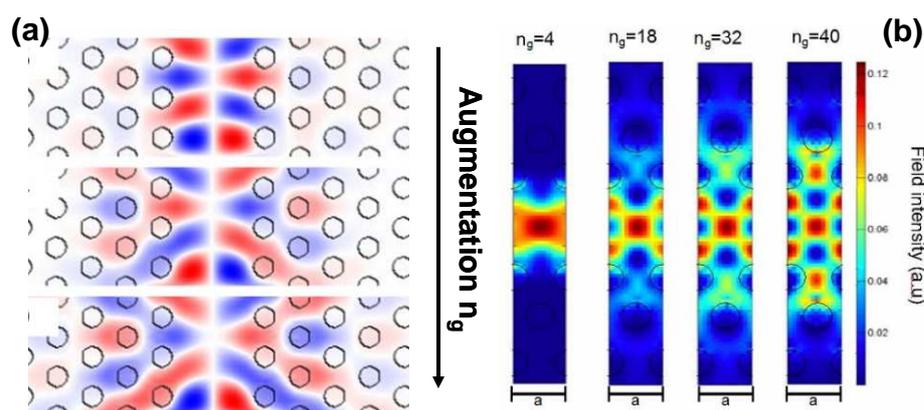


Figure 2.30 – Modification du profil de mode lorsque l'indice de groupe augmente ((a) tiré de [131], (b) tiré de [168])

2.10 Conclusion du chapitre

L'objectif de ce chapitre était d'introduire la technologie des cristaux photoniques et le formalisme associé. Nous avons vu qu'en fonction des paramètres géométriques choisis pour la structure CPh, la propagation de la lumière peut être complètement inhibée dans des gammes spectrales et selon plusieurs directions de l'espace. On parle alors de bandes interdites photoniques. Nous avons présenté les différents types de structures CPh existantes ainsi que les techniques pour réaliser des cavités ou des guides que nous avons utilisés dans ces travaux. L'étude du couplage de la lumière dans ces structures a été détaillée. Nous avons présenté les mesures en champ lointain et en champ proche sur les fibres micro-lentillées et les guides CPh. Des évaluations montrent également que les tolérances de positionnement sont assez critiques étant donné les faibles dimensions des structures utilisées.

L'origine des processus de pertes dans les guides CPh a été discutée avec notamment l'évolution des pertes en fonction de la vitesse de groupe. Les propriétés dispersives des CPh et le contrôle que l'on peut exercer sur elles en modifiant leur géométrie constituent les principales raisons du grand intérêt de ces structures. Nous avons ainsi discuté du régime de propagation en lumière lente qu'il est possible d'atteindre dans les guides CPh. La lumière lente est une solution prometteuse pour de nombreuses applications telles que les mémoires tampon ou le traitement du signal dans le domaine temporel. Nous avons vu que ce régime permet également de compresser spatialement l'énergie optique et ainsi d'améliorer les interactions linéaires et non-linéaires. Les CPh semblent particulièrement intéressants pour produire des régimes de lumière lente. Le phénomène de lumière lente dans les guides CPh est issu de l'interaction résonante du mode guidé avec le motif périodique de la structure, conduisant à la formation d'un motif d'interférences se déplaçant lentement (le mode lent). En contrôlant les différentes résonances qui contribuent à cet effet via certains paramètres géométriques, il est possible de contrôler le facteur de rallen-

tissement et la bande passante sur laquelle il se produit. Les CPh sont compatibles avec l'intégration sur puce et le fonctionnement à température ambiante, et permettent également d'offrir une large bande passante et de la propagation avec une faible dispersion. Nous avons présenté quelques réalisations expérimentales récentes de lumière lente dans les CPh ainsi que les méthodes d'ingénierie liées. Quelques applications pratiques ont également été discutées.

Un des domaines où les CPh sont particulièrement étudiés est l'optique non-linéaire. Nous allons le constater dès le chapitre suivant, qui traite du mélange à quatre ondes dans des guides CPh en matériau semi-conducteur GaInP.

Chapitre 3

Mélange à quatre ondes dans les guides CPh en semi-conducteurs III-V

Comme nous avons pu le montrer dans le chapitre 1, le mélange à quatre ondes dans un guide peut être utilisé pour réaliser la fonction de conversion de longueur d'onde ou encore de démultiplexage temporel. Dans ce chapitre, nous proposons d'étudier le mélange à quatre ondes dans des guides CPh en matériau semi-conducteur III-V. Nous introduirons dans un premier temps le formalisme de l'optique non-linéaire et plus précisément celui du mélange à quatre ondes. Dans un second temps, nous mettrons en évidence et caractériserons cet effet non-linéaire dans des guides CPh membranaires en GaInP. Ensuite, nous présenterons une étude comparative de cette interaction non-linéaire sur deux types de guides CPh présentant des propriétés dispersives différentes. Nous tâcherons par ailleurs de mettre en avant l'intérêt ou l'inconvénient du régime de lumière lente dans le mélange à quatre ondes, notamment pour une application de démultiplexage optique temporel.

3.1 Optique non-linéaire

La description générale des propriétés optiques non-linéaires s'appuie principalement sur les ouvrages de Robert W. Boyd *Nonlinear Optics* [169], R. L. Sutherland *Handbook of Nonlinear Optics* [170] et G. Agrawal *Nonlinear fiber optics* [171].

Le champ électrique va créer des dipôles électriques qui proviennent de la déformation de la distribution des charges dans un milieu diélectrique. Cette déformation est induite par le champ électrique appliqué. La somme des champs de ces dipôles est appelée polarisation et va modifier le champ électrique. En optique linéaire, la polarisation et le courant induit sont proportionnels à l'amplitude du champ électrique de l'onde : $P(\omega) = \epsilon_0 \chi(\omega) E(\omega)$.

Dans les milieux linéaires, le principe de superposition peut être appliqué, c'est-à-dire qu'à la somme de deux entrées quelconques correspond la somme des deux sorties correspondantes. L'utilisation du modèle linéaire n'est justifiée que pour des amplitudes de

champ très inférieures à celles du champ électrique E_c qui assure la cohésion des électrons aux atomes et aux molécules dont est constitué le milieu.

Dès 1961, Franken et ses collaborateurs ont démontré la génération d'une seconde harmonique optique [172]. En optique non-linéaire, le dipôle induit s'exprime par un développement en série de puissances du champ électrique. Il en est de même pour la polarisation macroscopique. La susceptibilité χ du milieu peut s'écrire (en négligeant la forme tensorielle) :

$$\chi(E) = \chi^{(1)} + \chi^{(2)}E + \chi^{(3)}E^2 + \dots \quad (3-1)$$

Sous l'action du champ électrique, la polarisation s'écrit alors :

$$P(E) = \epsilon_0\chi(E)E = \epsilon_0\chi^{(1)}E + \epsilon_0\chi^{(2)}E^2 + \epsilon_0\chi^{(3)}E^3 + \dots \quad (3-2)$$

Retenons dès à présent que :

- le premier terme correspond à l'optique classique ($\chi^{(1)} = \epsilon_r - 1 = n_0^2 - 1$), avec ϵ_r la permittivité diélectrique relative ($\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0$) et n_0 l'indice de réfraction linéaire,
- le second terme correspond à l'optique non-linéaire produisant des effets du second ordre,
- le troisième terme correspond à l'optique non-linéaire produisant des effets du troisième ordre.

Pour observer des effets non-linéaires, il faut aussi que le champ ne soit pas trop grand afin de ne pas créer de déformations irréversibles dans le milieu avec par exemple, des réactions photochimiques ou le claquage optique. Le claquage optique est défini comme une modification irréversible et macroscopique induite par un champ lumineux très intense [173]. Une autre question peut être soulevée : quels sont les milieux non-linéaires ? La réponse est : tous. Il suffit pour chacun d'entre eux d'atteindre des puissances de champ suffisantes, puissances qui dépendent de la structure du milieu. Même dans le vide, les photons peuvent interagir à travers la polarisation du vide mais en pratique, les puissances nécessaires pour observer les non-linéarités du vide sont si fortes qu'il est très difficile de les exciter et le vide peut être généralement vu comme un milieu linéaire.

Tout milieu diélectrique présente une réponse non-linéaire à un champ électromagnétique intense. L'effet Kerr est la réponse non-linéaire de l'indice de réfraction n du milieu, modulée par l'intensité optique [68] :

$$n = n_0 + n_2I \quad (3-3)$$

où n_0 est l'indice de réfraction linéaire, n_2 l'indice de réfraction non-linéaire et I l'intensité optique.

Nous nous intéressons ici à des effets optiques non-linéaires d'ordre 3 qui ouvrent un large champ d'applications dans les systèmes de transmissions optiques. Ces effets concernent les réponses optiques non-linéaires d'ordre 3 ($\chi^{(3)}$), présentées dans l'équation 3-1. Ce paramètre régit l'indice de réfraction non-linéaire n_2 et le coefficient non-linéaire

Kerr (γ) qui sont à l'origine de certains effets non-linéaires comme l'auto-modulation de phase (SPM pour *Self Phase Modulation*), la modulation de phase croisée (XPM pour *Cross Phase Modulation*) et le mélange à quatre ondes (FWM pour *Four Wave Mixing*). Il faut savoir que dans les systèmes WDM actuels, la SPM, la XPM et le FWM sont les trois principaux effets non-linéaires induisant des pénalités dans les transmissions. Nous allons essayer ici de maîtriser un de ces effets non-linéaires, à savoir le FWM, et de réaliser une fonction optique par le biais de cette interaction.

3.2 Le mélange à quatre ondes

Le mélange à quatre ondes est un processus paramétrique optique consistant comme son nom l'indique en une interaction entre quatre ondes électromagnétiques. C'est un effet non-linéaire d'ordre 3. En général, le cas de trois ondes électromagnétiques (aux fréquences ω_1 , ω_2 et ω_3) qui en génèrent ou en amplifient une quatrième (à la fréquence ω_4) est considéré (figure 3.1(a)).

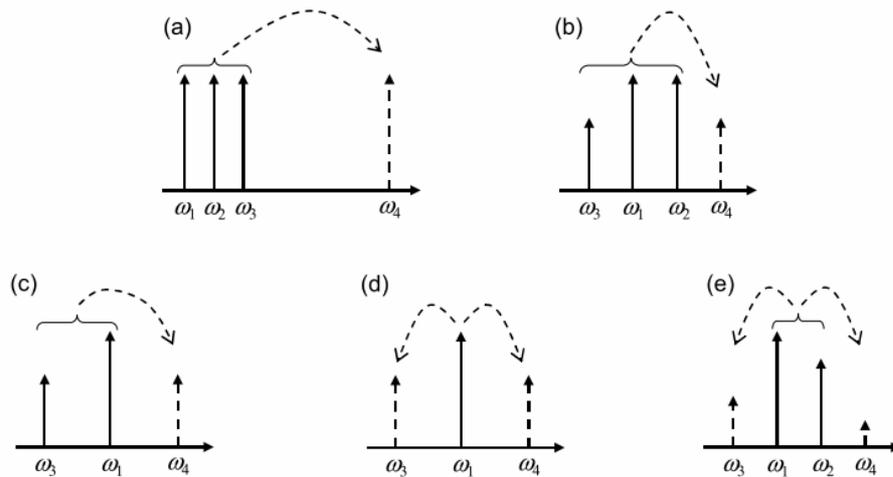


Figure 3.1 – Différents types de mélange à quatre ondes.

Le champ électrique des quatre ondes peut être écrit comme :

$$E = \frac{1}{2} \hat{x} \left[E_1 e^{i\omega_1 t - k_1 z} + E_2 e^{i\omega_2 t - k_2 z} + E_3 e^{i\omega_3 t - k_3 z} + E_4 e^{i\omega_4 t - k_4 z} \right] + c.c. \quad (3-4)$$

où k_j et E_j ($j=1$ à 4) sont respectivement la constante de propagation et l'enveloppe lentement variable de l'onde à la fréquence ω_j . Le champ électrique est donc composé de 8 termes (4 termes et leur complexe conjugué). La polarisation non-linéaire, $P_{NL} = \epsilon_0 \chi^{(3)} : EEE$, contient donc 512 termes ($8 \times 8 \times 8$). En développant la polarisation non-linéaire de la même manière que le champ électrique E de manière à ne retenir que les termes oscillant aux fréquences initiales, nous obtenons :

$$P_{NL} = \frac{1}{2} \hat{x} \left[P_1 e^{i\omega_1 t - k_1 z} + P_2 e^{i\omega_2 t - k_2 z} + P_3 e^{i\omega_3 t - k_3 z} + P_4 e^{i\omega_4 t - k_4 z} \right] + c.c. \quad (3-5)$$

où P_j ($j=1$ à 4) est constitué d'un grand nombre de termes. Par exemple P_4 peut être exprimé par [171, 174] :

$$P_4 = \frac{3\epsilon_0}{4} \chi_{xxxx}^{(3)} \left[|E_4|^2 E_4 + 2 \left(|E_1|^2 + |E_2|^2 + |E_3|^2 \right) E_4 + 2E_1 E_2 E_3 e^{i\theta_+} + E_1 E_2 E_3^* e^{i\theta_-} + \dots \right] \quad (3-6)$$

où ϵ_0 est la permittivité du vide, E_j ($j=1$ à 4) le champ électrique à la fréquence ω_j et θ_+ et θ_- sont définis par :

$$\theta_+ = (k_1 + k_2 + k_3 + k_4)z - (\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 - \omega_4)t \quad (3-7)$$

$$\theta_- = (k_1 + k_2 - k_3 - k_4)z - (\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 - \omega_4)t \quad (3-8)$$

Dans l'équation 3-6, chaque terme est responsable d'un effet différent. Par exemple, le premier terme est lié à l'auto-modulation de phase, les trois termes suivants correspondent à la modulation de phase croisée. Les termes restant résultent de la combinaison de fréquences des quatre ondes. Le nombre de combinaisons efficaces va être déterminé par les conditions d'accord de phase entre ces ondes comme nous le verrons par la suite. Typiquement, de l'équation 3-6, différents schémas de FWM peuvent être classés [68]. Le premier terme contenant θ_+ correspond au cas où trois photons (aux fréquences ω_1 , ω_2 et ω_3) transfèrent leur énergie à un nouveau photon à la fréquence $\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3$ (figure 3.1(a)). Nous pouvons remarquer que lorsque ces trois ondes sont à la même fréquence, ce terme correspond à la génération de troisième harmonique ($\omega_4 = 3\omega_1$). Le second terme contenant θ_- dans l'équation 3-6, décrit le cas où une nouvelle onde à la fréquence ω_4 est générée à partir de trois ondes avec la relation de conservation d'énergie 3-9.

$$\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3 \quad (3-9)$$

Ce cas correspond à l'interaction de deux pompes aux fréquences ω_1 et ω_2 avec un signal à la fréquence ω_3 qui mène à la création d'une nouvelle onde *idler* à la fréquence ω_4 (Figure 3.1(b)). Dans le cas où les ondes pompes ont la même fréquence ($\omega_1 = \omega_2$), le mélange à quatre ondes est qualifié de dégénéré (Figure 3.1(c)). La fréquence de l'idler est alors donnée par l'équation 3-10.

$$\omega_4 = 2\omega_1 - \omega_3 \quad (3-10)$$

Le terme θ_- décrit également un autre type de FWM dégénéré : dans le cas où $\omega_1 = \omega_2$, une pompe de forte puissance à ω_1 génère deux bandes latérales symétriques à ω_3 et ω_4 (figure 3.1(d)). Ces deux types de FWM dégénérés peuvent être vus comme du mélange à trois ondes car uniquement trois fréquences sont en jeu dans le processus non-linéaire. Cependant, le terme de mélange à trois ondes est généralement réservé aux processus non-linéaires de second ordre et non pour les processus du troisième ordre.

Dans le cas général où $\omega_1 \neq \omega_2$, le FWM est qualifié de non-dégénéré. Cela correspond au cas (e) de la figure 3.1. Les quatre ondes sont reliées en fréquence par la relation 3-11.

$$\omega_3 + \omega_4 = \omega_1 + \omega_2 \quad (3-11)$$

Dans ce cas, deux nouvelles ondes aux fréquences ω_3 et ω_4 sont simultanément créées et sont issues des deux ondes d'entrée ω_1 et ω_2 . Notons dès à présent que nous utiliserons ce type de FWM dans les expériences qui vont suivre.

Le mélange à quatre ondes est généralement efficace quand les conditions d'accord de phase sont réunies, c'est-à-dire $\Delta k = 0$, avec Δk défini par la relation 3-12

$$\Delta k = k_3 + k_4 - k_1 - k_2 \quad (3-12)$$

Le désaccord de phase Δk peut aussi être défini comme la somme d'un désaccord linéaire Δk_L et d'une contribution non-linéaire Δk_{NL} .

$$\Delta k = \Delta k_L + \Delta k_{NL} \quad (3-13)$$

La contribution linéaire vient de la dispersion (notamment de la dispersion de vitesse de groupe) et la contribution non-linéaire dépend du coefficient non-linéaire γ et des puissances des signaux d'entrée.

$$\Delta k_L = \beta_2 \cdot (\Delta\omega)^2 \quad (3-14)$$

$$\Delta k_{NL} = \gamma(P_1 + P_2) \quad (3-15)$$

Différentes possibilités sont considérées pour obtenir l'accord de phase :

- un FWM significatif peut avoir lieu même si l'accord de phase n'est pas parfait. La quantité de désaccord de phase tolérable dépend de la longueur de guide comparée à la longueur de cohérence L_{coh} . Dans ce cas, la longueur de cohérence est donnée par l'équation 3-16 [171]. Ceci provient de la dépendance de l'efficacité en $\sin^2(\Delta k L / 2)$ [174] que nous verrons par la suite à l'équation 3-23. Le premier minimum local de cette relation correspond à la condition $\Delta k L_{coh} / 2 = \pi$. Or en général, Δk_L domine Δk_{NL} , donc $L_{coh} = 2\pi / \Delta k_L$ menant à l'équation 3-16. Nous pouvons même ajouter que le FWM sera efficace si $\Delta k L / 2 \ll 1$. La longueur de cohérence indique qu'un FWM significatif peut se produire si la longueur de guide L satisfait à la condition $L \ll L_{coh}$.

$$L_{coh} = \frac{2\pi}{|\beta_2| (\Delta\omega)^2} \quad (3-16)$$

Dans les composants testés, l'ordre de grandeur de la dispersion de vitesse de groupe est d'environ $1 \text{ ps}^2 / \text{mm}$ soit $1.10^{-21} \text{ s}^2 / \text{m}$ et le désaccord spectral de quelques nanomètres. En considérant par exemple un désaccord spectral de 3 nm entre signaux pompe et sonde situés autour de $1,55 \mu\text{m}$, nous obtenons une longueur de cohérence de quelques centimètres selon la définition 3-16. Les guides étudiés dans ces travaux ont des longueurs maximales de 1,3 mm, ce qui reste très inférieure à la longueur de cohérence.

- lorsque la contribution linéaire du désaccord de phase est quasi-nulle à la longueur d'onde du zéro de dispersion. C'est-à-dire que les longueurs d'onde des signaux pompe et sonde sont proches du zéro de dispersion. Ainsi, les conditions d'accord de phase sont remplies sous réserve que la contribution non-linéaire soit proche de zéro également. Cela signifie donc que l'accord de phase ne peut être satisfait que sur une gamme de puissance limitée.
- quand la longueur d'onde de pompe se situe dans un régime de dispersion anormale ($D > 0$) et dévie largement de la longueur d'onde du zéro de dispersion, le désaccord de phase linéaire est négatif. Ainsi, la contribution non-linéaire du désaccord est requise et doit être suffisante afin de satisfaire les conditions d'accord de phase. Le décalage fréquentiel correspondant $\Delta\omega$ peut être calculé en utilisant la relation $\Delta k_L \approx \Delta k_{NL}$ (équation 3-17). Ainsi, les signaux de pompe peuvent se propager dans un régime de dispersion anormale et peuvent générer des bandes latérales en raison d'un FWM accordé en phase par le processus non-linéaire d'auto-modulation de phase.

$$\Delta\omega = \sqrt{\frac{\gamma(P_1 + P_2)}{|\beta_2|}} \quad (3-17)$$

Dans le cas du FWM non-dégénéré que nous considérons ici, un signal pompe, de forte intensité, de fréquence ω_{pompe} et de vecteur d'onde k_{pompe} est mélangé avec un signal sonde, de plus faible intensité, de fréquence ω_{sonde} et de vecteur d'onde k_{sonde} . Des signaux appelés *idler*, à des fréquences $\omega_{idler,1}$ et $\omega_{idler,2}$ et de vecteur d'onde $k_{idler,1}$ et $k_{idler,2}$, sont générés simultanément, comme déduit de l'expression de la polarisation non-linéaire aux fréquences idler :

$$P_{NL,1} = \frac{3}{2}\epsilon_0\chi^{(3)}E_{pompe}^2E_{sonde}^*e^{i(\Delta k_1 - \Delta\omega_1 t)} \quad (3-18a)$$

$$P_{NL,2} = \frac{3}{2}\epsilon_0\chi^{(3)}E_{pompe}^*E_{sonde}^2e^{i(\Delta k_2 - \Delta\omega_2 t)} \quad (3-18b)$$

où ϵ_0 est la permittivité du vide et E_{pompe} et E_{sonde} respectivement les amplitudes des champs électriques de pompe et de sonde qui se chevauchent temporellement. Notons au passage qu'à partir des équations 3-18, une conversion de longueur et un démultiplexage temporel optique d'un signal codé en amplitude peuvent utiliser l'idler 1 ou l'idler 2 sans perdre d'information. En revanche, dans le cas d'un signal codé en phase, il sera impératif d'utiliser l'idler dont le champ qui porte l'information n'est pas élevé au carré, au risque de perdre toute information sur la phase.

Les différences de fréquences et de vecteurs d'onde sont respectivement données par les équations suivantes :

$$\Delta\omega_1 = 2\omega_{pompe} - \omega_{sonde} - \omega_{idler,1} \quad (3-19a)$$

$$\Delta\omega_2 = 2\omega_{sonde} - \omega_{pompe} - \omega_{idler,2} \quad (3-19b)$$

$$\Delta k_1 = 2k_{pompe} - k_{sonde} - k_{idler,1} \quad (3-20a)$$

$$\Delta k_2 = 2k_{sonde} - k_{pompe} - k_{idler,2} \quad (3-20b)$$

La représentation spectrale du mélange à quatre ondes non-dégénéré est présentée sur la figure 3.2. Ce processus paramétrique doit obéir à la loi de conservation de l'énergie, menant aux relations entre les fréquences suivantes :

$$2\omega_{pompe} - \omega_{sonde} = \omega_{idler,1} \quad (3-21a)$$

$$2\omega_{sonde} - \omega_{pompe} = \omega_{idler,2} \quad (3-21b)$$

Comme on peut le voir sur la figure 3.2, lors de l'interaction entre les ondes pompe et sonde, deux ondes idlers sont créées aux fréquences correspondantes aux équations 3-21. L'onde à la fréquence $2\omega_{pompe} - \omega_{sonde}$ sera de plus forte intensité que celle à la fréquence $2\omega_{sonde} - \omega_{pompe}$ étant donné qu'elle sera proportionnelle à E_{pompe}^2 comme indiqué sur l'expression de la polarisation non-linéaire (équation 3-18). Par la suite, c'est donc sur cet idler que nous effectuerons les mesures. Nous pouvons également ajouter que théoriquement d'autres fréquences peuvent apparaître aux ordres supérieurs lors du processus de FWM (à $3\omega_{pompe} - 2\omega_{sonde}$ et $3\omega_{sonde} - 2\omega_{pompe}$, etc), mais ceci nécessite un FWM très efficace.

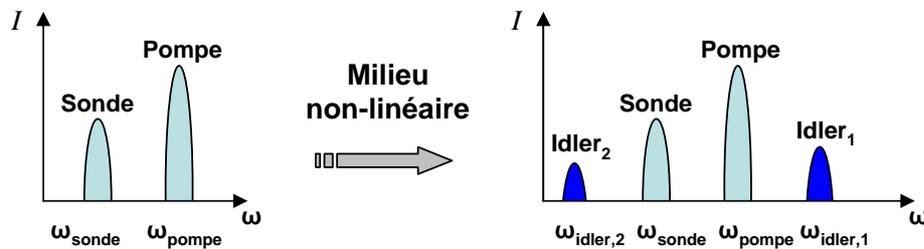


Figure 3.2 – Représentation spectrale du mélange à quatre ondes non-dégénéré.

Après avoir rappelé le formalisme de l'optique non-linéaire et plus précisément celui du mélange à quatre ondes, nous allons mettre en évidence ce phénomène dans des guides CPh.

Il est à noter que la mise en place d'un banc expérimental de FWM, que nous avons réalisé, a mené à des collaborations avec d'autres doctorants du laboratoire travaillant sur des fibres en verres de chalcogénure. Ces travaux ont fait l'objet de publications qui seront listées à la fin du manuscrit. Le lecteur intéressé pourra se tourner vers le manuscrit de thèse de Duc Minh Nguyen ayant pour titre *Investigations et caractérisations de fibres et guides optiques très fortement non-linéaires* et celui de Sy Dat Le ayant pour titre *All-optical signal processing based on new nonlinear optical fibers*.

3.3 Mise en évidence et caractérisation du FWM dans un guide CPh

Dans cette partie, nous présenterons, dans un premier temps, les structures de guides CPh sur lesquelles le mélange à quatre ondes est réalisé. Puis, dans un deuxième temps, nous étudierons le comportement de l'idler généré en fonction de la puissance de pompe et du désaccord spectral entre signaux pompe et sonde. Dans un troisième temps, une mesure temporelle de l'onde convertie sera effectuée afin d'observer d'éventuelles limitations dues aux recombinaisons de porteurs dans la structure semi-conductrice. Puis, une dernière partie sera consacrée à la réalisation expérimentale d'un démultiplexage temporel optique par paquets.

3.3.1 Présentation du guide CPh

Nous allons dans la suite du chapitre étudier le FWM dans une structure membranaire en GaInP d'une épaisseur de 170 nm avec un motif triangulaire de trous (période $a = 480$ nm) ayant un rayon $r = 0,19a$. Les guides, longs de 1,3 mm, résultent de l'omission d'une rangée de trous dans la structure de trous 2D. Comme expliqué précédemment dans la partie 2, ceci permet d'obtenir la propagation d'un mode au sein de la bande interdite photonique. Le matériau utilisé a été conçu de manière à ne pas avoir d'absorption à deux

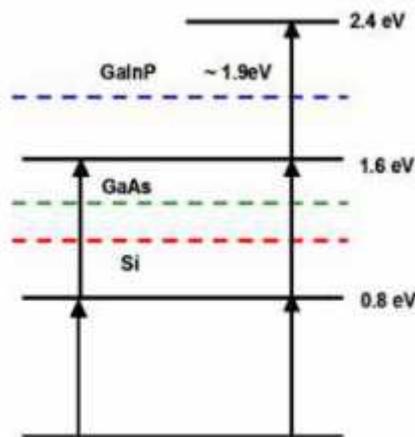


Figure 3.3 – Schéma de bandes électroniques. Utilisation du GaInP, matériau n'ayant pas d'absorption à deux photons dans la bande des télécommunications.

photons (TPA) dans la bande spectrale des télécommunications optiques, contrairement au silicium [53], ou au GaAs, comme indiqué sur la figure 3.3. En effet, la bande interdite électronique du GaInP ($E_g \approx 1,9\text{eV}$) est plus de deux fois supérieure à l'énergie des photons aux longueurs d'onde des télécommunications ($\approx 0,8\text{eV}$), ce qui évite d'avoir du TPA. Par conséquent, le seuil d'absorption non-linéaire est grand (absorption à trois photons), permettant ainsi la propagation au sein du guide d'impulsions possédant des

puissances crêtes de l'ordre du watt avec des pertes non-linéaires négligeables et une très faible génération de porteurs libres [175].

Après avoir explicité le choix du matériau, qui permet notamment d'éviter de faire face à de l'absorption non-linéaire dans nos expériences, nous allons à présent caractériser l'effet du FWM dans les guides CPh.

3.3.2 Caractérisation du FWM dans un guide CPh

La figure 3.4 montre la configuration expérimentale de la caractérisation du FWM.

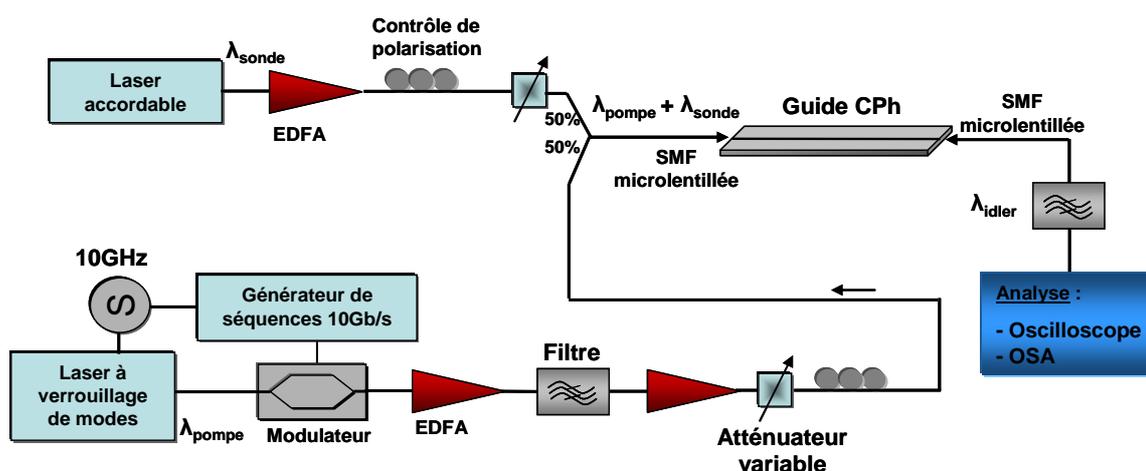


Figure 3.4 – Dispositif expérimental de la caractérisation du FWM dans un guide CPh.

Nous pouvons constater sur la figure 3.4 que nous utilisons un signal généré par un laser à verrouillage de modes. Toutefois, dans un premier temps, nous avons tenté de réaliser du FWM avec deux signaux continus. L'interaction non-linéaire était très faible et les signaux convertis étaient difficilement exploitables. Une solution pour augmenter l'interaction a été d'augmenter les puissances d'entrée des signaux. Pour cela, nous avons utilisé un amplificateur à forte puissance qui a permis d'atteindre des puissances de sortie de l'ordre du watt. Toutefois, nous avons constaté que les structures adaptatives de modes brûlaient pour une puissance moyenne injectée supérieure à 21 dBm, c'est-à-dire 125 mW. Une autre solution permettant d'augmenter l'interaction non-linéaire consiste à utiliser un signal impulsionnel. Ainsi, nous ne raisonnons plus en termes de puissance moyenne dans les interactions, mais en termes de puissance instantanée. De cette manière, en modifiant le rapport cyclique du signal impulsionnel, il nous est possible de modifier la puissance crête des impulsions. Regardons de plus près la méthode que nous employons.

Le signal impulsionnel de pompe est produit par un laser à verrouillage de modes générant des impulsions de 1,5 ps à un taux de répétition de 10 GHz. A l'aide d'un générateur de séquences programmable et d'un modulateur d'intensité électro-optique, nous pouvons faire varier le taux de répétition de 10 à 1 GHz en conservant une impulsion sur dix. Nous pouvons ainsi augmenter la puissance crête des impulsions tout en conservant

la même puissance moyenne du signal de pompe. Concrètement, en programmant un mot de 10 bits tel que '1111111111', nous conservons un taux de répétition à 10 GHz. En conservant une impulsion sur deux, c'est-à-dire en programmant un mot tel que '1010101010', le taux de répétition passe à 5 GHz et nous gagnons donc un facteur 2 sur la puissance crête. Et ainsi de suite jusqu'à un mot tel que '1000000000' pour passer à un taux de répétition de 1 GHz et donc gagner un facteur 10 sur la puissance crête. Cette technique est donc bien adaptée pour maintenir une puissance moyenne d'entrée convenable tout en augmentant la puissance crête afin d'améliorer l'interaction non-linéaire.

Les impulsions initiales ont une durée de 1,5 ps. Les impulsions sont des impulsions gaussiennes en limite de Fourier. Leur produit temps/bande passante est donc approximativement égale à 0,44 et l'empreinte spectrale est donc large (environ 300 GHz). Or, dans les expériences qui suivent, le désaccord spectral entre pompe et sonde minimum, qui est imposé par la largeur spectrale de signal impulsionnel, peut apparaître trop grand pour que le FWM soit efficace. Ainsi, nous nous donnons la possibilité de réduire l'empreinte spectrale du signal impulsionnel de pompe en filtrant le spectre initial par le biais d'un filtre accordable en largeur à mi-hauteur. Nous pouvons alors obtenir des durées d'impulsions entre 4 et 16 ps selon les conditions expérimentales.

Après les étapes d'amplification et de filtrage, ce signal de pompe est couplé avec un laser continu accordable qui joue le rôle de sonde. Des atténuateurs variables sont placés sur chaque bras afin de pouvoir contrôler indépendamment la puissance de la pompe et de la sonde. Les deux polarisations sont contrôlées avant que les signaux soient couplés pour s'assurer que les signaux soient bien co-polarisés sur le mode TE. Puis, la combinaison de ces signaux est filtrée afin de limiter l'émission spontanée amplifiée des différents amplificateurs optiques utilisés pour améliorer la sensibilité de notre mesure du FWM en sortie du composant. En effet, les efficacités de conversion n'étant pas très grandes, le signal idler serait noyé dans le bruit si l'on ne filtrait pas les signaux avant couplage. Pour finir, les signaux sont injectés dans le guide à cristaux photoniques par le biais d'une fibre optique micro-lentillée possédant un diamètre de mode à $1/e^2$ de $2 \mu\text{m}$. La lumière transmise est ensuite collectée en utilisant une seconde fibre micro-lentillée identique à la première et analysée avec un analyseur de spectre optique. La figure 3.5 présente la courbe de transmission du guide utilisé (issu de la première génération de guides), avec une transmission peu perturbée et qui vaut en moyenne -15,5 dB sur la zone de travail [1535nm-1545nm]. Par ailleurs, nous constatons de fortes perturbations pour des longueurs d'onde supérieures à 1560 nm, c'est-à-dire proches de la longueur d'onde de coupure.

Dans cette expérience, nous maintenons la longueur d'onde du signal pompe fixe tandis que la longueur d'onde de sonde varie, en restant toujours inférieure à la longueur d'onde de pompe. Nous remarquons sur la figure 3.6 l'apparition du signal converti (idler). La longueur d'onde générée par FWM et celle de la sonde sont symétriques par rapport à la pompe lorsque le désaccord spectral varie, comme montré sur la figure 3.6. Le

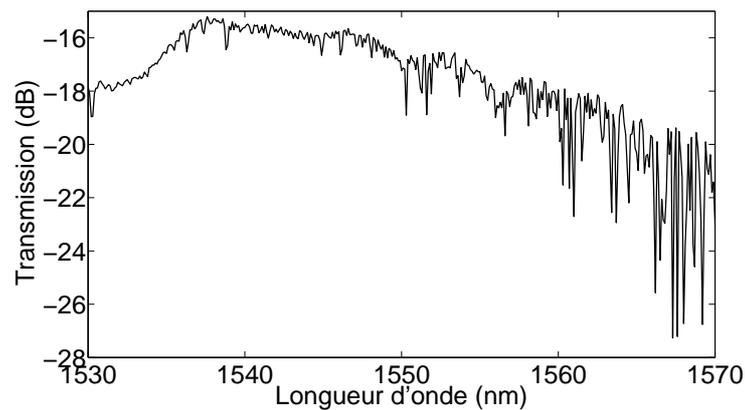


Figure 3.5 – Spectre de transmission du guide CPh W1 en GaInP testé.

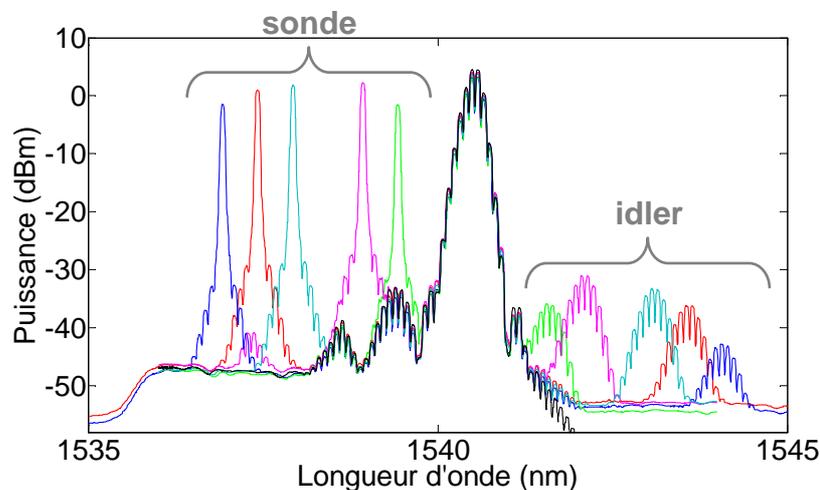


Figure 3.6 – Spectres de sortie de guide CPh pour différentes valeurs du désaccord spectral. Signal de pompe avec impulsions de 4 ps à 10 GHz à 18 dBm avant couplage et signal sonde continu à 13 dBm avant couplage. La courbe noire correspond au signal de pompe seul.

désaccord spectral entre la pompe et la sonde est défini par l'équation 3-22.

$$\Delta\lambda = \lambda_{sonde} - \lambda_{pompe} \quad (3-22)$$

Le signal généré par FWM disparaît lorsque la sonde continue est coupée (courbe noire sur la figure 3.6). Nous pouvons remarquer qu'il apparaît de la modulation de phase croisée induite par la pompe sur le signal de sonde continu étant donné que des lignes de modulations à 10 GHz apparaissent sur le spectre du signal de sonde. Nous pouvons également constater sur cette figure des lobes secondaires sur le signal de pompe qui proviennent du filtrage du laser à verrouillage de modes utilisé comme source pulsée. En pratique, un filtre accordable est placé en sortie du guide CPh afin de pouvoir extraire l'idler. L'idler est ensuite envoyé sur un analyseur de spectre optique qui nous permet de mesurer la puissance du signal converti. La puissance de sonde est mesurée de manière similaire avant le

couplage dans le guide.

L'efficacité du mélange quatre ondes est définie comme le rapport entre la puissance moyenne du signal idler en sortie de fibre et la puissance moyenne de la sonde en entrée $P_{idler}(sortie)/P_{sonde}(entree)$. Il est à noter que dans la littérature, plusieurs moyens pour calculer l'efficacité du mélange à quatre ondes sont utilisés. Lorsque les deux signaux pompe et sonde sont impulsionnels avec le même rapport cyclique, la définition du rapport des puissances moyennes de l'idler et de la sonde peut être utilisée. Nous pouvons également remarquer que cette définition inclut les pertes d'insertion dans le guide ; c'est une définition du point de vue utilisateur final, qui considère le système «fibre-guide CPh-fibre» comme un tout. Ce n'est pas toujours le cas dans la littérature, lorsque la puissance de sonde, estimée juste en sortie du guide c'est-à-dire avant couplage de sortie, est considérée dans la définition. En sachant que les pertes d'insertion sont de l'ordre de 15 dB dans nos guides, cela fait une grande différence sur le calcul de l'efficacité du FWM lorsque les pertes de couplage ne sont pas considérées. Cette remarque montre que les efficacités records rapportées dans la littérature dépendent de la définition utilisée.

Nous avons alors observé l'évolution de l'efficacité de conversion du FWM en fonction de la puissance de pompe (figure 3.7) en réalisant une mesure de la puissance du signal de pompe en entrée du composant à l'aide d'un analyseur de spectre optique. Nous avons également représenté sur cette figure une courbe de tendance quadratique. Nous montrons donc clairement que l'efficacité de conversion du FWM évolue de manière quadratique avec la puissance du signal de pompe, comme l'indique l'équation 3-23 [176,174]. Nous observons une évolution quadratique sur quasiment deux ordres de grandeur. Nous n'observons pas d'effet de saturation à forte puissance du signal de pompe dans la gamme étudiée. Nous pouvons en conclure qu'il n'y a pas d'absorption non-linéaire.

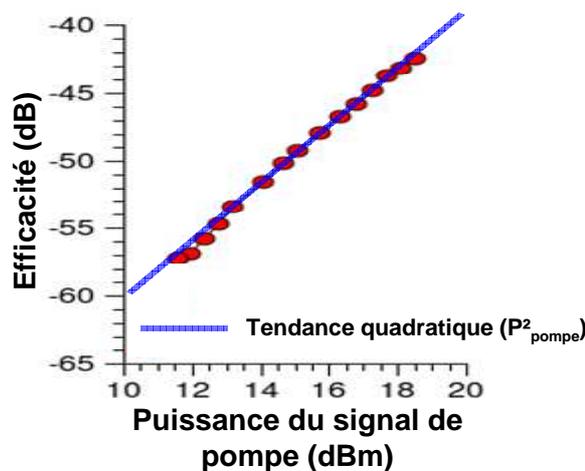


Figure 3.7 – Evolution de l'efficacité de conversion en fonction de la puissance du signal de pompe pour un désaccord spectral de 2 nm pour des impulsions de pompe de 16 ps.

$$\eta_{FWM} = \frac{P_{idler}^{-}(sortie)}{P_{sonde}^{-}(entre)} = \gamma^2 L^2 P_{pompe}^2 \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) \quad (3-23)$$

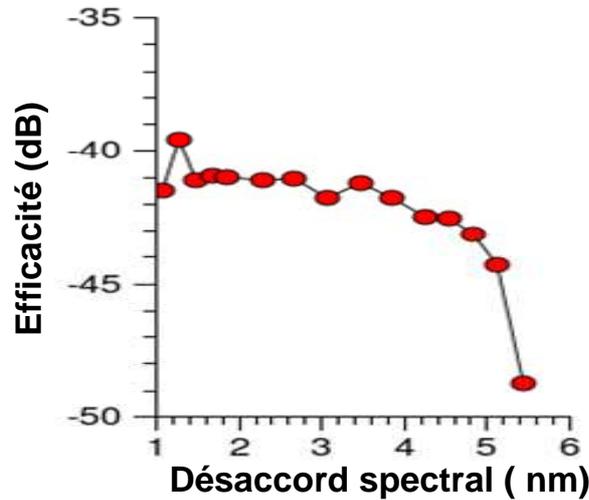


Figure 3.8 – Evolution de l'efficacité de conversion en fonction du désaccord spectral avec un signal de pompe ayant des impulsions de 16 ps à une puissance de 18 dBm et 13 dBm de puissance de sonde avant couplage.

Nous avons ensuite étudié la dépendance de l'efficacité du FWM en fonction du désaccord spectral (figures 3.6 et 3.8) avec des niveaux de puissance en entrée du guide CPh de 18 dBm (pompe) et 13 dBm (sonde). Sur la figure 3.8, nous observons une perte de l'ordre de 1 dB sur l'efficacité de conversion pour un désaccord de 4 nm entre la pompe et la sonde. Nous remarquons la chute de l'efficacité à partir d'un désaccord de 5 nm, liée à la dépendance de l'efficacité au désaccord spectral, notamment à la dispersion des signaux comme nous pourrions le voir par la suite. Théoriquement, si nous avions continué à augmenter le désaccord spectral, nous aurions pu voir apparaître un deuxième lobe sur cette courbe dû à la dépendance en sinus cardinal de l'efficacité. La bande de conversion du FWM, définie comme la bande à 3 dB du maximum d'efficacité de conversion, vaut environ 5 nm.

Nous n'avons malheureusement pas pu continuer à étudier ce guide étant donné que ce dernier a été détérioré lors de la mesure de l'efficacité en fonction de la puissance du signal de pompe. Nous avons donc poursuivi nos investigations avec un guide semblable au précédent. La figure 3.9 présente la courbe de transmission de ce guide. Nous pouvons constater sur la figure 3.9 que les pertes totales d'insertion moyennes sont de 15 dB sur la zone de travail, correspondant à une transmission de 3.2 %. Nous remarquons également des perturbations sur la courbe de transmission, certains creux de transmission pouvant aller jusqu'à 3 dB. Ces perturbations sont liées à des imperfections de fabrication, telles que mentionnées dans la partie 2.9.

Nous avons ensuite étudié l'évolution de l'efficacité du FWM en fonction du taux de

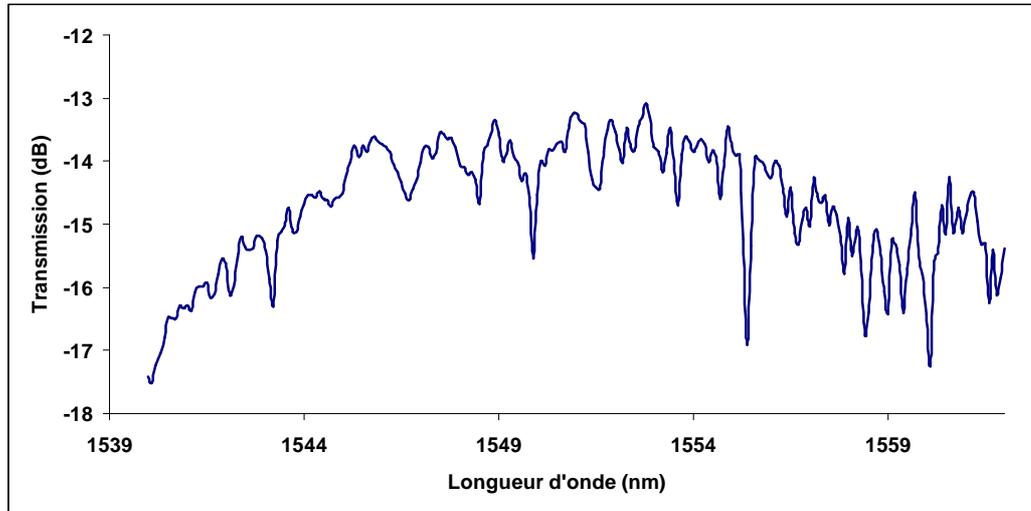


Figure 3.9 – Spectre de transmission du guide CPh W1 en GaInP testé pour l'évolution de l'efficacité du FWM en fonction du taux de répétition du signal de pompe.

répétition du signal de pompe, en faisant varier le taux de répétition de 10 GHz à 1 GHz (soit un facteur 10 sur la puissance crête de pompe).

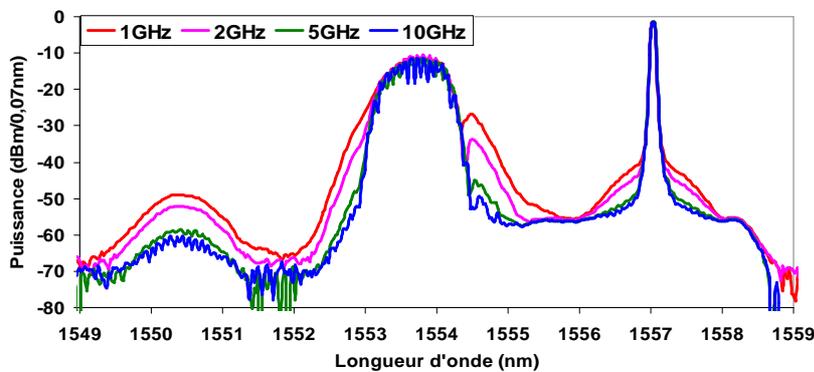


Figure 3.10 – Spectres optiques en sortie du guide CPh en fonction du taux de répétition du signal de pompe.

Sur la figure 3.10, nous observons clairement une augmentation de la puissance de l'idler lorsque le taux de répétition diminue, c'est-à-dire lorsque la puissance crête augmente. En analysant les spectres, nous pouvons constater un élargissement spectral des signaux lorsque le taux de répétition diminue, notamment le signal de pompe. Cet élargissement sur le signal de pompe est lié à de l'auto-modulation de phase (SPM). Quant à l'élargissement sur le spectre de sonde, nous l'attribuons à la modulation de phase croisée (XPM). Ces deux contributions ont tendance à augmenter le désaccord de phase non-linéaire de l'équation 3-13.

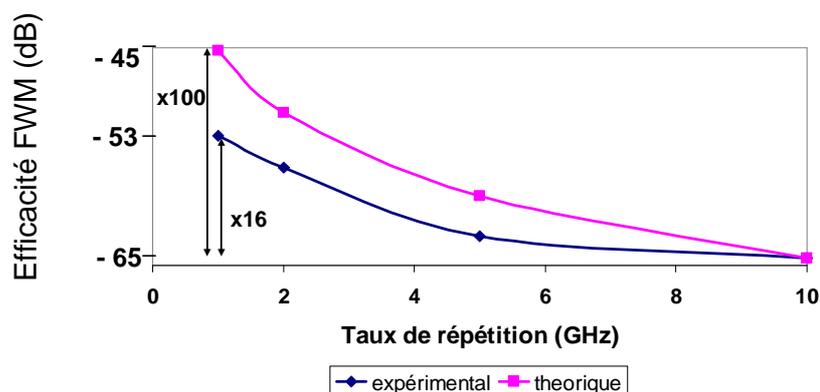


Figure 3.11 – Evolution de l'efficacité de conversion en fonction du taux de répétition du signal de pompe.

Sur la figure 3.11, nous avons tracé l'évolution expérimentale et théorique de l'efficacité de conversion en fonction du taux de répétition. Expérimentalement, nous observons une augmentation d'un facteur 16 sur l'efficacité du FWM. Cette augmentation est liée à l'augmentation de la puissance crête du signal de pompe lorsque le taux de répétition est diminué. Cependant, l'efficacité du FWM variant comme le carré de la puissance du signal de pompe (équation 3-23), nous devrions obtenir un facteur 100, étant donné l'augmentation d'un facteur 10 de la puissance du signal de pompe. Nous pensons que les effets mentionnés précédemment (SPM, XPM) génèrent un désaccord de phase non-linéaire important qui a pour conséquence de réduire l'efficacité du FWM.

Après avoir caractérisé le FWM en termes d'évolution de l'efficacité par rapport à la puissance du signal de pompe et au désaccord spectral pompe/sonde dans des guides CPh W1, nous allons nous intéresser aux éventuelles limitations liées à la génération des porteurs. Ne perdons pas de vue que nous travaillons avec un matériau semi-conducteur, et que la création et surtout la recombinaison des porteurs pourraient être une limitation dans la réalisation de FWM à haute cadence.

3.3.3 Mesure dynamique de l'idler

Dans cette expérience, nous observons la génération de l'idler grâce à une mesure dynamique à l'aide d'un oscilloscope optique basé sur l'échantillonnage optique et possédant une résolution temporelle de 1 ps. Cette expérience permet d'observer si le signal converti subit des déformations temporelles.

La configuration expérimentale est présentée sur la figure 3.12. Nous utilisons un signal pompe impulsionnel à un taux de répétition de 10 GHz avec des impulsions de 5 ps et un signal sonde continu. Les deux polarisations sont contrôlées avant que les signaux soient couplés pour s'assurer qu'ils soient bien co-polarisés sur le mode TE.

Pour la mesure du temps de réponse, un filtre est placé à la sortie du composant et cen-

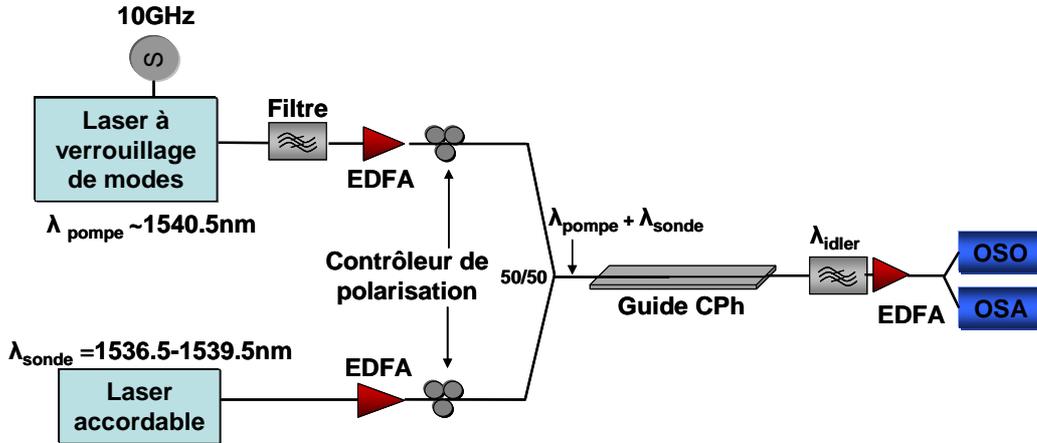


Figure 3.12 – Configuration expérimentale pour la mesure dynamique du FWM.

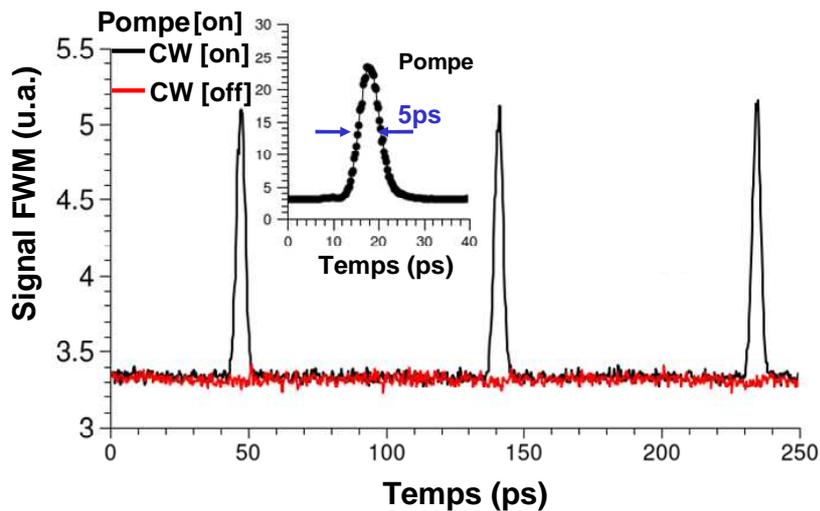


Figure 3.13 – Trace temporelle du FWM réalisée à l'aide d'un oscilloscope à échantillonnage optique de résolution 1 ps. Trace rouge : sans sonde, trace noire : avec sonde. Impulsion du signal de pompe en insert.

tré sur la longueur d'onde de l'idler dans le but de filtrer les signaux pompe et sonde. Le filtre utilisé est suffisamment large pour ne pas perturber la mesure de la largeur d'impulsion. Étant donné que nous travaillons avec des puissances d'idler relativement faibles, le filtrage est important pour la mesure dynamique de l'idler. La figure 3.13 montre la trace temporelle lorsque la sonde est éteinte (trace rouge) et lorsqu'elle est allumée (trace noire) avec une puissance de pompe avant couplage de 18 dBm, une puissance de sonde de 13 dBm et un désaccord spectral entre les signaux de -2 nm. Nous pouvons constater que lorsque la pompe est allumée et la sonde éteinte, l'idler du FWM est nul. Cette trace cor-

respond au bruit optique du dernier amplificateur optique sur le schéma expérimental. Nous pouvons alors affirmer que la pompe est effectivement rejetée et ne génère donc pas d'impulsion parasite que nous aurions pu confondre avec l'idler. Lorsque les signaux de pompe et de sonde sont allumés, nous pouvons constater l'apparition de la trace temporelle de l'idler du FWM.

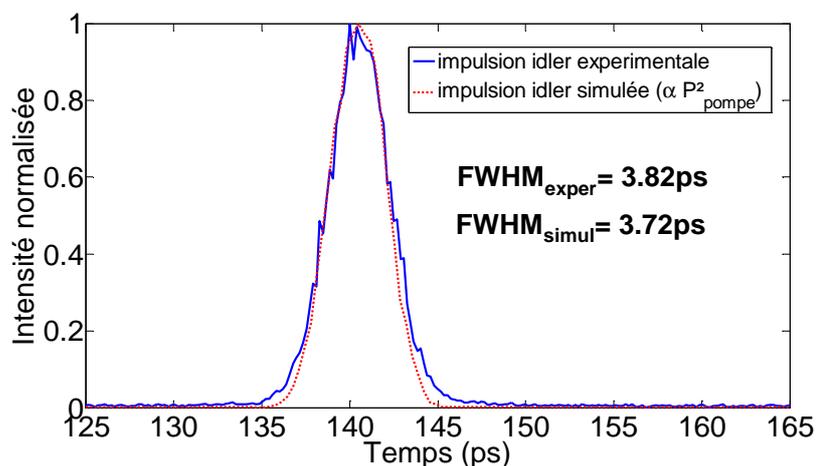


Figure 3.14 – Trace temporelle de l'idler du FWM : réalisée à l'aide d'un oscilloscope à échantillonnage optique de résolution 1 ps (bleu) et simulée à partir des données de l'impulsion de pompe (rouge)

Nous avons effectué un zoom sur une impulsion convertie (idler), visible sur la figure 3.14. Sur cette figure apparaît également la trace temporelle de l'impulsion convertie simulée à partir de l'élevation au carré de l'impulsion de pompe (visible en insert sur la figure 3.13), comme indiqué par l'équation 3-23. Nous pouvons remarquer que l'impulsion convertie a une largeur à mi-hauteur de 3,8 ps et correspond au profil de l'impulsion d'entrée élevée au carré (c'est-à-dire $E(idler) \propto E(pompe)^2$), exactement comme le prédit la théorie de conversion paramétrique ultra-rapide [177].

Ceci implique que seul l'effet Kerr est à l'origine de cette réponse ultra-rapide puisque les différentes traces ne révèlent aucune distorsion de l'impulsion qui pourrait provenir de la génération de porteurs. Des limitations dues aux recombinaisons de porteurs ne sont pas attendues, même à des débits très élevés. En effet, aucune preuve de patterning, c'est-à-dire de dépendance par rapport à la position dans la séquence, ou d'effet thermique n'est ressortie de nos mesures à 10 GHz. Il est à noter qu'une démonstration à plus haute cadence n'a pu être réalisée étant donné que nous ne disposons pas de source laser appropriée lors de cette campagne de mesures. Cette mesure du temps de réponse nous permet donc d'envisager de travailler avec des signaux à plus haute cadence et de réaliser du démultiplexage optique temporel.

Après avoir mesuré les efficacités du FWM ainsi que la réponse temporelle, nous avons alors tenté de réaliser un démultiplexage optique temporel par le biais du FWM. Nous

avons souhaité considérer un cas d'usage de démultiplexage d'un signal à 42,7 Gbit/s vers quatre signaux à 10,67 Gbit/s. Or, lors des expériences, nous avons constaté des puissances de signal converti trop faibles pour pouvoir être analysées à l'oscilloscope ou effectuer des mesures de TEB. Dans le but d'augmenter l'interaction non-linéaire, nous avons donc décidé d'augmenter la puissance crête du signal de pompe en diminuant son taux de répétition de 10,6 GHz à 530 MHz.

3.3.4 Démultiplexage temporel par paquets

Nous avons donc tenté de réaliser du démultiplexage optique temporel par le biais de FWM dans un guide CPh W1, dont les profils de transmission et d'indice de groupe sont présentés sur la figure 3.15 (a) et (b) respectivement. Nous présentons ici du FWM entre un signal de pompe à 530 MHz présentant des impulsions de 100 ps et un signal de sonde RZ 33% à 42,6 Gbit/s présentant des impulsions de 8 ps avec un désaccord spectral de 1 nm. Le schéma expérimental est présenté figure 3.16. Le signal à 530 MHz est obtenu

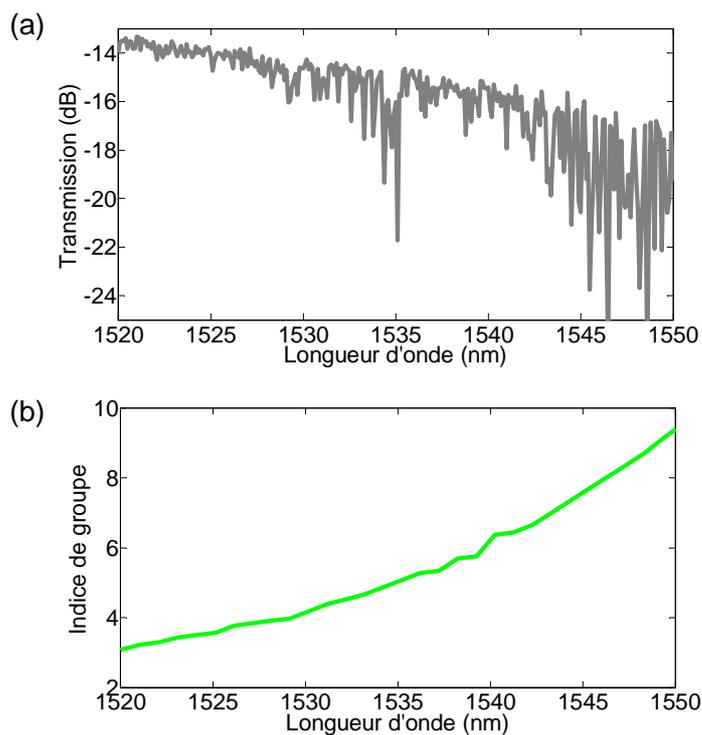


Figure 3.15 – Caractéristiques du guide utilisé pour le démultiplexage temporel par FWM : (a) courbe de transmission, (b) profil d'indice de groupe.

à l'aide d'un modulateur et d'un générateur de séquences à 10 Gbit/s comme présenté précédemment. Quant au signal à 42.6 Gbit/s, un laser accordable est modulé au travers d'un modulateur $2V\pi$ afin d'obtenir un signal optique RZ 33%. Puis les données sont

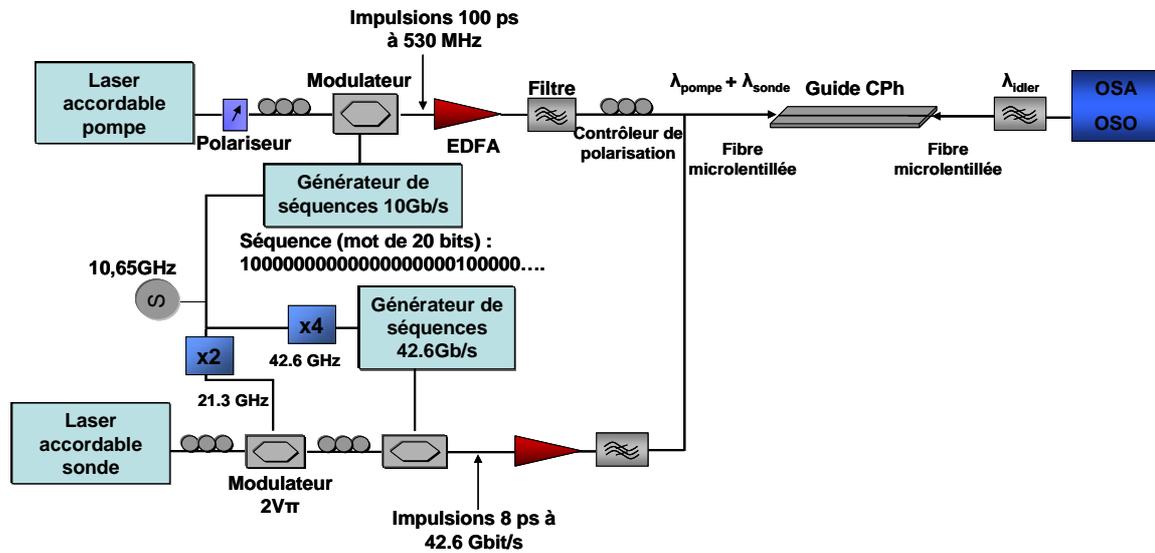


Figure 3.16 – Configuration expérimentale du démultiplexage optique temporel par paquets.

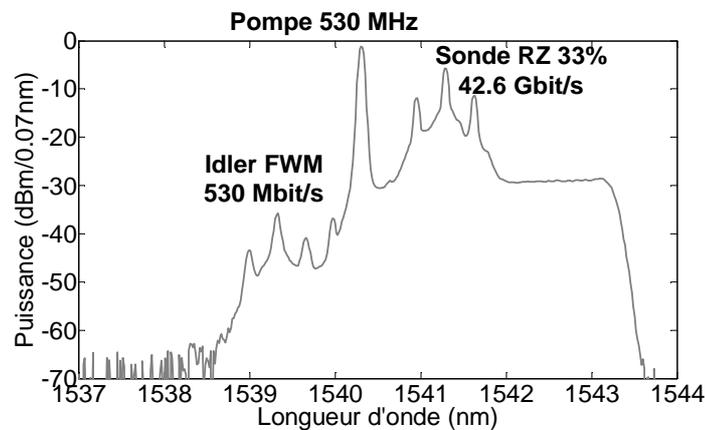


Figure 3.17 – Spectre en sortie du guide CPh du FWM entre un signal de sonde RZ 33% à 42.6 Gbit/s et un signal de pompe à 530 MHz.

codées à l'aide d'un second modulateur piloté par un générateur de séquences. Le tout est synchrone car piloté par la même horloge à 10,65 GHz qui est multipliée au travers de plusieurs amplificateurs électriques doubleurs aux différents points du montage.

Les signaux de pompe et de sonde sont injectés dans le guide CPh à des puissances respectives de 18 dBm et 16 dBm aux longueurs d'ondes respectives de 1540,3 nm et 1541,3 nm (pertes de transmission autour de 16 dB et indice de groupe autour de 6). En sortie du guide, nous obtenons le spectre présenté sur la figure 3.17. La puissance moyenne de

l'idler est mesurée à -32 dBm, ce qui correspond à une efficacité de conversion de -48 dB. Le signal idler est ensuite filtré et amplifié avant d'être envoyé sur un oscilloscope à

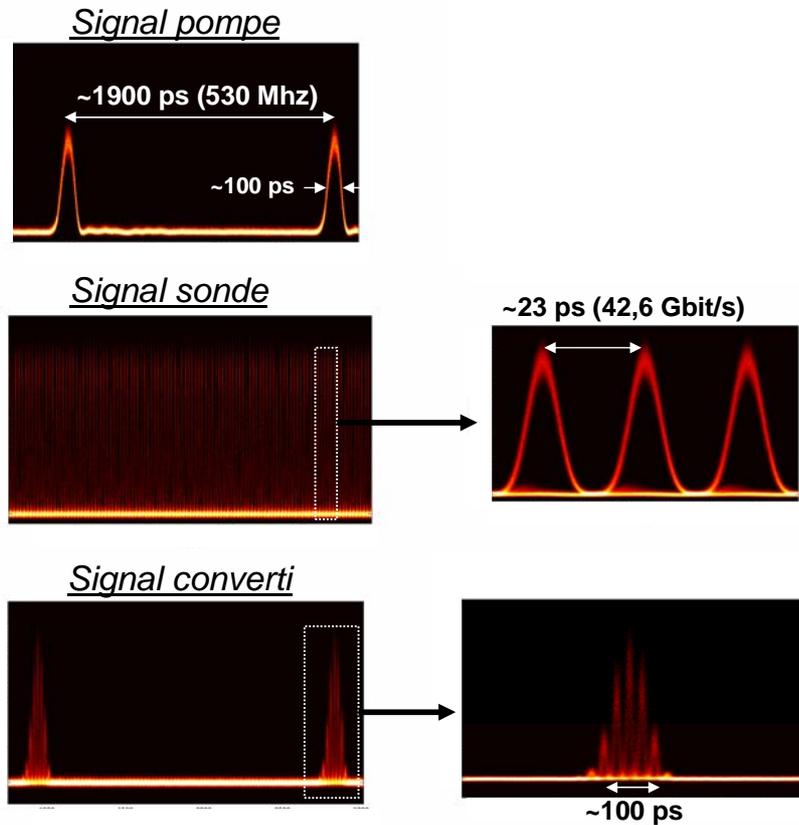


Figure 3.18 – Visualisation à l'oscilloscope à échantillonnage optique des signaux pompe, sonde et converti.

échantillonnage optique (résolution 1 ps). Comme nous pouvons le constater sur la trace temporelle de l'idler de la figure 3.18, lorsque qu'une fenêtre temporelle est ouverte lors de la présence d'une impulsion de pompe, la sonde est démultiplexée. Nous distinguons bien la présence des impulsions à 42,6 Gbit/s dans une enveloppe temporelle d'une impulsion de 100 ps. Le signal démultiplexé est bruité en raison de la très faible puissance à l'entrée de l'amplificateur optique de visualisation, étant donné la faible efficacité de conversion. Nous ne réalisons donc pas un démultiplexage temporel à proprement parler car nous n'arrivons pas à extraire un canal à 530 Mbits/s du flux initial à 42,6 Gbit/s en raison de l'enveloppe temporelle trop grande des impulsions de pompe.

Cette réalisation de FWM avec des signaux à très haut débit (>10 Gbit/s) a été la seule que nous avons pu réaliser. Elle a été possible grâce à l'utilisation d'un signal pompe à 530 MHz présentant de fortes puissances crêtes. Nous pouvons également constater que

les puissances mises en jeu lors de cette expérience sur les signaux pompe et sonde sont élevées et que l'on obtient qu'une très faible efficacité de conversion. L'utilisation d'un signal pompe à 10 GHz avec des impulsions plus courtes afin de réaliser du démultiplexage optique temporel 40 Gbit/s vers 10 Gbit/s n'a pas donné de résultat expérimental significatif. Ceci est lié au désaccord spectral trop grand imposé par l'empreinte spectrale des signaux menant donc à une efficacité de conversion trop faible pour être exploitée.

Si l'on se concentre sur l'expérience de principe qui vient d'être présentée : le signal de pompe 530 MHz avec des impulsions de 100 ps est fixé à une puissance de 18 dBm, ce qui correspond à une puissance crête par impulsion de l'ordre de 1,2 W avant couplage. Le signal sonde à 42,6 Gbit/s avec des impulsions de 8 ps est fixé à 16 dBm, soit une puissance crête par impulsion d'environ 120 mW. Le tout nous donne une efficacité de conversion de -48 dB.

On considère la puissance du signal converti de -32 dBm, qui est suffisante pour observer un diagramme de l'œil à l'oscilloscope et qui est légèrement supérieure à la sensibilité de -35 dBm nécessaire pour obtenir un TEB de 10^{-9} à 10 Gbit/s sur un récepteur pré-amplifié. Si l'on juge cette efficacité de conversion de -48 dB suffisante, nous pouvons alors faire l'analyse suivante : en passant d'un signal avec des impulsions de 100 ps à 530 MHz à un signal avec des impulsions de 10 ps à 10,7 GHz, nous obtenons une diminution de la puissance crête d'un facteur 2 (3 dB). L'efficacité évoluant comme le carré de cette perte, nous diminuons l'efficacité d'un facteur 4 (6 dB). Une solution pour contrecarrer cette diminution est d'augmenter la puissance moyenne d'un facteur 4, ce qui nous mène à une puissance moyenne de pompe de 24 dBm. Nous constatons alors que ces puissances moyennes ne sont pas compatibles avec les puissances qu'il est possible de coupler dans le guide CPh via la structure adaptative de mode (taper) sans engendrer de détériorations. De plus, le désaccord spectral considéré pour cette hypothèse est de 1 nm. L'utilisation d'un signal sonde à 42,7 Gbit/s et d'un signal pompe à 10,6 GHz imposerait un désaccord spectral supérieur (environ 2 nm). Par ailleurs, pour extraire et analyser l'idler généré, il faut effectuer un filtrage sélectif qui entraînerait des pertes supplémentaires (environ 7 dB avec le filtre flat top accordable dont nous disposons au laboratoire). Nous constatons alors qu'il faudrait augmenter la puissance des signaux d'entrée. Nous comprenons alors pourquoi nous n'avons pu réaliser un démultiplexage 40 Gbit/s vers 10 Gbit/s, mais uniquement un démultiplexage par paquets.

De manière similaire à la démonstration de principe que nous avons effectuée, nos collaborateurs de TRT ont reporté dans [54] un démultiplexage 10,56 Gbit/s vers 660 Mbit/s et vers 330 Mbit/s dans un guide CPh W1 GaInP de 1,5 mm de long.

Pour pouvoir réaliser la fonction de démultiplexage, l'objectif est donc d'améliorer l'interaction non-linéaire afin d'augmenter l'efficacité de conversion du FWM. Nous avons abordé dans la partie 2.8 le régime de propagation en lumière lente et l'amélioration de l'interaction lumière/matière dans ce régime. Nous allons donc par la suite réaliser du FWM dans ce régime de fort indice de groupe et analyser le bénéfice potentiel. Nous avons

pour cela effectué une étude comparative du FWM dans des guides CPh en matériau semi-conducteur GaInP présentant des profils de vitesse de groupe différents afin de mettre en avant l'intérêt du régime de lumière lente dans le processus non-linéaire du FWM.

3.4 Étude comparative du FWM dans des guides CPh III-V

La capacité à contrôler la dispersion est donc une propriété très recherchée dans le milieu physique supportant la propagation. Par exemple, la compensation de la dispersion chromatique dans les fibres optiques [68] est la principale préoccupation dans les communications optiques. En outre, certaines interactions non-linéaires telles que le FWM, impliquant des fréquences différentes, dépendent principalement de la dispersion, à travers les conditions d'accord de phase [169]. Dans les fibres optiques et les guides d'ondes, le contrôle de la dispersion est possible car la dispersion du guide, qui peut être commandée par la géométrie de ce dernier, peut compenser la dispersion du matériau. La capacité à générer une fonction de dispersion souhaitée est appelée l'ingénierie de dispersion [147, 178]. En offrant de nombreux degrés de liberté dans la conception, comme nous avons pu le voir dans la section 2.8, les guides CPh ont prouvé qu'ils étaient de bons candidats pour l'ingénierie de dispersion [146, 179].

3.4.1 Les différentes structures utilisées pour l'étude

Deux types de guides CPh sont étudiés dans cette partie. Les deux sont des structures membranaires en GaInP, comme décrit plus haut, d'une longueur de 1,3 mm ayant les mêmes paramètres géométriques.

La première structure est une structure typique d'un guide CPh W1 détaillée précédemment, c'est-à-dire qui résulte uniquement de l'omission d'une rangée de trous dans la structure de trous 2D. Nous nous y référerons comme *composant à dispersion standard*. La seconde structure a été conçue dans le but de contrôler la dispersion et ainsi d'augmenter l'indice de groupe. La technique est basée sur une translation asymétrique des rangées de trous proches du guide et est expliquée dans la référence [154], schématisée sur la figure 3.19. Les paramètres physiques sont donc les mêmes que la structure précédente, exceptée la première rangée proche du guide, translatée de manière asymétrique d'une valeur $T = 0,1a$ comme décrit dans [154]. Ce contrôle d'un simple paramètre géométrique permet de modifier les paramètres de dispersion du guide. Par la suite, nous nous référerons à cette structure comme *composant à dispersion modifiée*.

Des structures adaptatives de mode, détaillées dans la partie 2.7, sont développées en extrémités de guide afin de minimiser les pertes optiques de couplage et supprimer les oscillations Fabry-Perot. Plus de détails sur cette technologie peuvent être trouvés dans [175, 119].

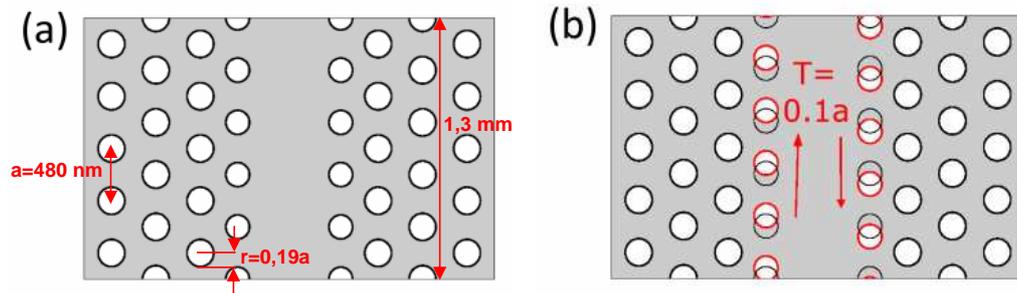


Figure 3.19 – Schéma du guide CPh à dispersion standard (a) et du guide CPh à dispersion modifiée (b) (inspirée de [90])

3.4.2 Indice de groupe, dispersion et courbes de transmission

Le plus souvent une technique de réflectométrie (OLCR pour *Optical Low Coherence Reflectometry*) est utilisée pour mesurer l'indice de groupe d'un guide CPh et étudier le désordre de fabrication [180]. Pour nos guides, une technique interférométrique développée chez TRT est utilisée. Le schéma expérimental est présenté sur la figure 3.20(a). Le

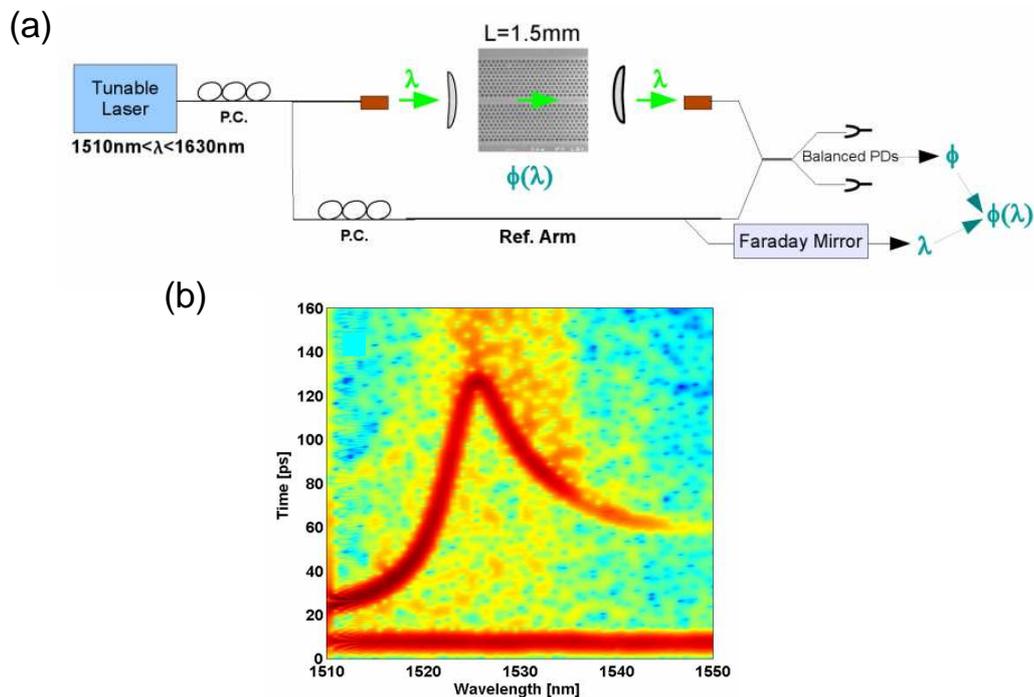


Figure 3.20 – (a) Configuration expérimentale utilisée pour la mesure d'indice de groupe, (b) Exemple de spectrogramme temps-longueur d'onde obtenu avec cette technique (tiré de [90]).

guide CPh est placé sur un bras d'un interféromètre Mach-Zehnder. En sortie, deux photodiodes balancées enregistrent les interférences. Une transformée de Fourier inverse est

utilisée pour accéder à la répartition du temps d'arrivée de l'énergie, sous forme de spectrogramme temps-longueur d'onde présenté sur la figure 3.20(b).

Cette technique a été utilisée afin de mesurer les indices de groupe (ligne continue) qui sont représentés sur les figures 3.21 (a) et (b) pour les composants à dispersion standard et à dispersion modifiée respectivement. Le paramètre de dispersion de second ordre β_2 (ligne pointillée) a été obtenu par le biais de calculs numériques de dérivées à partir des données de l'indice de groupe.

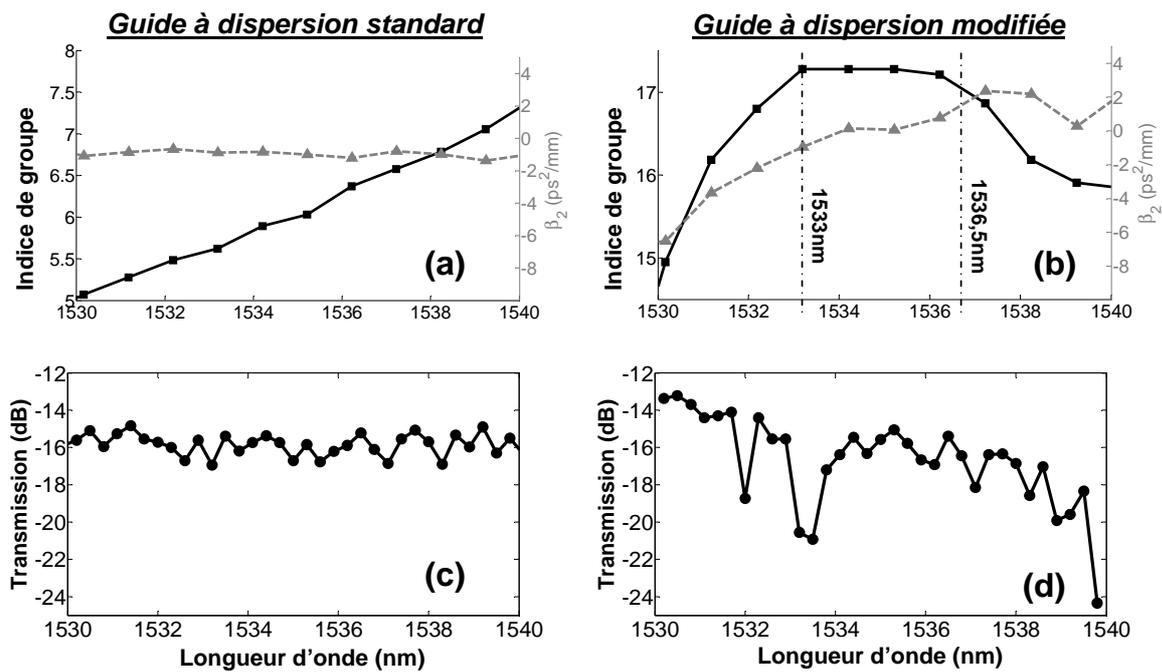


Figure 3.21 – (a,b) Profils d'indice de groupe (lignes continues, carrés) et profils de dispersion de vitesse de groupe (lignes pointillées, triangles) des guides testés avec les courbes de transmission associées (c,d).

La transmission du composant à dispersion standard est tracée sur la figure 3.21(c). Pour ce guide, l'indice de groupe évolue entre 5 et 7,5 avec des pertes fibre à fibre sur le mode TE autour de 16 dB sur la gamme spectrale considérée ici (1530 nm - 1540 nm). La paramètre de dispersion de second ordre est plutôt constant et autour de $-1 \text{ ps}^2/\text{mm}$. Comparativement à une fibre standard SMF28 ($D=+17 \text{ ps}/\text{nm}/\text{km}$, $\beta_2 = -21,7 \text{ ps}^2/\text{km}$), nous pouvons constater que cette valeur de dispersion est beaucoup plus élevée, d'un facteur 10^5 , et correspond à un paramètre de dispersion D de l'ordre de $785.10^3 \text{ ps}/\text{nm}/\text{km}$ en considérant la relation 3-24. Nous pouvons bien constater ici la nature très dispersive des guides CPh.

$$D = \frac{-2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (3-24)$$

La transmission du composant à dispersion modifiée est tracée sur la figure 3.21(d). L'indice de groupe maximum atteint ici est plus grand ($n_g = 17$) et une bande plate est

obtenue sur presque 4 nm. Il est à noter que dans notre étude, les composants ont été fabriqués non pas pour atteindre une valeur d'indice de groupe très élevée, mais en cherchant un compromis sur le dessin de la structure entre non-linéarités et pertes de transmission. En effet, un indice de groupe élevé entraîne des pertes plus importantes (partie 2.9). Entre 1533 nm et 1536,5 nm, le paramètre de dispersion β_2 varie entre -1 et +1 ps^2/mm . Sur cette bande presque plate d'indice de groupe, β_2 est quasi-nul sur une bande de seulement 1 nm. Par conséquent, la bande sur laquelle nous pouvons espérer une amélioration des non-linéarités liée au régime de lumière lente s'en voit aussi réduite. De plus, sur la figure 3.21(d), nous pouvons constater une transmission avec plus de perturbations et avec des pertes en excès dans la bande plate de lumière lente engendrées par les imperfections de la structure qui sont encore plus critiques dans le régime de lumière lente [181] (comme nous avons pu le voir dans la section 2.9). Ces imperfections mènent à des pertes de propagations linéaires [163, 152, 144] et non-linéaires [182, 183]. Nous pouvons d'ailleurs ajouter que les pertes de transmission augmentent également lorsque l'on se rapproche de la fréquence de coupure de la bande interdite, ce qui est le cas ici.

Après avoir présenté les structures sur lesquelles nous travaillons, nous allons détailler par la suite l'étude comparative basée sur la cartographie de l'efficacité du FWM, en fonction des longueurs d'onde de pompe et de sonde, entre les guides à dispersion standard et ceux à dispersion modifiée.

3.4.3 Configuration expérimentale

La configuration expérimentale précédente (figure 3.12) a été modifiée (figure 3.22) dans le but d'améliorer la flexibilité en longueur d'onde ainsi que la puissance crête des impulsions. En effet, le laser impulsionnel avec des impulsions d'une durée de l'ordre de la picoseconde utilisé dans les premières expériences ne permet pas une accordabilité en longueur d'onde précise et continue. Nous avons choisi d'utiliser des signaux pompe et sonde impulsionnels afin d'améliorer l'efficacité de l'interaction et donc la sensibilité des mesures. Les signaux de pompe et de sonde sont des impulsions synchronisées de 100 ps générées par deux lasers continus modulés par un modulateur Mach-Zehnder. Ce modulateur est piloté par un générateur de séquences à 10 Gbit/s générant des mots de 20 bits du type un bit à 1 suivi de dix-neuf bits à 0, permettant ainsi de réduire le taux de répétition à 500 MHz avec des impulsions de 100 ps, et donc d'augmenter la puissance crête pour une puissance moyenne donnée. Les deux signaux sont ensuite amplifiés et polarisés de manière à exciter le mode TE dans le guide. Un filtre optique de 5 nm de bande passante est utilisé afin de réduire le bruit d'émission spontanée provenant des amplificateurs optiques. Les signaux sont ensuite couplés dans le guide CPh à l'aide d'une fibre micro-lentillée ayant un diamètre de mode à $1/e^2$ de 2 μm . La lumière transmise est collectée via une seconde fibre micro-lentillée et analysée par le biais d'un analyseur de spectre optique. Avant couplage, les puissances de pompe et de sonde sont respectivement

de 16 dBm et 13 dBm.

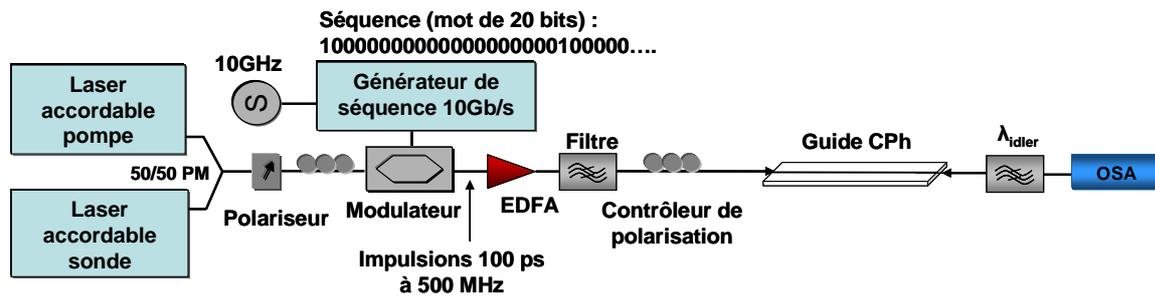


Figure 3.22 – Configuration expérimentale pour réaliser la cartographie du FWM avec des impulsions de 100 ps à 500 MHz.

3.4.4 Mesure du FWM dans un guide CPh à dispersion modifiée

Pour rappel, l'efficacité du FWM est définie comme le rapport de l'équation 3-25.

$$\eta_{FWM} = \frac{P_{idler}^-(sortie)}{P_{sonde}^-(entree)} \quad (3-25)$$

avec $P_{idler}^-(sortie)$ et $P_{sonde}^-(entree)$ respectivement les puissances moyennes du signal idler en sortie et du signal de sonde en entrée du guide.

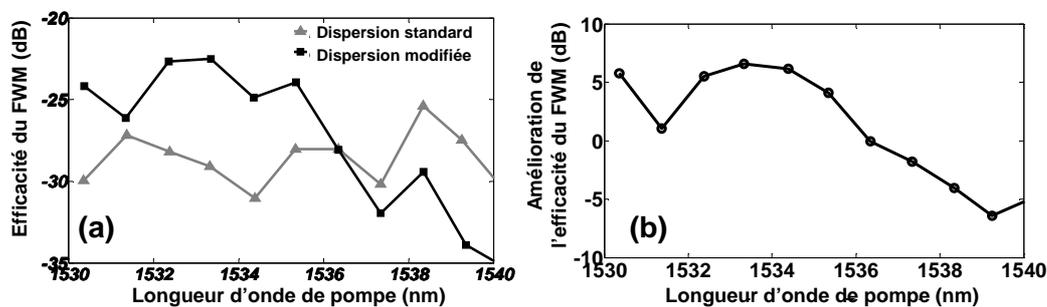


Figure 3.23 – (a) Efficacités du FWM dans des guides CPh à dispersion standard (courbe grise, triangles) et à dispersion modifiée (courbe noire, carrés) en fonction de la longueur d'onde de pompe pour un désaccord spectral fixé à 0,65 nm. (b) Amélioration de l'efficacité du FWM entre les deux types de composants en fonction de la longueur d'onde de pompe.

Sur la figure 3.23(a), nous avons tracé l'efficacité du FWM en fonction de la longueur d'onde de pompe pour un désaccord spectral pompe-sonde de 0,65 nm. Ce désaccord spectral est le plus faible que nous pouvions réaliser sur notre configuration expérimentale de manière à pouvoir filtrer efficacement le signal idler en sortie. À partir de cette mesure, nous estimons la longueur d'onde de pompe optimale donnant la plus forte efficacité de conversion. En effet, dans nos guides, la longueur d'onde de pompe est un paramètre clé puisque la dispersion de vitesse de groupe n'est pas plate sur la plage spectrale de travail. La plus forte efficacité de conversion de -25,5 dB est atteinte à 1538,3 nm dans le guide à

dispersion standard. Pour le guide à dispersion modifiée, l'efficacité maximale est de -22,2 dB pour une longueur d'onde de pompe de 1533,8 nm.

Sur la figure 3.23(b), nous avons tracé l'amélioration liée au régime de lumière lente de l'efficacité du mélange à quatre ondes entre les deux guides en fonction de la longueur d'onde de pompe. L'amélioration est définie comme la différence entre les efficacités de conversion (en dB) dans les guides ayant des profils de dispersion différents présentés sur la figure 3.23(a). À 1530 nm et 1532 nm, nous mesurons une amélioration de 5,8 dB de l'efficacité du FWM. Cette différence peut être expliquée par un indice de groupe plus grand et des pertes fibre à fibre plus faibles dans le guide à dispersion modifiée. Entre 1532 nm et 1535 nm, les pertes sont identiques entre les deux guides (autour de 16 dB) et l'amélioration de l'efficacité du FWM atteint 6,9 dB à 1533,8 nm. Cette longueur d'onde de pompe correspond à une forte valeur de l'indice de groupe et une dispersion de vitesse de groupe très légèrement négative dans le guide à dispersion modifiée, ce qui démontre que l'amélioration est due au régime de lumière lente. À une longueur d'onde de pompe supérieure à 1535 nm, l'amélioration de l'efficacité du FWM décroît due à une augmentation des pertes et à une dispersion de vitesse de groupe positive qui augmente le désaccord de phase, comme nous l'expliquerons par la suite.

L'amélioration de la réponse non-linéaire est relative au facteur de ralentissement S , défini par l'équation 3-26 comme le rapport de la vitesse de phase v_φ sur la vitesse de groupe v_g , ou de manière équivalente comme le rapport de l'indice de groupe n_g sur l'indice de phase n_0 [131].

$$S = \frac{v_\varphi}{v_g} \Rightarrow S = \frac{n_g}{n_0} \quad (3-26)$$

Il a été montré que l'efficacité du mélange à quatre ondes évolue comme la puissance quatre du facteur de ralentissement (c'est-à-dire $\eta \propto S^4$) dans le régime de lumière lente [184]. À cet effet, si deux guides présentent les mêmes pertes, mais que si le guide à dispersion modifiée présente un indice de groupe trois fois supérieur, une amélioration de l'efficacité du FWM de 19 dB peut être attendue. Cependant, une amélioration de seulement 7 dB est obtenue, à savoir 12 dB en dessous de la prédiction. Une première explication pourrait être le glissement (walk-off) puisque nous sommes en présence de signaux pompe et sonde de type impulsional. Le walk-off est caractéristique d'une différence de temps de groupe entre les signaux. En effet, en raison d'une dispersion différente entre les différentes longueurs d'onde qui interagissent, il se produit un décalage temporel durant la propagation qui n'est pas favorable pour une interaction non-linéaire. Or en considérant la relation de dispersion 3-24, une GVD de l'ordre de $-1 \text{ ps}^2/\text{mm}$ et la relation du retard $\Delta t = D * L * \Delta\lambda$ avec L la longueur du guide et $\Delta\lambda$ le désaccord spectral entre les signaux, le décalage temporel est d'environ 1 ps. La durée des impulsions étant de 100ps, l'impact du walk-off est négligeable. Une autre explication serait que nous ne sommes pas dans un régime de parfait accord de phase. De manière plus précise, la dispersion est approximativement plate sur une bande d'environ 1 nm. Étant donné que le plus petit désaccord

spectral dans notre expérience est de 0,65 nm, la pompe, la sonde et l'idler ne peuvent pas tous être sur cette petite bande de dispersion plate. Enfin, une dernière raison expliquant cet écart avec la théorie est que nous pouvons constater une augmentation des pertes de 5 dB autour de 1533,5 nm sur le guide à dispersion modifiée, ce qui réduit d'autant plus l'efficacité du FWM sur cette zone.

Ces courbes d'efficacité du FWM ont ensuite été étendues afin de réaliser une cartographie de l'efficacité du FWM en modifiant des paramètres tels que la longueur d'onde de pompe et le désaccord spectral entre les signaux pompe et sonde.

3.4.5 Cartographie de l'efficacité du FWM

Des cartes d'efficacité du FWM ont été tracées sur la figure 3.24 pour les deux types de guides. Le désaccord spectral varie sur 3,6 nm par pas de 0,3 nm, tandis que la longueur d'onde du signal de pompe évolue entre 1530 nm et 1540 nm avec un pas de 1 nm.

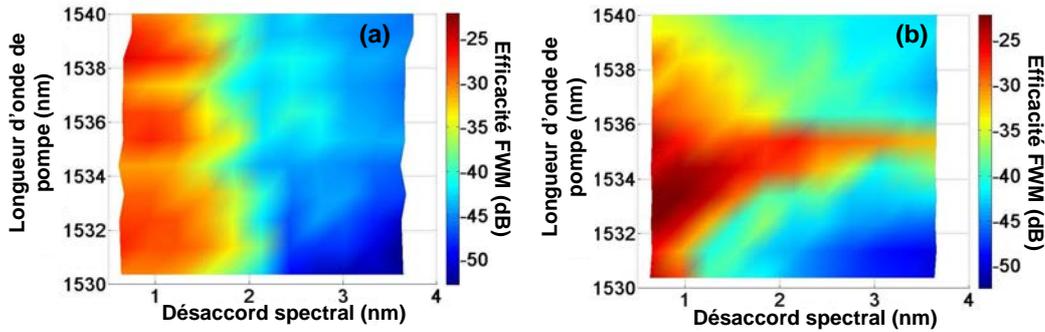


Figure 3.24 – Cartographie du FWM dans un guide CPh à dispersion standard (a) et à dispersion modifiée (b).

En observant ces cartes, nous pouvons constater que la carte du guide à dispersion standard est plus monotone, avec un comportement indépendant de la longueur d'onde de pompe. Au contraire, avec le guide à dispersion modifiée, nous pouvons distinguer trois zones par rapport à la longueur d'onde de pompe :

- une zone autour de 1535 nm, où le FWM est efficace sur un plus grand désaccord spectral
- une zone au-dessus de 1536 nm, avec une plus faible efficacité de FWM
- une zone en-dessous de 1536 nm, dans laquelle il faut un désaccord spectral décroissant pour maintenir une efficacité du FWM donnée

Nous allons introduire un certain nombre de définitions dans le but d'analyser ces différences de comportement. Tout d'abord, l'efficacité de conversion du FWM mesurée peut s'écrire de la manière suivante [185] :

$$\eta_{FWM} = \frac{P_{idler}^{-}(sortie)}{P_{sonde}^{-}(entre)} = \left(\frac{\gamma P_{pompe}^{-} \sinh(gL)}{g} \right)^2 e^{-\alpha L} \quad (3-27)$$

L est la longueur du guide et γ est le coefficient d'auto-modulation du guide. P_{pompe}^- est la puissance moyenne du signal de pompe, corrigée en comptant les pertes de propagation α . Le gain paramétrique g détermine comment évolue la puissance de l'idler. Il est défini par l'équation 3-28.

$$g = \sqrt{(\gamma P_{pompe}^-)^2 - \left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2} \quad (3-28)$$

Le gain paramétrique augmente avec un meilleur accord de phase. Le désaccord de phase Δk , donné par l'équation 3-29, est la somme du désaccord de phase linéaire Δk_L et d'une contribution non-linéaire Δk_{NL} , provenant de la modulation de phase croisée et de l'auto-modulation de phase.

$$\Delta k = \Delta k_L + \Delta k_{NL} \quad (3-29)$$

Ainsi, afin de maximiser l'efficacité du FWM, un désaccord de phase linéaire négatif est requis dans le but de contre-balancer la contribution non-linéaire. Le désaccord de phase linéaire de l'équation 3-29 peut être approximé comme suit dans l'équation 3-30. Nous pouvons clairement voir apparaître la dépendance au paramètre de dispersion d'ordre 2.

$$\Delta k_L \approx (\Delta\omega)^2 \beta_2 \quad (3-30)$$

$$\Delta k_{NL} \approx \gamma(P_{pompe} + P_{sonde}) \quad (3-31)$$

Il a été théoriquement démontré [185, 186], dans les matériaux à fort indice de réfraction, qu'une dispersion de second ordre faiblement négative est nécessaire dans le but de maximiser l'accord de phase et ainsi augmenter l'efficacité du FWM.

La largeur de bande de l'efficacité de conversion Ω_{FWM} représente le désaccord spectral maximum entre les signaux pompe et sonde pour lequel $|\Delta k \cdot L| < \pi$. Lorsque $|\Delta k \cdot L| = \pi$, l'efficacité passe par un minimum local. Cette bande est légèrement supérieure à la largeur de bande à 3 dB de l'efficacité maximum qui est expérimentalement mesurée par la suite. Dans la limite de faible gain (c'est-à-dire $2\gamma P_{pompe} L < \pi$, Δk_{NL} négligeable), la largeur de bande de conversion est indépendante de la puissance de pompe et est définie par [13] :

$$\Omega_{FWM} \approx \sqrt{\frac{2\pi}{|\beta_2| L}} \quad (3-32)$$

Nous pouvons préciser que cette définition de la bande de conversion est relative à un désaccord spectral positif ou négatif. L'évolution de l'efficacité en fonction du désaccord spectral positif ou négatif étant symétrique par rapport à un désaccord nul, la bande de conversion totale vaut donc le double de la bande de conversion dont nous parlons ici. Il faut donc être vigilant par rapport aux valeurs que l'on peut trouver dans la littérature. L'équation 3-32 mène à un désaccord spectral en longueur d'onde défini par l'équation 3-33 :

$$\Delta\lambda \approx \Omega_{FWM} \cdot \frac{\lambda^2}{2\pi c} \quad (3-33)$$

Cette équation montre que la même condition est requise sur le β_2 , à savoir une valeur faible, dans le but d'augmenter la largeur de bande de conversion du FWM. Notons que nous ne nous focalisons pas ici sur le paramètre de dispersion du quatrième ordre qui n'a pas d'impact sur l'efficacité du FWM mais uniquement sur la largeur de bande de conversion [186].

Dans le cas du guide à dispersion standard sur la figure 3.24(a), pour un désaccord spectral donné, l'efficacité du FWM est presque constante dans la gamme de longueurs d'onde de pompe considérée et varie entre -25,5 dB et -28 dB pour un désaccord spectral de 0,65 nm. Dans cette gamme spectrale, β_2 est constant et faiblement négatif (environ $-1 \text{ ps}^2/\text{mm}$)(figure 3.21(a)). Comme montré à l'aide des équations ci-dessus, cela mène à un désaccord de phase linéaire constant et ainsi de même pour le gain paramétrique et l'efficacité du FWM.

La bande de conversion du FWM est approximativement constante sur toute la gamme spectrale de pompe considérée et vaut 1,6 nm. En considérant l'équation 3-30 et une dispersion de vitesse de groupe d'environ $-1 \text{ ps}^2/\text{mm}$, la largeur de bande de conversion devrait être théoriquement légèrement inférieure à 2 nm, ce qui n'est pas trop éloigné de notre résultat expérimental.

Maintenant, dans le cas du guide à dispersion modifiée, figure 3.24(b), trois zones peuvent être observées sur cette cartographie de l'efficacité du FWM. Dans la première région (pompe légèrement inférieure à 1536 nm), la largeur de bande de conversion est plus grande (2 nm) et correspond à la zone où la dispersion de vitesse de groupe change de signe. Cependant, cette valeur de bande de conversion du FWM ne suit pas strictement l'équation 3-32, étant donné qu'ici la dispersion de vitesse de groupe vaut approximativement zéro seulement sur une zone de 1 nm. Dans la seconde région (définie par une longueur d'onde de pompe supérieure à 1536 nm), l'efficacité du FWM décroît fortement (au-dessous de -30 dB) étant donné que le β_2 est positif et grand, menant donc à un plus grand désaccord de phase. La largeur de la bande de conversion est impactée de la même manière. Dans la troisième région (longueur d'onde de pompe inférieure à 1536 nm), l'efficacité de conversion du FWM reste relativement bonne pour un faible désaccord spectral (environ -26 dB) mais la largeur de bande de conversion décroît. En effet, dans cette zone, β_2 est négatif, compensant ainsi la contribution non-linéaire du désaccord de phase, mais $|\beta_2|$ augmente, diminuant donc la largeur de bande de conversion. La comparaison des deux cartographies de l'efficacité du FWM dans les guides CPh testés met bien en évidence le rôle de la dispersion dans le processus du mélange à quatre ondes.

Toutefois, malgré cette amélioration de l'efficacité de conversion dans le régime de lumière lente, la plage spectrale sur laquelle il y a amélioration de l'efficacité du FWM reste trop faible pour réaliser la fonction de démultiplexage temporel à très hauts débits.

Par la suite, nous allons présenter quelques résultats trouvés dans la littérature afin d'essayer de positionner nos efficacités obtenues par rapport à l'état de l'art. Il est à noter que les valeurs maximales d'indice de groupe atteintes ici ne sont pas aussi grandes que

celles publiées par d'autres groupes [184,43,53], mais par contre l'alliage de matériau III-V utilisé ici, évitant l'absorption à deux photons, nous permet de réaliser des guides plus longs (1,3 mm), menant ainsi à des efficacités de conversion comparables. L'efficacité globale mesurée reste tout à fait raisonnable (-22 dB), malgré le maximum d'indice de groupe atteint ici (17) plus faible que ce que l'on peut voir dans la littérature [184,43,53,44], car les guides sont plus longs (1,3 mm). Dans [44], les guides utilisés sont comparables aux nôtres (avec une dispersion standard) car ils sont fabriqués par TRT. Une efficacité de -49,3 dB est démontrée dans le régime continu avec des puissances de pompe et de sonde de respectivement 2,7 et 1,8 mW. Lorsque la pompe est modulée à 600 MHz avec des impulsions de 100 ps l'efficacité atteint -36 dB. Dans [43], les auteurs réalisent du FWM dans un guide CPh en silicium de 80 μm de long, avec à chaque extrémités des guides d'accès de 0,4 mm de long taperisés sur 200 μm pour faciliter le couplage. L'indice de groupe atteint est de 30 sur une dizaine de nanomètres. Le signal de pompe est un signal ayant un taux de répétition de 4 MHz avec des impulsions de 8 ps, et la sonde est continue. Les puissances crêtes avant couplage sont respectivement de 14 W et de 2 mW. L'efficacité de conversion obtenue $P_{idler}(L)/P_{sonde}(0)$ est de -52 dB en considérant les puissances moyennes et de -9,5 dB en considérant la puissance crête de l'idler. Dans [184], les auteurs réalisent du FWM dans un guide CPh en silicium de 396 μm de long, avec des tapers de 100 μm , suivis de guides polymère SU8 pour faciliter le couplage. Leur dessin permet d'obtenir un indice de groupe valant 30 sur une plage de 13 nm, ce qui permet d'avoir un désaccord spectral de 6 nm tout en gardant une bonne efficacité. L'efficacité mesurée $P_{idler}(L)/P_{sonde}(0)$ vaut -24 dB en utilisant des signaux pompe et sonde continus à des puissances respectives de 90 mW et 9 mW. Cette efficacité de FWM est la plus forte obtenue avec des signaux continus dans un guide CPh. Les auteurs ont également cherché à vérifier le comportement en S^4 de l'efficacité par rapport à l'indice de groupe. En passant d'un $n_g = 4$ à un $n_g = 30$, l'augmentation théorique est de 35 dB. Or ils ne mesurent que des améliorations de 23 dB et 17 dB selon le régime de puissance. Cet écart par rapport à la prédiction provient de l'augmentation des pertes mais également de l'augmentation de la taille du mode dans le régime de lumière lente. Dans [53], les auteurs réalisent du démultiplexage optique temporel 160 Gbit/s vers 10 Gbit/s par le biais du FWM dans un guide CPh silicium de 69 μm de longueur. De manière similaire aux autres exemples pré-cités, il y a des structures adaptatives de modes et le guide CPh est suivi de nano-guides silicium et de guides polymères afin de faciliter le couplage. Les pertes d'insertion fibre à fibre sont de 14 dB. L'indice de groupe obtenu est de 30 sur une plage de 16 nm. Le signal de pompe est donc un signal à 10 GHz et le signal de sonde porte des données à 160 Gbit/s et les puissances couplées sont estimées respectivement à 17 mW et 14 mW. L'efficacité de conversion $P_{idler}(L)/P_{sonde}(L)$ obtenue est de -33 dB en considérant les puissances moyennes et l'efficacité instantanée en considérant les puissances crêtes est de -18 dB. Ces résultats démontrent le fort potentiel de ces structures CPh pour l'intégration du traitement du signal optique.

Ces quelques exemples nous montrent que nos résultats en termes d'efficacité de conver-

sion ne sont pas si faibles. L'amélioration principale a apporter porte principalement sur la plage spectrale de fort indice de groupe qu'il est possible d'obtenir. Une zone de fort indice quasi plate, permettant d'avoir une dispersion de vitesse de groupe quasi nulle, permettrait de maximiser l'accord de phase pour des signaux présentant un fort désaccord spectral. Il serait ainsi possible de tenter un démultiplexage temporel optique avec des signaux à haut débit.

Nous pouvons également faire remarquer que dans le même type de guide, notre partenaire TRT a reporté pour la première fois dans les CPh la mesure de gain paramétrique issu du FWM [187, 188]. En effet, lors du processus de FWM, alors que des signaux idler sont créés, la sonde peut être amplifiée. On parle alors de gain paramétrique. Cependant, il faut préciser que les signaux de pompe ne sont pas les mêmes que ceux utilisés ici, menant à différentes gammes de puissance. En effet, dans [187], la puissance crête couplée est d'environ 4 W, tandis qu'elle est inférieure à 400 mW dans les mesures présentées précédemment car les impulsions sont plus longues ; le régime de gain ne peut donc pas être atteint dans la configuration expérimentale utilisée.

Par ailleurs, comme nous avons pu le voir dans la partie 2.9, il est bien connu que les imperfections de fabrication dans les CPh mènent à de la rétro-diffusion [163] ou à des diffusions multiples [181] qui peuvent se faire au détriment de la propagation des signaux de données au sein du guide CPh. De plus, ces effets dépendent de manière critique de la vitesse de groupe des signaux. Nous avons donc, dans la partie suivante, évalué l'impact de ces effets sur la qualité d'un signal se propageant, précisément un signal RZ à 40 Gbit/s, à travers un guide CPh présentant une dispersion modifiée.

3.5 Propagation linéaire à 40 Gbit/s dans un guide à dispersion modifiée

Cette mesure est donc réalisée sur un guide ayant une dispersion modifiée. Sur la figure 3.25, apparaissent les deux longueurs d'onde différentes utilisées, correspondant à des valeurs différentes de vitesse de groupe et de dispersion de vitesse de groupe. La courbe de transmission du guide utilisé est présentée sur la figure 3.26.

En entrant dans le régime de lumière lente, les perturbations sur le spectre de transmission sont plus marquées. En effet, le désordre se manifeste par une transmission irrégulière lorsque l'indice de groupe augmente, menant à des déformations spectrales [189]. Nous pouvons constater des creux de transmission de l'ordre de 1 dB pour un indice de groupe intermédiaire, tandis qu'ils sont de 3-4 dB pour un indice de groupe plus élevé, voire de 10 dB pour l'indice de groupe maximum. La figure 3.27 présentent les spectres du signal RZ à 40 Gbit/s en entrée et en sortie du composant pour les différentes longueurs d'onde. Nous pouvons constater que le spectre est identique en entrée et en sortie pour un indice de groupe intermédiaire (figure 3.27(a)) tandis qu'une déformation spectrale est

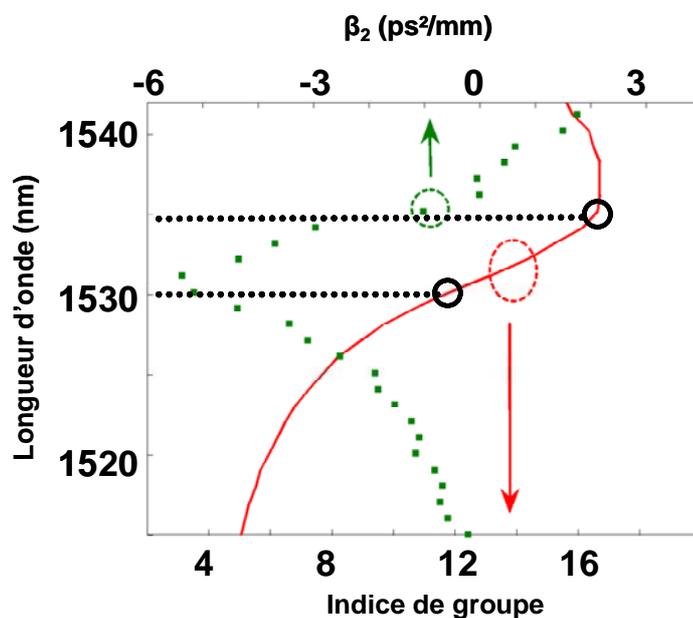


Figure 3.25 – Caractéristiques du guide CPh utilisé pour la propagation d'un signal RZ 40 Gbit/s : profils d'indice de groupe et de dispersion de vitesse de groupe.

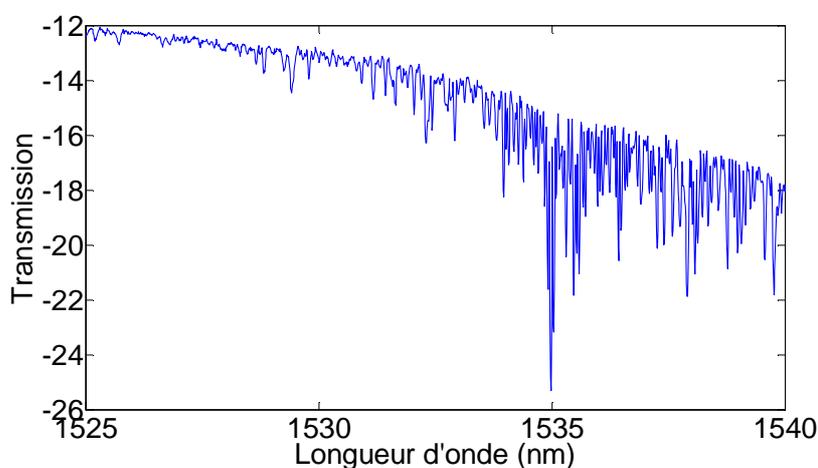


Figure 3.26 – Courbe de transmission du guide CPh utilisé pour la propagation d'un signal RZ 40 Gbit/s.

clairement visible pour un indice de groupe plus élevé (figures 3.27(b),(c)).

Dans le but de fournir une mesure de l'impact des perturbations de transmission, nous avons réalisé des mesures de taux d'erreurs binaires (figure 3.28). Sur cette figure apparaissent également les diagrammes de l'œil relatifs aux mesures. Il est à noter que les mesures ont été effectuées avec une puissance du signal avant couplage de 11 dBm, c'est-à-dire du même ordre de grandeur que les puissances utilisées dans les expériences de

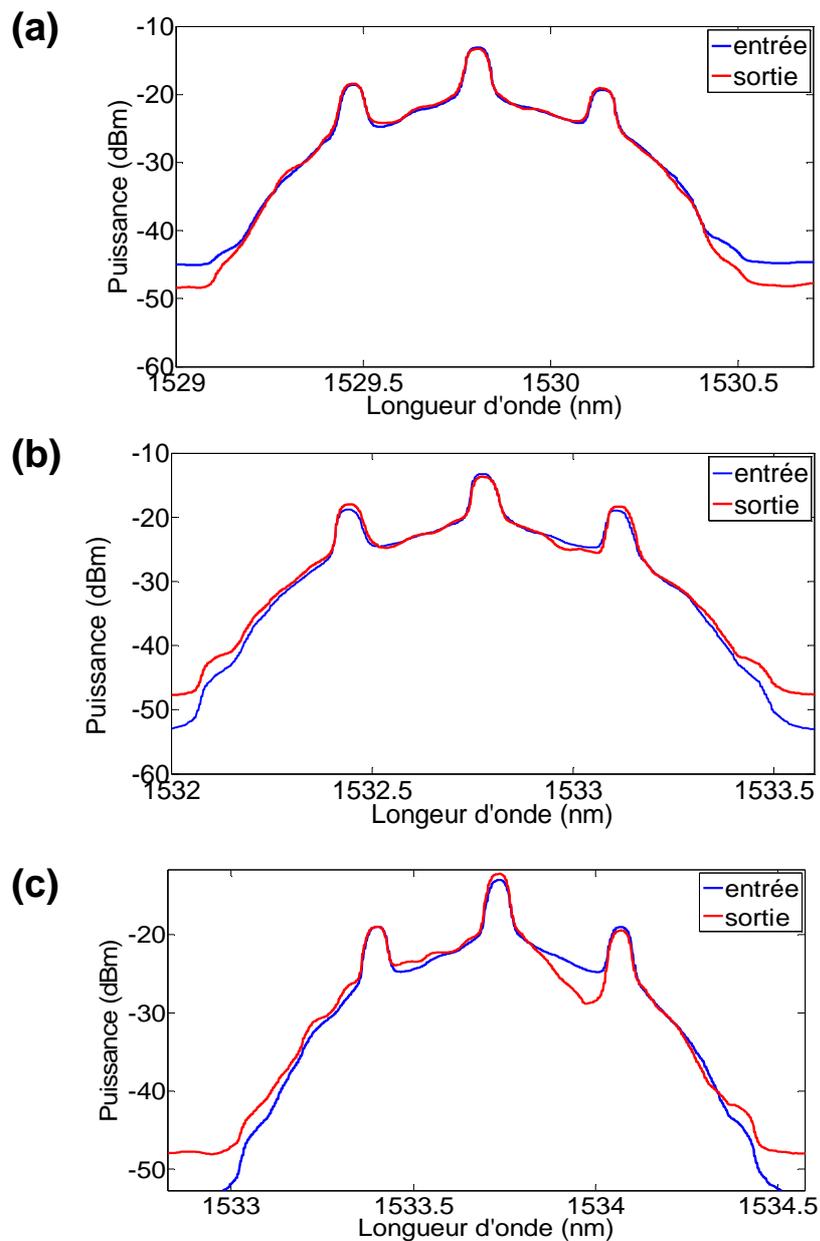


Figure 3.27 – Propagation 40 Gbit/s RZ dans un guide CPh. Spectres d'entrée et de sortie pour différentes longueur d'onde du signal : (a) ≈ 1530 nm, (b) ≈ 1533 nm, (c) ≈ 1534 nm

mélange à quatre ondes. Nous avons obtenu des transmissions sans erreur dans les deux types de régimes. Pour un TEB de 10^{-9} , nous ne mesurons pas de pénalité en puissance pour un indice de groupe intermédiaire tandis que nous mesurons une pénalité de 1 dB dans le régime de propagation en lumière lente (pour l'indice de groupe maximum autour de 1535 nm). Nous attribuons cette pénalité aux perturbations sur le spectre de transmission présenté en figure 3.27(b). Ces perturbations mènent à des déformations spectrales sur

le signal. Cependant, cet impact reste modéré, ce qui nous permet d'affirmer que ce type de composant peut être utilisé pour la transmission de signaux de télécommunications à haut débit. Toutefois, nous pouvons préciser que le positionnement spectral a permis de mesurer une très faible pénalité mais qu'un faible décalage aurait pu entraîner une pénalité supérieure. En effet, un spectre de sortie tel que celui présenté sur la figure 3.27(c) entraînerait un pénalité supérieure. Il faut être méfiant avec ce genre de transmission présentant de fortes perturbations de plusieurs décibels. Cependant, en ajustant la position du signal, nous voyons qu'il est possible d'obtenir de bonnes performances de propagation de signaux à haut débit.

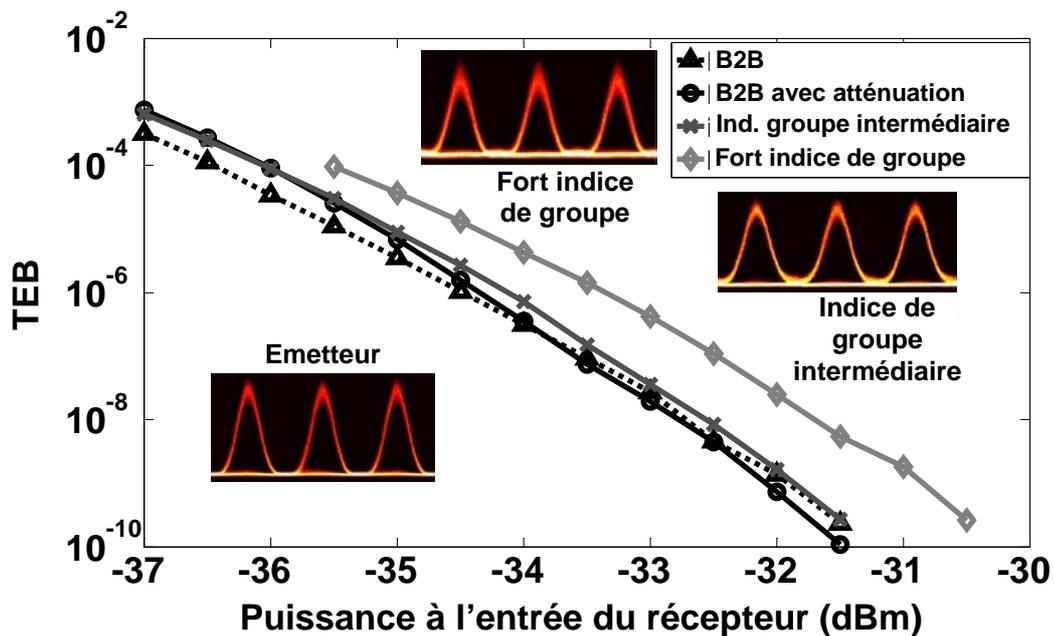


Figure 3.28 – Mesures de taux d'erreurs binaires de la propagation du signal RZ à 40 Gbit/s à travers le guide CPh avec les diagrammes de l'œil associés, pour les spectres présentés en 3.27(a) et (b)

3.6 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à l'effet du mélange à quatre ondes (FWM) dans les structures CPh en matériaux semi-conducteurs III-V. Nous avons comparé un guide CPh standard W1 formé à partir d'une ligne manquante de trous dans la structure 2D, à un nouveau type de structure du guide CPh W1, permettant de modifier la dispersion, le tout en utilisant le GaInP comme matériau non-linéaire. L'intérêt d'utiliser ce matériau est notamment l'absorption non-linéaire réduite comparée à un matériau tel que le silicium.

Nous avons démontré une efficacité de conversion du mélange à quatre ondes assez élevée, de l'ordre de -22 dB, incluant les pertes de couplage. Nous avons constaté toute absence de limitations relatives aux porteurs par le biais de mesures dynamiques temporelles avec des impulsions très courtes à 10 GHz, indiquant la possibilité de travailler avec des signaux à haute cadence.

Dans notre cas, du fait des guides plus longs (1,3 mm) et d'une dispersion de vitesse de groupe (GVD) non négligeable sur la bande spectrale de fort indice de groupe, le bénéfice du régime de lumière lente est moins évident. Toutefois, nous avons montré que le guide ayant une dispersion modifiée présentait une efficacité de conversion plus grande (environ 7 dB), comparé au guide standard. Nous avons également présenté une cartographie de l'efficacité du FWM, en fonctions des longueurs d'onde des signaux de pompe et de sonde, qui permet de mettre en avant le comportement des deux structures présentant des caractéristiques dispersives différentes.

Malgré le bénéfice potentiel de la modification de la dispersion dans les guides CPh, le dessin actuel du guide à dispersion modifiée souffre d'une limitation de la bande de conversion utile, ce qui est préjudiciable pour l'utilisation de signaux à très haut débit. Des efforts supplémentaires doivent être consentis sur l'ingénierie de dispersion, notamment sur le fait d'obtenir une bande plus large présentant de la dispersion de vitesse de groupe quasi-nulle ou très faiblement négative, afin d'améliorer la bande passante de conversion dans le but de pouvoir implémenter des fonctions de démultiplexage temporel de signaux télécoms à très haut débit sur ce type de guide CPh en matériau III-V.

Nous avons également démontré que les perturbations résiduelles sur la transmission du guide testé, relatives à la diffusion liée au désordre, n'avait qu'un faible impact sur la transmission de signaux de données. En effet, les mesures de taux d'erreurs binaires sur un signal RZ à 40 Gbit/s transmis à travers un guide CPh à dispersion modifiée ont démontré une transmission sans erreur, avec une faible pénalité de 1 dB à un TEB de 10^{-9} .

Cependant, de plus fortes efficacités de conversion ainsi que de plus grande bandes de conversion ont été obtenues dans des guides CPh en silicium avec un régime de lumière lente comparativement à ce que nous démontrons ici, permettant ainsi de démontrer du démultiplexage temporel optique avec des signaux très hauts débits.

Lors des expériences de FWM sur les guides CPh W1 en matériau GaInP, nous avons

constaté à l'aide d'une caméra travaillant dans le spectre visible, dans certaines conditions de puissance et de polarisation des signaux, la génération de lumière à la surface des guides. Nous présenterons dans le chapitre 6 les méthodes mises en œuvre pour collecter, caractériser et utiliser cette lumière générée.

Chapitre 4

Cavités CPh en semi-conducteurs III-V pour le traitement tout-optique du signal

Ce chapitre porte sur l'étude des structures résonantes CPh pour le traitement tout-optique du signal. Dans un premier temps, nous présenterons les filtres CPh destinés à l'extraction de canal qui seront par la suite intégrés dans un démultiplexeur à quatre voies dédié aux réseaux locaux multiplexés en longueur d'onde (LAN-WDM). Nous présenterons des expériences «système» réalisées sur un filtre utilisant la technologie CPh permettant l'extraction de canal pour le démultiplexage, démontrant ainsi la maturité des composants étudiés. Nous explorerons la capacité de filtrage de ces structures avec des signaux à haut débit codés en phase, signal DQPSK à 56 Gbit/s, et codés en intensité, signal NRZ à 28 Gbit/s. Enfin, nous présenterons le démultiplexage WDM d'un signal NRZ à 100 Gbit/s vers quatre canaux à 25 Gbit/s et l'étude de la diaphonie associée.

Dans un second temps, nous nous intéresserons à la commutation optique d'une cavité basée sur un changement d'indice lié à de l'absorption non-linéaire. Nous aborderons alors les effets mis en jeu puis nous présenterons les modélisations réalisées, basées sur la théorie des modes couplées, qui nous ont permis de comprendre le comportement de la cavité. Nous démontrerons ensuite la réalisation expérimentale de la commutation optique et mettrons en évidence un processus de dégradation de la structure photonique.

4.1 Démultiplexage WDM à l'aide de filtres à cristaux photoniques

Traditionnellement, comme nous avons pu le voir dans la partie 1.2.3, les composants WDM sont réalisés en utilisant des filtres à couche mince, des réseaux de Bragg ou des réseaux de guides d'ondes. Toutefois, ces dispositifs ne sont pas pratiques pour une intégration ultra-dense. Lors de ces dernières années, il a été démontré que les cristaux photoniques (CPh) étaient de bons candidats pour l'intégration de diverses fonctions pour les

réseaux de communication tout optique. Pour effectuer le routage optique dans un réseau WDM, il y a besoin de composants capables d'aiguiller les canaux d'un signal d'entrée en fonction de leur longueur d'onde et ainsi de réaliser une fonction d'extraction. Nous avons présenté au chapitre 1 des méthodes traditionnelles utilisant des AWG ou des réseaux de diffraction. Nous allons nous intéresser ici à un filtre d'extraction basé sur la technologie des CPh.

4.1.1 Description du filtre d'extraction à 3 ports

Le schéma de principe du filtre d'extraction basé sur la technologie des CPh est rappelé sur la figure 4.1. Lors de la conception, il est donc nécessaire d'optimiser l'efficacité de couplage entre les guides et la cavité afin de maximiser l'efficacité d'extraction, qui correspond à la quantité effective de signal extraite du flux d'entrée.

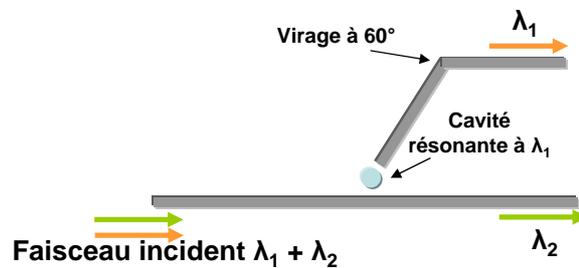


Figure 4.1 – Principe de filtre d'extraction CPh.

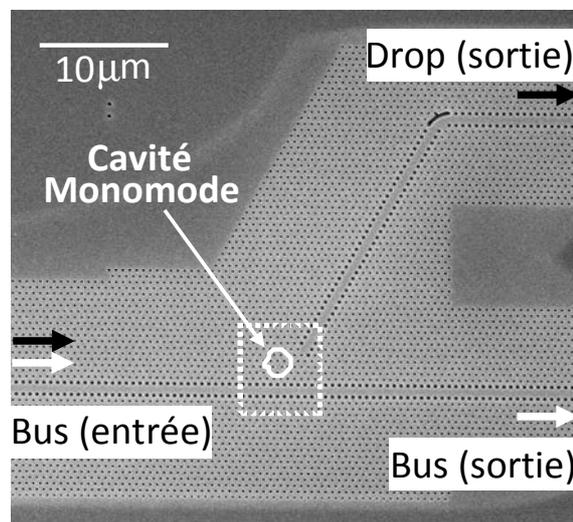


Figure 4.2 – Visualisation au MEB du filtre d'extraction CPh à 3 ports.

La structure est une membrane de GaInP avec un motif triangulaire de trous à deux dimensions. Le guide est réalisé en omettant une ligne de trous dans cette structure périodique. Le filtre en lui-même est réalisé avec une cavité H0 [190], obtenue en décalant deux trous adjacents de la structure cristalline. Le couplage du guide avec la cavité a été

optimisé par le biais de simulations utilisant la théorie des modes couplés (CMT et 3D-FDTD) dans le but d'atteindre l'efficacité d'extraction optimale. Les simulations ont été réalisées par des collaborateurs d'UniFe. Comme reporté dans [191], pour un filtre basé sur une cavité simple tel que celui-ci, une efficacité d'extraction maximale de 50% peut être théoriquement atteinte. Dans cette configuration, une forte efficacité de couplage est atteinte en ajustant les propriétés de transmission des guides de *bus* et *drop* ainsi que par l'optimisation de la force de couplage entre la cavité et le guide. Le guide *bus* est le guide de transport sur lequel le signal est envoyé et acheminé tandis que le guide *drop* est le guide d'extraction sur lequel le signal à la longueur d'onde de la résonance de la cavité va être extrait. Les optimisations sont réalisées en ajustant la position de la cavité par rapport aux guides *bus* et *drop* et en modifiant le rayon des trous dans les deux rangées adjacentes au guide. Un virage à 60° a été introduit sur le guide d'extraction, de manière à aligner les ports de sortie des guides bus et drop et ainsi faciliter les mesures et la connectivité finale. Une simulation 3D-FDTD a été utilisée pour réduire les pertes de ce virage, permettant ainsi une transmission de 95% sur la plage spectrale d'intérêt. Le composant a ensuite été réalisé sur une membrane CPh en GaAs par notre partenaire TRT. La figure 4.2 montre une photo au MEB du filtre CPh trois ports. Sur la figure 4.3, nous pouvons voir une image infrarouge du filtre testé après injection d'un signal à la longueur d'onde de résonance. Nous pouvons constater de la lumière diffusée aux extrémités liée aux pertes de couplage entre fibre et guide. Nous pouvons également aisément distinguer la cavité résonante et la perte liée au virage à 60°.

Dans le but de réduire les pertes totales d'insertion et de diminuer les oscillations Fabry-Perot, l'utilisation d'adaptateurs de modes a permis de diminuer les pertes de couplage entre fibre et guide [119]. En utilisant des fibres micro-lentillées ayant un diamètre de mode à $1/e^2$ de $2 \mu\text{m}$, des pertes de l'ordre de 2,5 dB par face ont été obtenues pour le mode TE, ce qui est très performant pour des diamètres de modes aussi petits. Cette mesure est obtenue par les données de transmission du guide bus (figure 4.4) en considérant une longueur d'onde éloignée de la résonance de la cavité et en prenant une perte de propagation de l'ordre de 1 dB le long du guide. Pour ce filtre étudié, les pertes totales

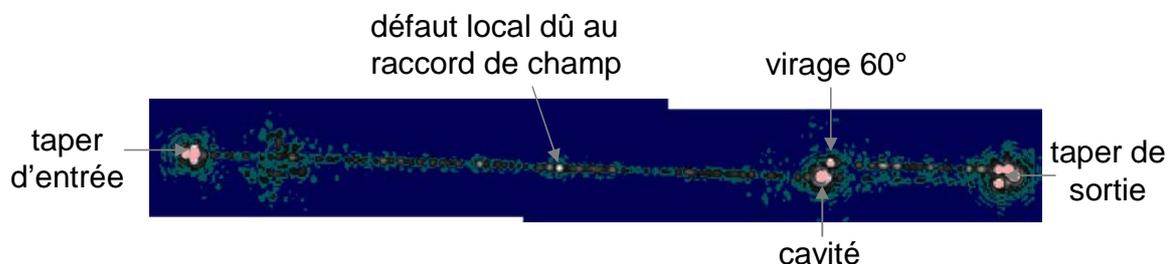


Figure 4.3 – Visualisation infrarouge du filtre CPh

d'insertion sur le port d'extraction (*drop*), fibre à fibre (incluant donc les pertes de couplage en entrée et sortie ainsi que les pertes de guidage et l'efficacité intrinsèque d'extraction),

sont de l'ordre de 10,5 dB. Les pertes totales d'insertion pour le canal transmis (*bus*) sont faibles, de l'ordre de 6-7 dB. La figure 4.4 montre les courbes de transmission des ports *bus* et *drop*. La bande passante de ce filtre est de 0,8 nm, mesurée en ajustant la courbe de transmission du canal d'extraction à une fonction Lorentzienne, comme prévue par la théorie.

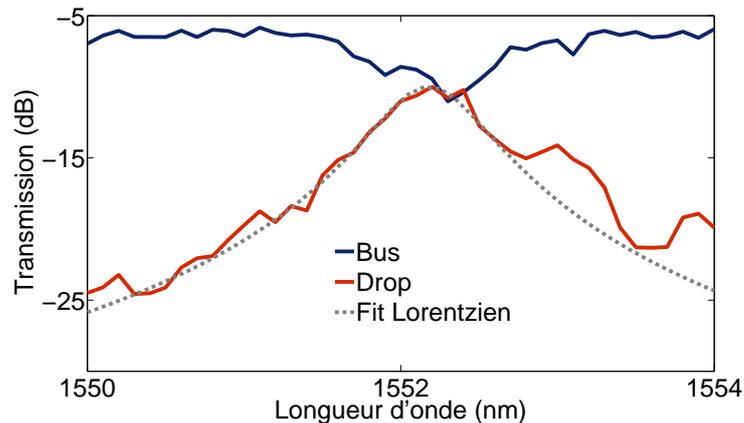


Figure 4.4 – Courbes de transmission à travers les canaux *bus* (bleu) et *drop* (rouge). La courbe pointillée correspond à une courbe Lorentzienne ajustée du canal d'extraction.

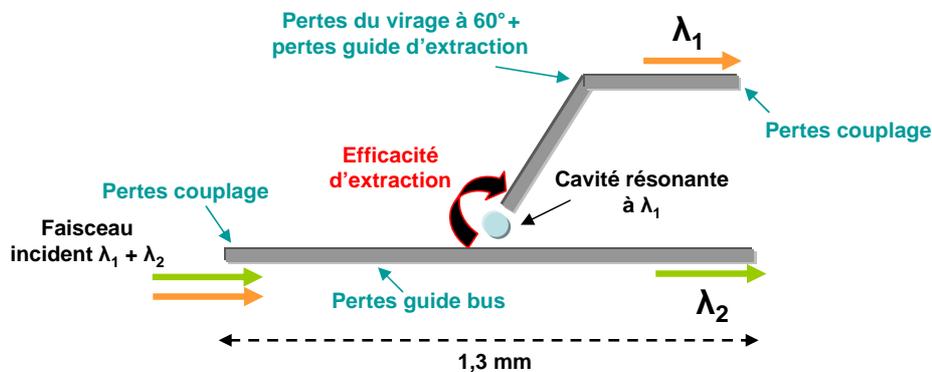


Figure 4.5 – Principe du calcul de l'efficacité d'extraction.

Du point de vue conception, l'efficacité d'extraction est communément définie comme le rapport de la puissance extraite du bus par la cavité vers le canal d'extraction par rapport à la puissance sur le bus à cette longueur d'onde (évaluée immédiatement avant et après la cavité) [191], comme indiqué sur la figure 4.5). Ce paramètre n'est pas directement accessible par la mesure. Ce paramètre est estimé à l'aide des pertes totales, des pertes de couplage et des pertes de guidage (relation 4-1). Pour ce composant, nous estimons les pertes de couplage aux environs de 3 dB/face dans le mode TE, les pertes de guidage à 1 dB/mm [119] et la perte du virage à 0,5 dB [192]. L'efficacité d'extraction mesurée du

filtre est égale à 43,1%. Nous constatons une très bonne efficacité d'extraction, proche de la valeur maximale théorique de 50% mentionnée précédemment.

$$\alpha_{total} = \alpha_{couplage}^{entree} + \alpha_{bus} + \eta_{extraction} + \alpha_{drop} + \alpha_{virage} + \alpha_{couplage}^{sortie} \quad (4-1)$$

De plus, nous observons qu'à 500 GHz de la longueur d'onde de résonance, le signal passant à travers le canal d'extraction subit une extinction de 20 dB (15 dB à 250 GHz), ce qui indique une bonne sélectivité du filtre. Nous nous sommes donc intéressés par la suite aux performances système de ce filtre en réalisant des mesures à l'aide de signaux de télécommunications à haut débit codés en intensité et en phase.

4.1.2 Validation système du filtre d'extraction à 3 ports

Nous allons considérer par la suite le cas d'usage du LAN-WDM à 112 Gbit/s (100 Gbit/s + codes correcteurs d'erreurs). Cette configuration peut être obtenue en multiplexant en longueur d'onde quatre signaux NRZ à 28 Gbit/s. Nous allons donc tester le composant sur le filtrage de signaux codés en intensité.

4.1.2.1 Filtrage d'un signal codé en intensité

Nous avons évalué la possibilité de transmettre un signal NRZ à 28 Gbit/s à travers le composant, centré à la longueur d'onde de résonance de la cavité. La figure 4.6 montre l'évolution du TEB en fonction de la puissance sur le récepteur pour la référence (triangles gris) et pour le signal filtré (triangles rouges) à la sortie du guide d'extraction (drop). Les résultats ne montrent pas de plancher d'erreur ni de pénalité significative (<0.5dB) après le passage à travers le composant. Ceci démontre dans un premier temps la bonne qualité de transmission et de filtrage de ce composant.

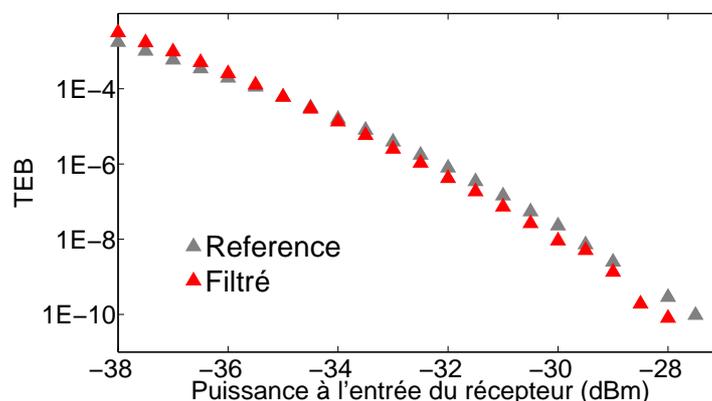


Figure 4.6 – Mesure du TEB avec un signal NRZ à 28 Gbit/s passé à travers le filtre CPh.

L'objectif est d'utiliser ce composant dans une configuration WDM, c'est-à-dire qu'il doit permettre d'extraire un canal à 28 Gbit/s d'un flux de $N \times 28\text{Gbit/s}$. Pour cela, nous

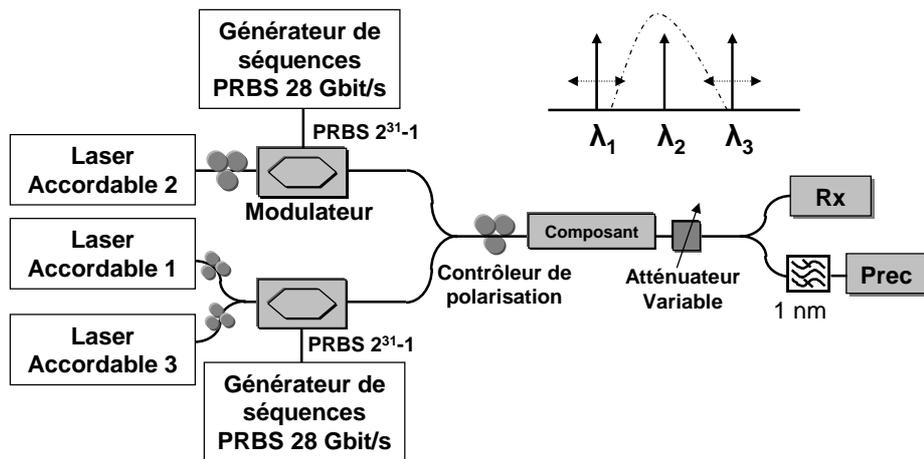


Figure 4.7 – Configuration expérimentale pour la mesure de l'interaction entre canaux pour des signaux NRZ à 28 Gbit/s.

nous sommes intéressés à ses performances de filtrage en présence de plusieurs signaux adjacents afin de mesurer la diaphonie (*cross-talk* en anglais), c'est-à-dire leur impact respectif sur le canal à extraire. En complément, des mesures de ces interactions entre canaux ont donc été réalisées avec des signaux NRZ à 28 Gbit/s. Comme le montre la figure 4.7, trois longueurs d'onde différentes sont injectées dans le filtre. Le canal sous test (longueur d'onde centrale correspondant au canal à extraire) et les deux canaux adjacents sont modulés par des modulateurs distincts, de manière à avoir des signaux décorrélés. L'état de polarisation des trois signaux est contrôlé pour assurer la co-polarisation des signaux sur le mode TE du guide CPh, et les puissances sont égalisées devant le composant sous test. En sortie du composant, une configuration de détection directe est utilisée pour les mesures de taux d'erreurs binaires. L'impact des canaux adjacents sur le canal central est mesuré en fonction de l'espacement entre canaux (c'est-à-dire le décalage spectral entre les signaux) et évalué en fonction de la pénalité en puissance, c'est-à-dire l'augmentation de puissance requise pour garantir un TEB de 10^{-9} . Durant ces mesures, la puissance requise pour un taux d'erreur souhaité avec uniquement le canal central dans le système a été évaluée et est considérée comme référence pour les mesures ultérieures de pénalités. Des mesures avec un filtre flat top de 0,8 nm de largeur ont aussi été réalisées, et nous montrent qu'aucune pénalité n'est mesurée quel que soit l'écart entre canaux (tant que les canaux adjacents restent en-dehors du filtre). La figure 4.8 résume l'évolution de la pénalité en fonction de l'écart entre canaux (ronds rouges). La première observation est qu'au-dessus de 300 GHz d'écart spectral, il n'y a pas de pénalité significative induite par la présence des canaux adjacents. Pour avoir une pénalité de 1 dB à un TEB de 10^{-9} , il faut diminuer l'espacement jusqu'à 235 GHz. Ce dernier résultat montre donc une bonne tolérance dans le contexte prévu par le projet, à savoir le LAN-WDM, pour lequel l'écart entre canaux est fixé à 800 GHz. La fréquence du laser peut se décaler de plus de 565 GHz sans avoir d'impact significatif sur le système WDM. Finalement, à l'aide d'un filtre optique programmable, nous

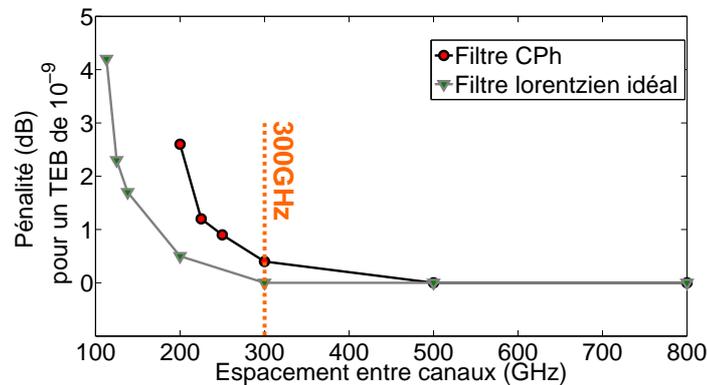


Figure 4.8 – Pénalité en puissance pour un TEB de 10^{-9} en fonction de l'espacement entre canaux.

avons comparé le filtre CPh avec un filtre Lorentzien idéal ayant une bande passante 3 dB identique, de 0,8 nm (triangles verts sur la figure 4.8). Dans ce cas, l'écart entre canaux est de 170 GHz pour une pénalité de 1 dB, ce qui est légèrement plus tolérant que notre filtre CPh. Cette différence est probablement liée à l'asymétrie et aux perturbations de la courbe de transmission du filtre CPh, clairement visibles sur la courbe rouge de la figure 4.4. Nous pouvons donc supposer qu'une meilleure forme de transmission du filtre CPh mènerait à des performances similaires.

Nous avons également validé les performances systèmes d'un filtre CPh équivalent en matériau GaInP avec un signal NRZ à 40 Gbit/s. Les mesures de TEB indiquées sur la figure 4.9 ci-dessous ne montrent aucune pénalité lors du filtrage. Ces résultats encourageants, démontrent que ce filtre, brique de base d'un futur échantillon à 6 ports pour le démultiplexage WDM, fonctionne à des débits plus élevés. L'interaction entre canaux n'a pu être testée avec ce type de signaux en raison d'un manque d'équipement.

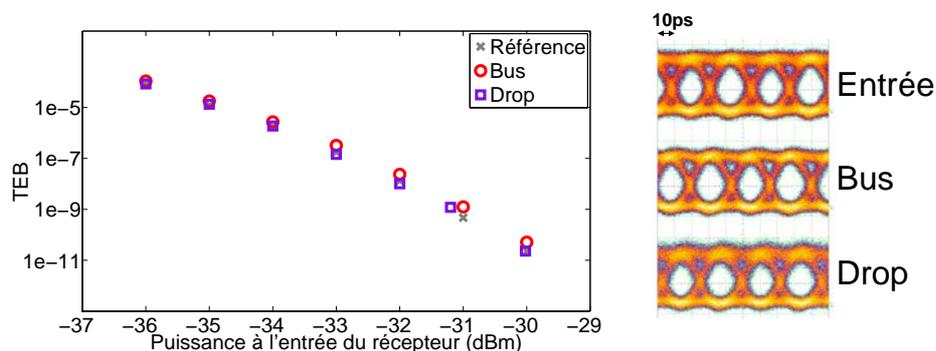


Figure 4.9 – Mesures de TEB pour un signal NRZ à 40 Gbit/s à travers un filtre CPh et diagrammes de l'œil associés.

Les performances de ce filtre étant validées sur des signaux codés en intensité, nous

nous sommes ensuite tournés vers des signaux codés en phase. Il est vrai que ce type de signal ne sera probablement pas utilisé dans des applications telles que le LAN-WDM, mais il reste intéressant de connaître le comportement de ce composant avec ce format de modulation qui sera probablement très utilisé à l'avenir dans les réseaux de télécommunications.

4.1.2.2 Filtrage d'un signal codé en phase

Le potentiel de ce filtre a ensuite été validé en utilisant un signal codé en phase, à savoir un signal NRZ-DQPSK à 56 Gbit/s. La configuration expérimentale utilise un modulateur intégrant deux modulateurs Mach-Zehnder imbriqués avec une séquence pseudo-aléatoire de longueur $2^{15} - 1$ à 28 Gbit/s pour l'émetteur. Malheureusement, en l'absence d'autres modulateurs imbriqués disponibles, les mesures de l'interaction entre canaux n'ont pu être réalisées avec ce type de format de modulation. Le récepteur pré-amplifié utilise un interféromètre Mach-Zehnder à ligne à retard optique, convertissant la modulation de phase en modulation d'amplitude, et une détection à l'aide de photodiodes équilibrées avant le récepteur à 28 Gbit/s pour les mesures de taux d'erreurs binaires. Des détails sur la configuration back-to-back du DQPSK peuvent être trouvés au chapitre 1.1 et dans [193].

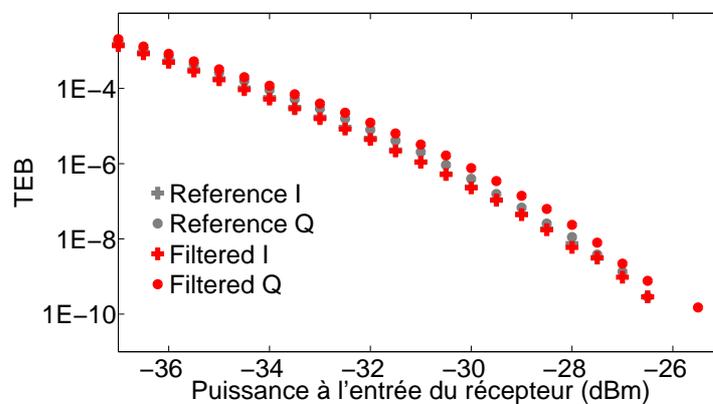


Figure 4.10 – Mesure du TEB avec un signal NRZ-DQPSK à 56 Gbit/s passé à travers le filtre CPh.

Le filtre est ensuite placé entre l'émetteur et le récepteur afin d'évaluer toute dégradation que le signal pourrait subir. La figure 4.10 montre l'évolution du TEB en fonction de la puissance sur le récepteur pour la référence (symboles gris) et pour le signal filtré (symboles rouges), que ce soit pour la partie du signal en phase (symboles croix), appelée communément I, ou en quadrature (symboles ronds), appelée communément Q. Dans les deux cas, les pénalités ne sont pas significatives ($< 0,5$ dB) après le passage dans le composant, démontrant ainsi que ce filtre est aussi compatible avec des formats de modulation codés en phase.

Il est à noter que l'utilisation optimale de ce filtre CPh a été obtenue à puissance d'entrée limitée. En effet, nous avons remarqué que pour une puissance d'entrée supérieure à 0 dBm, la résonance de la cavité se décale vers le bleu de plusieurs nanomètres de manière irréversible. Concrètement, lors des mesures effectuées avec le signal DQPSK, nous avons mesuré un décalage de 0.6 nm pour une puissance moyenne d'entrée de 2 mW (figure 4.11). Nous verrons un peu plus tard en détails dans la partie 4.2.5 l'origine de ce décalage irréversible de la résonance.

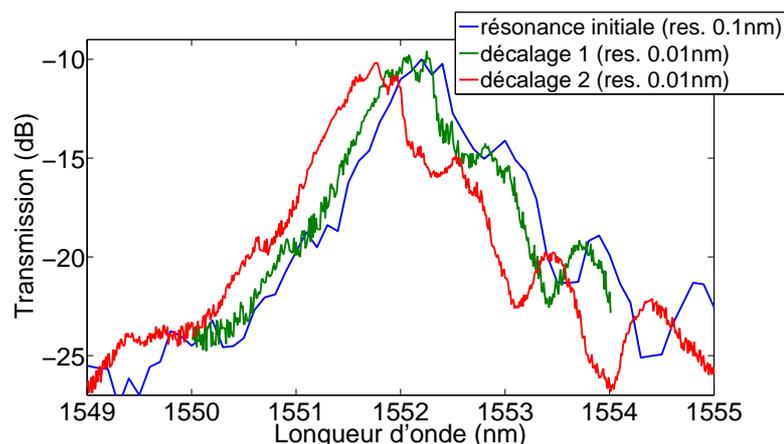


Figure 4.11 – Décalage du spectre de transmission de la résonance pour une puissance du signal d'entrée de 2 mW

D'après les résultats que nous venons de présenter, nous constatons que les filtres CPh ont un fort potentiel pour l'intégration dans les réseaux LAN-WDM. Beaucoup de travaux théoriques et expérimentaux ont été rapportés avec des résultats encourageants [194, 195, 57, 196, 197, 198], en particulier avec la réalisation de multiplexeurs WDM insertion-extraction à quatre canaux, démontrant la maturité de la technologie [195, 57, 196]. Cependant, dans la littérature, aucune expérience «système» n'a été réalisée sur ces composants, sauf dans des configurations à un seul canal comme nous l'avons montré précédemment [198, 197], avec le filtrage de signaux NRZ à 10 ou 40 Gbit/s. Après avoir montré des mesures systèmes sur un filtre d'extraction, nous nous proposons d'aller plus loin dans la partie suivante et de réaliser des expériences «système» sur un composant réalisant la fonction d'extraction de quatre canaux pour des applications à 100 Gbit/s.

4.1.3 Caractérisation d'un extracteur quatre longueurs d'onde

Suite à la validation système du filtre d'extraction à 3 ports, brique de base d'un futur démultiplexeur WDM multi-ports, un nouvel échantillon a été conçu par les partenaires du projet. Ce composant, illustré sur la figure 4.12, est un filtre d'extraction à six ports, un port d'entrée et cinq ports de sortie, comprenant la sortie du guide «bus» et les quatre ports d'extraction. Les signaux extraits sont redirigés dans un guide à 60 degrés et dirigés vers des guides de sortie parallèles au guide bus en utilisant un virage optimisé pour minimiser

les pertes, similaire à celui présenté pour le filtre d'extraction à 3 ports. La conception du virage repose sur la réflexion totale interne et est basée sur une simplification d'une procédure utilisée dans [192]. La longueur de l'échantillon est de 1,3 mm. Les cinq ports d'extraction sont espacés de $25 \mu\text{m}$. Les ports de sortie sont numérotés de 1 à 4. De la même manière que pour les précédents composants présentés dans le manuscrit, des structures adaptatives de modes sont situées à l'extrémité des guides afin de réduire les pertes de couplage fibre à guide et de réduire les oscillations Fabry-Perot (figure 4.12). L'échantillon est composé d'une membrane GaInP de 185 nm d'épaisseur avec une structure triangulaire de trous. Le rayon normalisé des trous est de $0,22a$. La période du motif du CPh, a , est respectivement de 501 nm, 503 nm, 505 nm et 507 nm pour chaque section de filtre. La structure est équivalente au filtre 3 ports, le guide est obtenu en omettant une ligne de trous dans la structure 2D et en élargissant le rayon de la première rangée de trous (de $0,32a$) de chaque côté du guide. Les cavités sont des cavités H_0 , réalisées en décalant deux trous adjacents dans la structure cristalline (de $0,19a$). Les cavités sont placées les unes après les autres le long du guide bus, comme on peut le voir sur la figure 4.12. Comme mentionné dans le manuscrit, le matériau permet de s'affranchir d'absorption non-linéaire telle que le TPA.

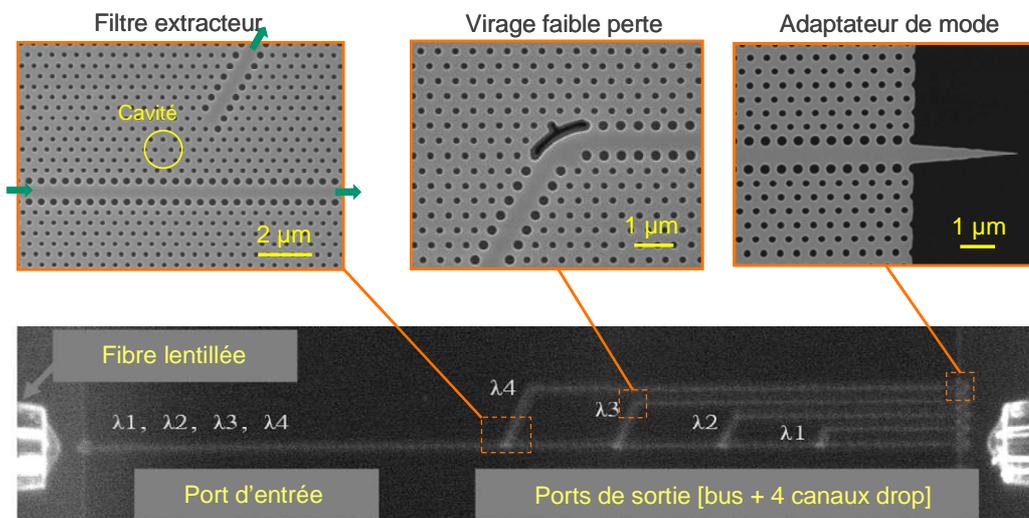


Figure 4.12 – Images prises au MEB de différentes parties de la structure : cavité pour le filtre d'extraction, virage et structure adaptative de mode. Et capture à la caméra visible du filtre CPh WDM.

Des tests «système» ont été réalisés en collaboration avec Mathilde Gay et Thanh Nam Nguyen, membres du laboratoire Foton. Les principaux résultats de cette étude sont présentés dans la suite du document.

4.1.3.1 Caractérisation statique des filtres

Nous présentons ici la transmission spectrale de chaque port d'extraction. Le couplage est réalisé à l'aide de fibres micro-lentillées, visibles sur la figure 4.12, développées au laboratoire [121] ayant un diamètre de mode de $2,7 \mu\text{m}$ et une distance de travail de $28 \mu\text{m}$ (figure 4.12). Les courbes de transmission sont mesurées à la sortie des guides «bus» et «drop» en translatant la fibre de couplage de sortie devant chaque port. Le couplage d'entrée est quant à lui maintenu constant durant toute la mesure. Le signal de sortie d'un laser accordable passe à travers un contrôleur de polarisation et un atténuateur variable afin de maintenir le signal d'entrée sur une polarisation TE à une puissance de -7 dBm ($0,2 \text{ mW}$) devant le composant.

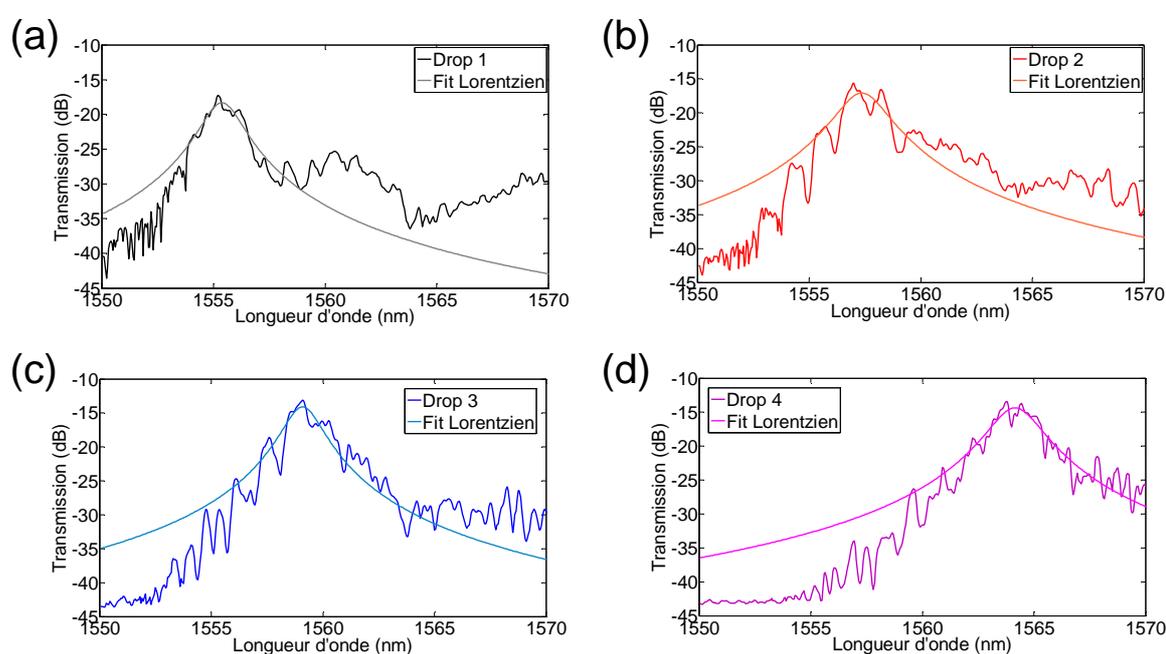


Figure 4.13 – Courbes de transmission des canaux d'extraction avec le modèle Lorentzien associé : (a) Drop1, (b) Drop2, (c) Drop3, (d) Drop4.

La figure 4.13 présente les spectres de transmission des canaux d'extraction ainsi que les courbes Lorentziennes associées. Nous pouvons souligner la présence d'oscillations résiduelles dans les spectres de transmissions. Ces franges proviennent des imperfections de fabrication introduites au cours du processus de fabrication. La dissymétrie des spectres résulte de la dispersion chromatique des guides CPh d'extraction qui introduit une dépendance en longueur d'onde du couplage et mène à des écarts entre les transmissions mesurées et les courbes Lorentziennes associées, notamment sur le côté bleu (gauche) du spectre.

Le tableau 4.1 regroupe les caractéristiques de chaque canal d'extraction. Les longueurs d'onde des canaux sont définies à chaque maximum de transmission à savoir $\lambda_1 = 1554,9 \text{ nm}$, $\lambda_2 = 1556,7 \text{ nm}$, $\lambda_3 = 1558,8 \text{ nm}$, $\lambda_4 = 1563,5 \text{ nm}$. Les pertes totales d'insertion varient

Port	1	2	3	4
λ (nm)	1555,2	1557	1559,1	1563,7
Pertes (dB)	17,3	15,6	13,1	13,4
Eff. (%)	11,5	17	29,9	27,7
Largeur (nm)	1,65	2,15	1,60	2,20
ICA (dB)	10	8,5	13	20

TABLE 4.1 – Caractérisation des canaux d'extraction.

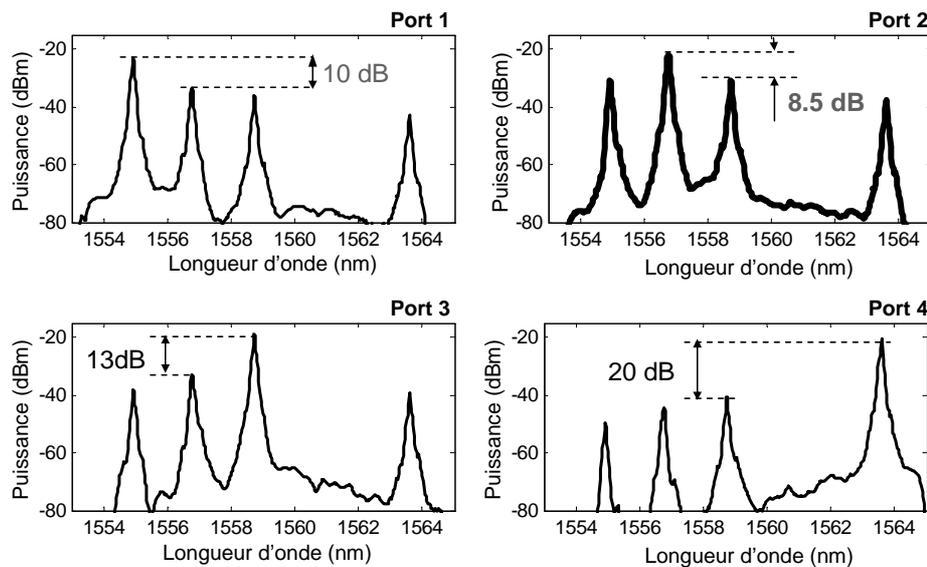


Figure 4.14 – Spectre de sortie sur chaque port d'extraction avec les quatre canaux injectés simultanément.

entre 14 dB et 18 dB. Les largeurs à mi-hauteur estimées des filtres 1 à 4 sont respectivement de 1,65 nm, 2,15 nm, 1,6 nm et 2,2 nm. L'espacement entre canaux (Δf) varie entre 225 GHz et 580 GHz. L'espacement entre les canaux 3 et 4 est supérieur aux autres en raison d'un défaut sur la gravure lors de la fabrication de l'échantillon. L'isolation des canaux adjacents (ICA) est comprise entre 8,5 dB et 20 dB, par rapport à la longueur d'onde correspondant au maximum de transmission de chaque port. Ces données de ICA sont issues de la figure 4.14 où les quatre signaux sont envoyés simultanément. Nous mesurons successivement sur chaque port le spectre de sortie et l'atténuation relative de chaque canal sous test comparé aux canaux adjacents. Le démultiplexeur a été conçu pour travailler entre 1552 nm et 1565 nm avec une bande passante de 1,9 nm et un écart entre canaux de 500 GHz. Cet écart a été fixé arbitrairement pour démontrer la faisabilité du démultiplexeur. Nous pouvons constater un bon accord entre la réalisation et la conception, avec une erreur inférieure à 0,3 nm sur la bande passante et inférieure à 3 nm sur la fréquence centrale des filtres, à l'exception de la distribution des résonances qui ne sont pas à égale distance (erreur d'environ 300 GHz sur l'espacement entre canaux). Pour pallier ce dernier point,

nous pouvons citer les récents travaux de TRT sur l'accordabilité de la résonance. Des expériences effectuées sur un échantillon différent basé sur la même technologie, publiées dans [198], ont démontré l'accordabilité de la résonance en utilisant des «heaters» intégrés permettant de chauffer localement afin de créer le décalage, avec une consommation énergétique de 0,7 mW/nm.

Comme expliqué précédemment, du point de vue conception, l'efficacité d'extraction (Eff) est communément définie comme le rapport de la puissance extraite du bus par la cavité vers le canal d'extraction par rapport à la puissance sur le bus à cette longueur d'onde (évaluée immédiatement avant et après la cavité) [191] (voir la relation 4-1 et la figure 4.5). Pour rappel, ce paramètre n'est pas directement accessible par la mesure. Il est estimé à l'aide des pertes totales, des pertes de couplage et des pertes de guidage. Pour ce composant, nous estimons les pertes de couplage aux environs de 3 dB/face dans le mode TE, les pertes de guidage à 1 dB/mm [119] et la perte du virage à 0,5 dB [192]. Ceci nous mène donc à des efficacités d'extraction comprises entre 11,5 % et 29,9 % selon le canal.

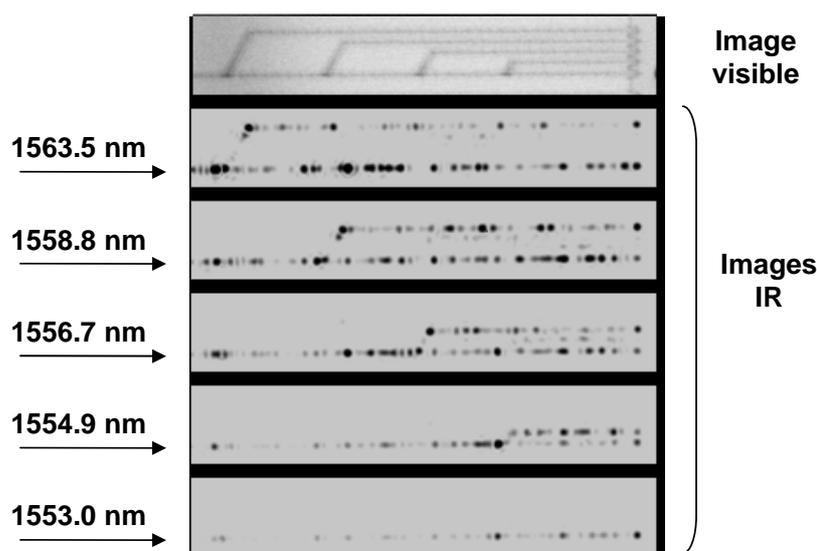


Figure 4.15 – Images prises à la caméra infrarouge pour différentes longueurs d'onde du signal correspondant aux longueurs d'onde d'extraction.

La figure 4.15 présente des images prises à la caméra infrarouge pour différentes longueurs d'onde injectées correspondant aux longueurs d'onde d'extraction. Nous constatons que pour chaque longueur d'onde, la lumière est guidée sur le canal associé. Les points noirs de forte intensité correspondent aux pertes de diffusion liées à la résonance dans la cavité et au virage du guide d'extraction tandis que les autres taches noires correspondent à des défauts locaux dans la structure entraînant également des pertes de diffusion.

Ces mesures statiques encourageantes ont été complétées par des mesures dans un en-

vironnement système afin de valider les performances de démultiplexage du composant.

4.1.3.2 Validation système du démultiplexeur WDM

Nous avons réalisé des tests afin de valider les performances des filtres dans un système WDM. Le schéma expérimental est présenté sur la figure 4.16. Des coupleurs 3 dB ont été utilisés pour multiplexer les signaux aux différentes longueurs d'onde (indiquées dans le tableau 4.1). Les signaux NRZ sont générés par deux modulateurs Mach-Zehnder MZ1 et MZ2 avec une séquence PRBS de $2^{31} - 1$ bits à 25 Gbit/s. Le modulateur MZ1 module les canaux 1 et 3 et le modulateur MZ2 les canaux 2 et 4. Ces différents signaux sont ensuite multiplexés via un autre coupleur 3 dB puis amplifiés. Un filtre passe-bande (12 nm) est

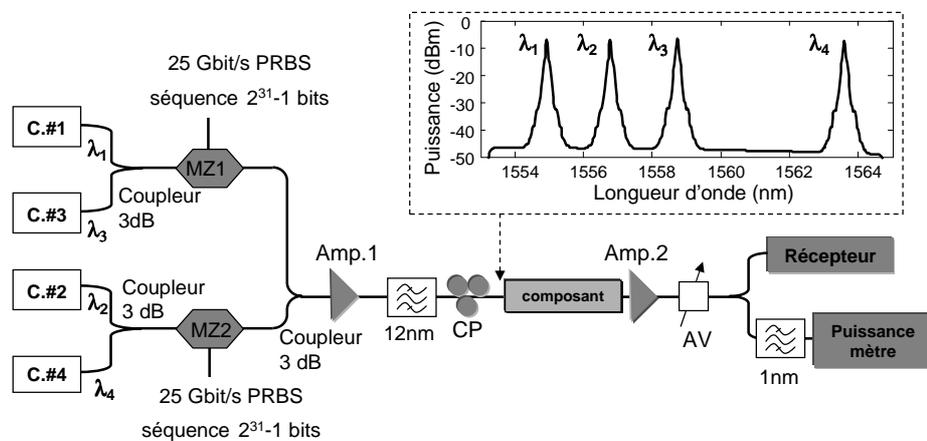


Figure 4.16 – Schéma expérimental de la configuration WDM. MZ : modulateur Mach-Zehnder, CP : contrôleur de polarisation, AV : atténuateur variable, Amp : Amplificateur optique.

ensuite utilisé afin de limiter le bruit d'émission spontanée généré par les amplificateurs. Les éléments utilisés jusque là sont tous à maintien de polarisation. La polarisation des signaux est ensuite ajustée sur le mode TE avant qu'ils ne soient couplés dans le composant via une fibre micro-lentillée. La puissance de chaque canal à l'entrée du composant est fixée à -7 dBm. Les signaux récupérés en sortie du composant sont ensuite amplifiés et envoyés sur le récepteur. La puissance sur le récepteur est ajustée par le biais d'un atténuateur variable. Le filtre passe-bande de 1 nm permet de sélectionner le canal souhaité afin de mesurer sa puissance.

Nous avons ensuite observé l'évolution du taux d'erreurs binaires en fonction de la puissance à l'entrée du récepteur pour chaque canal, comme présenté sur la figure 4.17.

Pour évaluer les performances du filtre, nous avons mesuré la pénalité en puissance, à savoir l'augmentation de la puissance nécessaire au niveau du récepteur pour garantir un TEB de 10^{-9} par rapport à la puissance requise pour le même TEB en configuration back-to-back. Dans la configuration back-to-back, le filtre sous test a été remplacé par un filtre flat-top. Cette configuration est considérée comme référence pour l'évaluation des per-

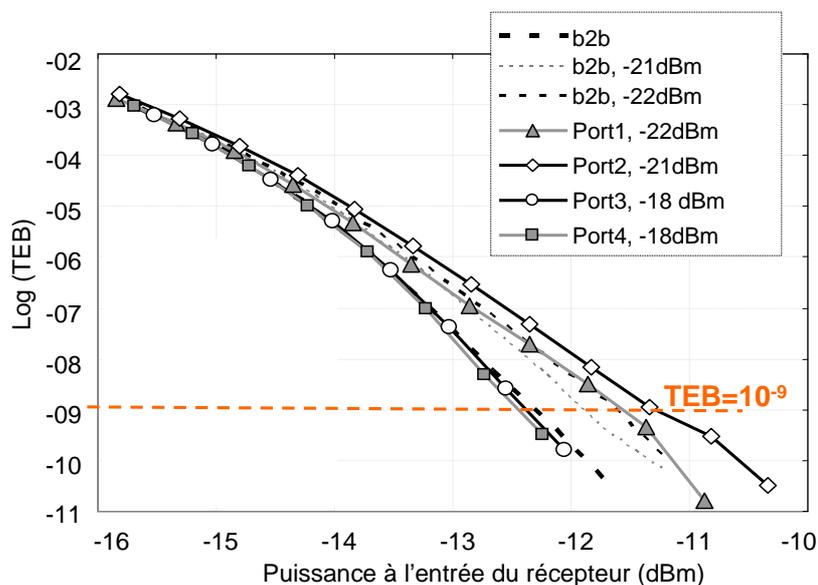


Figure 4.17 – Mesures du TEB en sortie des canaux d'extraction en configuration WDM. Les puissances de -22 dBm et -21 dBm correspondent respectivement aux puissances de sortie des ports 1 et 2, puissances prises pour tracer les courbes de références en ligne pointillée.

formances. Les résultats correspondant sont illustrés par la ligne en pointillés gras. Pour démontrer que la diaphonie est négligeable dans le dispositif de mesure de référence, le back-to-back a été réalisé dans un premier temps avec un seul canal à la fois puis avec tous les canaux allumés. Nous obtenons des courbes parfaitement superposées (non représentées ici car impossible de les distinguer de la courbe en pointillés gras de la référence, la diaphonie est donc négligeable avec le filtre de référence).

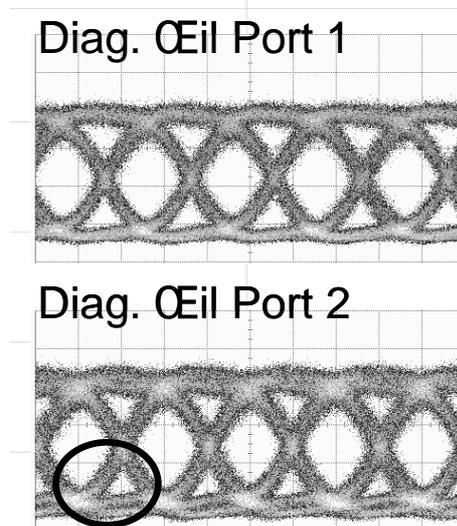


Figure 4.18 – Diagrammes de l’œil aux ports de sortie 1 et 2 sur une fenêtre temporelle de 200 ps.

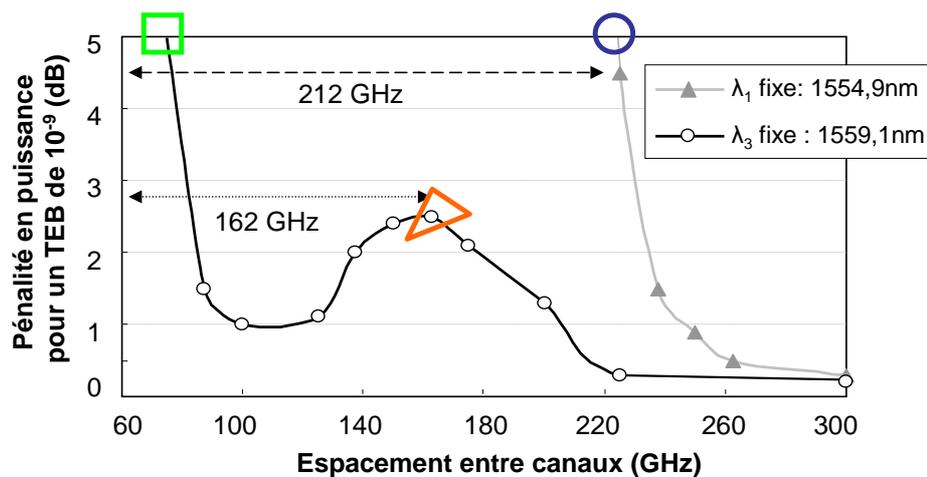


Figure 4.19 – Evolution de la pénalité en puissance pour un TEB de 10^{-9} sur le port 2 pour différents espacements entre canaux (λ_1 et λ_3 variables).

Lorsque nous introduisons le composant à tester, nous observons un fonctionnement sans erreur sur les quatre ports de sortie. De plus, aucune pénalité de puissance n’est mesurée sur les canaux 3 et 4, démontrant que la diaphonie est négligeable sur ces canaux. Sur les canaux 1 et 2, nous mesurons une pénalité d’environ 1 dB à un TEB de 10^{-9} . Afin d’expliquer cette pénalité, nous avons tracé des courbes de références back-to-back avec la même puissance, à l’entrée du dernier amplificateur, que la puissance de sortie aux ports 1 et 2 (-22 dBm et -21 dBm respectivement pour les ports 1 et 2) (ligne noire et grise en pointillés fins sur la figure 4.17). Il est à noter que nous travaillons en détection directe et

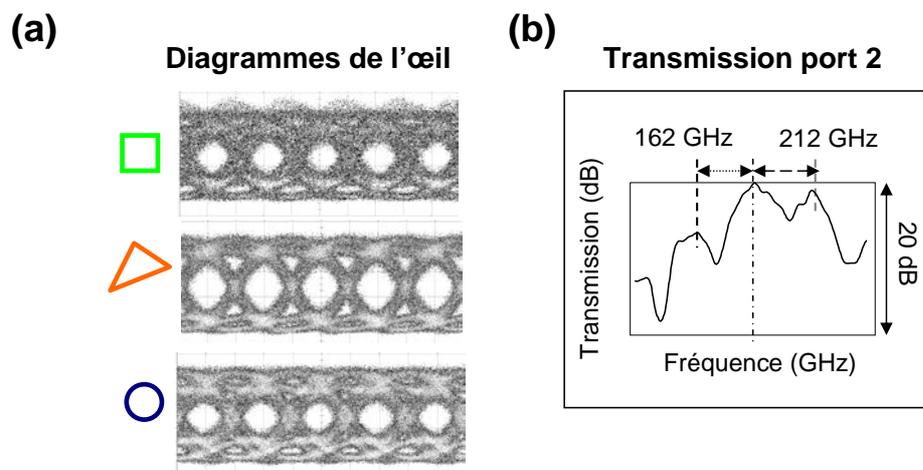


Figure 4.20 – Diagrammes de l'œil pour différents espacements inter-canaux (a) et transmission normalisée du port 2 (b).

que ce dernier amplificateur est placé à cet endroit de manière à avoir suffisamment de puissance sur le détecteur. Dans le cas du canal 1, la courbe de TEB à travers le filtre est superposée à celle de référence avec -22 dBm à l'entrée de l'amplificateur. La dégradation du rapport signal à bruit optique (OSNR) est donc la cause de la pénalité de 1 dB mesurée sur ce canal. Dans le cas du canal 2, la courbe de TEB de référence avec -21 dBm à l'entrée de l'amplificateur est meilleure que celle en sortie du port 2. La dégradation de l'OSNR n'est donc pas la cause de la pénalité. En analysant les diagrammes de l'œil à la sortie des ports 1 et 2 (figure 4.18), nous constatons une «double ligne» qui apparaît sur le diagramme de l'œil en sortie du port 2. Ceci doit provenir du battement sur le récepteur entre le signal du canal 2 et les signaux résiduels des canaux adjacents. Cet effet de diaphonie doit être probablement relié à la transmission chahutée du port 2 (voir figure 4.13) lié aux imperfections de fabrication et à la faible isolation du canal qui pourraient être améliorées sur une prochaine génération de composant.

Pour avoir une meilleure compréhension de cet effet, nous avons réalisé des mesures additionnelles sur le port 2. La configuration expérimentale est similaire à la configuration présentée en figure 4.16, excepté que durant cette expérience la longueur d'onde centrale sur le port 2 est fixée à 1556,7 nm et celles des canaux adjacents (1 et 3) varient. Dans un premier temps λ_1 est fixée à 1554,9 nm et λ_3 varie. Dans un second temps, λ_3 est fixée à 1559,1 nm et λ_1 varie. Dans les deux cas, pour chaque valeur d'espacement entre canaux, des mesures de taux d'erreurs binaires sont effectuées en fonction de la puissance à l'entrée du récepteur et la pénalité de puissance est ensuite mesurée pour un TEB de 10^{-9} . Dans le but d'isoler uniquement les effets de diaphonie et de s'affranchir de l'influence de la dégradation de l'OSNR, les mesures de TEB ont été effectuées à la même puissance que celle en entrée de l'EDFA2. La figure 4.19 présente les deux évolutions de la pénalité en puissance

en fonction de l'espacement entre canaux. Dans un premier temps, nous observons que pour un espacement supérieur à 300 GHz la pénalité en puissance induite par les canaux adjacents est négligeable (0,3 dB). Cependant, nous constatons que la pénalité augmente rapidement lorsque λ_3 se rapproche du canal 1. Ceci s'explique par la forte transmission du port 2 à une distance d'environ 212 GHz de la longueur d'onde centrale (figure 4.20(b)). Nous pouvons d'ailleurs constater la mauvaise qualité du diagramme de l'œil présentée sur la figure 4.20(a) (cercle bleu) pour ce point. Dans un second temps, nous constatons dans la transmission que le lobe opposé, situé à environ 162 GHz de la longueur d'onde centrale, cause une pénalité en puissance de 2,5 dB lorsque λ_1 atteint cette zone. Le diagramme de l'œil associé à ce point est présenté sur la figure 4.20(a) (triangle orange). Cette pénalité diminue pour un espacement de 100-120 GHz étant donné le creux de transmission dans cette zone (visible sur la figure 4.20(b)). Passé cette zone, la pénalité augmente à nouveau. Nous pouvons d'ailleurs constater la dégradation du diagramme de l'œil (figure 4.20(a) (carré vert)) pour un espacement entre canaux de 80 GHz entraînant une pénalité de 5 dB.

De cette analyse, nous déduisons qu'il faut maintenir un espacement entre canaux supérieur à 250 GHz entre λ_3 et λ_2 et supérieur à 210 GHz entre λ_1 et λ_2 dans le but de limiter l'impact de la diaphonie à une pénalité en puissance inférieure à 1 dB. De la même manière que la transmission, cette tolérance à l'espacement entre canaux devrait être assouplie pour une meilleure optimisation du processus de fabrication sur la prochaine génération de composant.

Après avoir présenté la fonction d'extraction appliquée au démultiplexage WDM à l'aide d'une cavité CPh, nous allons dans la suite de ce chapitre nous intéresser à une autre fonction. Dans une seconde partie, nous nous concentrerons sur la commutation optique d'une cavité H0, réalisée sur une membrane d'arséniure de gallium, basée sur un changement d'indice lié à de l'absorption non-linéaire. Nous aborderons alors les effets mis en jeu puis nous présenterons les modélisations réalisées, basées sur la théorie des modes couplées, qui nous ont permis de comprendre le comportement de la cavité. Nous démontrerons ensuite la réalisation expérimentale de la commutation optique de la cavité appliquée à la conversion de longueur d'onde et mettrons en évidence un processus de dégradation de la structure photonique.

4.2 Commutation optique à l'aide d'une cavité à cristaux photoniques

La commutation tout optique est considérée comme l'une des cibles importantes pour la photonique. De la commutation optique à très grande vitesse a déjà été rapportée sous plusieurs formes, en utilisant les non-linéarités optiques rapides. La commutation optique peut être réalisée par d'autres moyens que ceux utilisant une cavité. Par exemple, les commutateurs optiques utilisant les transitions inter-sous-bandes (ISBT) dans les puits quantiques de semi-conducteurs peuvent avoir des temps de commutation de quelques picosecondes mais les énergies de commutation sont de l'ordre de plusieurs picojoules voir plus [199, 200]. La consommation de puissance serait alors trop élevée à haut débit. Des commutateurs tout optique existent également, basés sur des amplificateurs à semi-conducteurs [201, 202], avec des temps de commutation inférieurs à la picoseconde avec des énergies d'environ 140 fJ, ou basés sur des processus paramétriques [203, 204]. Ils permettent d'avoir de faibles énergies de commutation mais requièrent une puissance additionnelle pour être pilotés, ce qui rend leur consommation de puissance totale trop élevée.

La commutation tout optique dans des cavités utilise le changement d'indice de réfraction en fonction de l'intensité du champ électrique. Lorsque des cavités très petites et à haut facteur de qualité sont utilisées pour la commutation optique, le champ est amélioré d'un facteur Q/V , où V est le volume de la cavité. Dans le même temps, le décalage fréquentiel requis pour la commutation est réduit d'un facteur Q , étant donné qu'un contraste de commutation élevé est possible avec un petit décalage de fréquence. En conséquence, les cavités de faible volume et à haut facteur de qualité présentent généralement une réduction de puissance crête de commutation qui varie en V/Q^2 . Basé sur cette approche, de la commutation basée sur des micro-résonateurs nécessitant une faible puissance de commutation a été démontrée dans le semi-conducteur GaAs [205] et dans le silicium [206]. Or, le confinement de la lumière induit par les structures CPh est encore plus fort. On peut donc s'attendre à diminuer les puissances de commutation en utilisant ces structures CPh. Dans ce sens, on peut d'ailleurs trouver dans la littérature quelques réalisations intéressantes. Dans [207], les auteurs présentent de la commutation optique dans une cavité CPh silicium, avec des énergies de commutation de quelques centaines de fJ, des temps de commutation inférieurs à 100 ps et avec des contrastes de modulation de l'ordre de 10 dB. La commutation est induite par un changement non-linéaire de l'indice de réfraction causé par un effet plasma des porteurs générés par absorption à deux photons. Ces mêmes auteurs ont amélioré leur résultat dans [208] avec des énergies de commutation de 74 fJ et ont diminué le temps de commutation à 70 ps en dopant le CPh à l'argon [49]. Concernant les semi-conducteurs, on trouve dans la littérature quelques résultats intéressants. La commutation a été obtenue dans des micro-résonateurs GaAs-AlGaAs [209], mais on constate une limitation du temps de commutation liée au temps de vie effectif des porteurs. Les CPh peuvent permettre d'améliorer cela. Dans [52], les auteurs utilisent une

cavité CPh, avec des puits quantiques InGaAsP-InP incorporés, couplés de manière évanescente à une fibre. La modification de l'indice de réfraction est obtenue par absorption à un photon en pompant optiquement. Un contraste de modulation de 3 dB est obtenu avec une énergie de pompe de l'ordre de 300 fJ. Plus récemment, dans [210], les auteurs démontrent de la commutation dans une cavité CPh GaAs avec des énergies de commutation de l'ordre de 120 fJ, avec un temps de réponse d'environ 15 ps et des contrastes de modulation de 10 dB. Les porteurs libres qui causent l'effet plasma et donc le changement d'indice sont générés par absorption à deux photons. Ces paramètres de commutation sont comparables à ceux obtenus sur un commutateur optique CPh basé sur un interféromètre de Mach-Zehnder [211]. Une réalisation remarquable de commutation optique à très faible énergie de commutation est reportée dans [50] en utilisant la combinaison d'une cavité CPh et d'une forte non-linéarité induite par les porteurs dans le InGaAsP. Les auteurs mesurent des contrastes de modulation de 3 dB avec une énergie de commutation de 0,42 fJ et des contrastes de 10 dB avec une énergie de 0,66 fJ, avec des temps de commutation de quelques dizaines de picosecondes (environ 20 ps). Les auteurs réalisent également de l'extraction d'impulsion d'un train à 40 Gbit/s par ce biais, ouvrant ainsi la voie à du démultiplexage temporel optique.

Après cet état de l'art, intéressons nous maintenant au phénomène mis en jeu dans nos composants, à savoir la génération de porteurs libres par absorption à deux photons engendrant l'effet plasma qui va induire le changement d'indice nécessaire pour la commutation.

4.2.1 L'effet plasma

Lorsque la lumière est absorbée dans un semi-conducteur, les électrons sont excités à partir d'un état de basse énergie de la bande de valence vers la bande de conduction. Ensuite, les électrons relaxent progressivement. Les électrons dans la bande de conduction peuvent se déplacer librement, et former ainsi un plasma. Il en résulte un processus supplémentaire d'absorption, l'absorption des porteurs libres (*FCA* pour *Free Carrier Absorption*) mais également un changement de l'indice de réfraction du matériau. Dans cet objectif de création de plasma, il est souhaitable d'absorber des photons et de créer des porteurs libres d'une manière efficace. Dans le semi-conducteur GaAs, le gap direct est trop grand pour une absorption à un photon (comme montré sur le schéma de bande sur la figure 3.3). L'absorption à deux photons, *TPA* pour *Two Photon Absorption*, est alors le processus dominant ; c'est le cas dans lequel deux photons sont absorbés pour générer un porteur libre. Étant donné que le TPA est un effet non-linéaire, il est fortement renforcé dans les structures CPh comme nous avons pu le voir précédemment, en raison du fort confinement de la lumière. La génération des porteurs libres dans les CPh est meilleure que dans les autres systèmes, puisqu'il est possible d'avoir de forts indices de groupe. Par ailleurs, l'utilisation de matériaux ayant de forts coefficients TPA intrinsèques, dont

la moitié de la bande interdite est juste inférieure à l'énergie du photon aux longueurs d'ondes télécoms $\cong 0,8$ eV à $1,55 \mu\text{m}$, permet d'améliorer encore cet effet. De tels matériaux peuvent être obtenus en faisant des alliages de matériaux III-V.

Un autre aspect important est le taux de recombinaison des porteurs. En effet, un long temps de vie des porteurs signifie que le système met du temps à recouvrer sa position initiale. Pour des applications de commutation optique à haute cadence comme nous souhaitons réaliser, cela peut être préjudiciable. Il peut en résulter une limitation importante de la bande passante si le mauvais matériau est choisi. Un alliage de matériaux III-V, tel que le GaAs, permet des temps de vie des porteurs de l'ordre de quelques picosecondes [210,212]. On a d'ailleurs pu voir récemment la démonstration d'un commutateur optique à haute cadence (40 Gbit/s) en InGaAsP avec des puissances de commutation très basses [50].

4.2.2 Le composant étudié

La structure CPh étudiée ici et présentée sur la figure 4.21 consiste en une membrane suspendue GaAs d'une épaisseur de 250 nm avec un motif triangulaire de trous (periode $a=430$ nm) ayant un rayon de $r=0,22a$, avec une cavité H0 en ligne. Le design utilisé est tiré de [110], et permet d'avoir un volume modal très petit de l'ordre de $0,25(\lambda/n)^3$. La cavité est formée en décalant deux trous d'air de $s=0,16a$, trois rangées au-dessus du guide. Les trous proches du guide sont agrandis de $r_{wg}=0,34a$ dans le but de coupler la lumière du guide vers la cavité. Les détails de la fabrication et des mesures de caractérisations linéaires d'une structure similaire sont décrits dans [213].

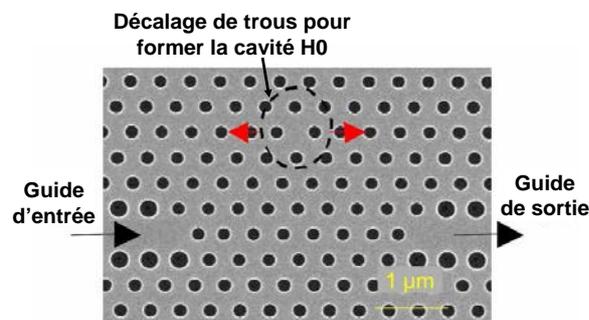


Figure 4.21 – Visualisation au MEB de la cavité H0 (source [210])

La résonance de la cavité est mesurée à 1533,8 nm, avec un facteur de qualité de 1500 (figure 4.23 présentée par la suite dans la partie modélisation). Les pertes fibre à fibre à la longueur d'onde de résonance sont de 16 dB. Les pertes de couplage fibre à guide sont réduites grâce à la présence d'une structure adaptative de modes [119]. La figure 4.22 présente une visualisation à la caméra infrarouge de l'échantillon lorsqu'un signal est injecté à la longueur d'onde de résonance. Nous pouvons observer de la lumière diffusée aux extrémités du guide ainsi qu'au niveau de la cavité résonante.

Nous avons donc présenté le type de composant sur lequel nous allons travailler ainsi

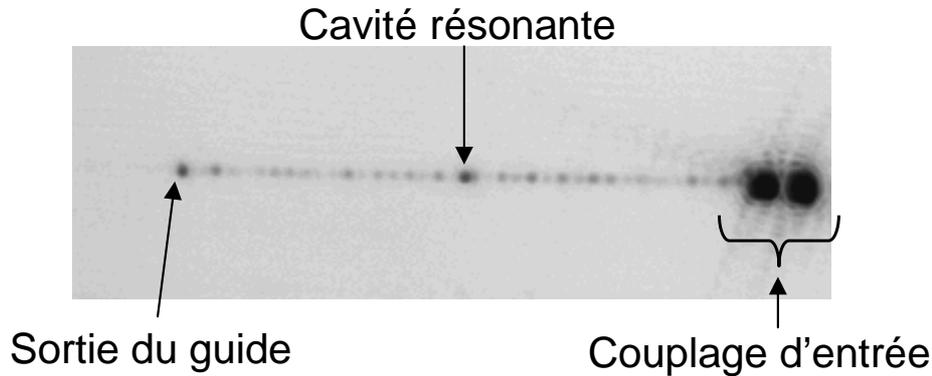


Figure 4.22 – Visualisation à la caméra infrarouge de la cavité résonante lorsqu'un signal est injecté à la longueur d'onde de résonance.

que le principe de commutation. Préalablement à la réalisation expérimentale de la commutation optique dans une cavité CPh GaAs, nous avons réalisé une modélisation basée sur la théorie des modes couplés afin d'étudier le comportement de la cavité. Cette modélisation est présentée dans la partie suivante.

4.2.3 Modélisation des cavités CPh GaAs

4.2.3.1 Théorie des modes couplés

Le couplage entre les modes photoniques et les modes radiatifs s'apparente au couplage dit par ondes évanescentes qui se produit par exemple lorsque deux guides, ou un guide et une cavité, sont à des distances assez proches de telle façon que le recouvrement spatial de leurs modes est non nul. La théorie des modes couplés (CMT pour *Coupled Mode Theory*) est bien adaptée pour traiter ce genre de problème. Le modèle de modes couplés utilisé ici est basé sur la littérature des microcavités optiques. Des structures telles des microdisques [214] ou des cavités CPh [215, 216] ont été modélisées par ce biais. Ce modèle est tiré de [212]. Les variables dynamiques sont l'énergie optique au sein de la cavité $|a(t)|^2$, la densité des porteurs libres $N(t)$, ainsi que les températures de la membrane et de la cavité, respectivement $T_m(t)$ et $T_c(t)$. Le modèle considéré ici est celui d'une cavité monomode (résonance ω_0 et facteur de qualité Q_0), qui est couplée à un guide d'onde.

Le champ dans la cavité suit l'équation :

$$\frac{\partial a(t)}{\partial t} = \left(i\omega - i\omega_L - \frac{\Gamma_{tot}}{2} \right) a(t) + \sqrt{\frac{\Gamma_c}{2}} P_{in}(t) \quad (4-2)$$

où ω_L est la fréquence de signal pompe, $\Gamma_c = \omega_0 (Q^{-1} - Q_0^{-1})$ donne la force de couplage entre le guide et la cavité (avec Q le facteur de qualité de la cavité chargée), Γ_{tot} est l'inverse du temps de vie des photons dans la cavité, $P_{in}(t)$ est la puissance dans le guide et $\omega = \omega_0 + \Delta\omega_{NL}$ est la fréquence instantanée de la cavité.

En suivant [215,216], le changement non-linéaire de la fréquence de la cavité est donné par :

$$\Delta\omega_{NL} = -\frac{\omega}{n_{eff}}\Delta n = -\frac{\omega}{n_{eff}} \left[\frac{n_{Kerr}c}{nV_{Kerr}} |a(t)|^2 + \frac{dn}{dT}\Delta T(t) + \frac{dn}{dN}N(t) \right] \quad (4-3)$$

Ici n est l'indice de réfraction du matériau massif et n_{eff} l'indice effectif dans la cavité, ΔT la variation de température et n_{Kerr} le coefficient Kerr et V_{Kerr} est le volume non-linéaire Kerr.

La variation de l'indice de réfraction due à l'effet plasma est :

$$\frac{dn}{dN} = \frac{-\omega_p^2}{2n\omega^2 N} \quad (4-4)$$

avec $\omega_p^2 = e^2 N / \epsilon_0 m^*$ la fréquence plasma et m^* la masse de l'électron. L'inverse du temps de vie instantané des photons est :

$$\Gamma_{tot} = \frac{\omega_0}{Q} + \Gamma_{TPA} + \Gamma_{FCA} \quad (4-5)$$

Le premier terme est l'inverse du temps de vie linéaire dans la cavité, Γ_{TPA} et Γ_{FCA} sont respectivement les contributions de l'absorption à deux photons et l'absorption des porteurs libres. Le terme TPA est défini par :

$$\Gamma_{TPA} = \frac{\beta_2 c^2}{n^2 |a(t)|^2} V_{TPA} \quad (4-6)$$

avec β_2 qui représente le coefficient TPA en m/W et $V_{TPA} = V_{Kerr}$ le volume effectif non-linéaire [217]. L'absorption des porteurs libres est proportionnelle à la densité de porteurs libres :

$$\Gamma_{FCA} = (\sigma_e + \sigma_h) N(t) \frac{c}{n} \quad (4-7)$$

avec σ_e et σ_h les sections transversales de FCA des électrons et des trous. La densité de porteurs suit l'évolution suivante :

$$\frac{\partial N(t)}{\partial t} = -\frac{N(t)}{\tau_N} + \frac{c^2/n_2\beta_2}{V_{TPA}} \frac{1}{2\hbar\omega} \frac{1}{V_{car}} |a|^4 \quad (4-8)$$

Ici, \hbar est la constante de Planck réduite, τ_N est le temps de vie effectif des porteurs, et V_{car} est le volume dans lequel les porteurs se diffusent et se recombinent [217].

Dans cette approximation, la chute de population des porteurs est dominée par les recombinaisons de surface étant donné le large rapport surface/volume typique des structures CPh. Les porteurs sont supposés se diffuser et se distribuer de manière homogène à l'intérieur du volume des porteurs V_{car} , qui correspond à la zone de la membrane délimitée par les trous autour de la cavité. Cette approximation est brute, mais semble un choix raisonnable. Nous considérerons les porteurs générés en prenant l'état stationnaire de l'équation 4-8 :

$$N(t) = \frac{c^2/n_2\beta_2}{V_{TPA}} \frac{1}{2\hbar\omega} \frac{\tau_N}{V_{car}} |a|^4 \quad (4-9)$$

En raison de la forte résistance thermique dans la membrane CPh, les effets thermiques sont vraiment importants et doivent être modélisés également de manière appropriée [218].

Le modèle inclut donc deux équations auxiliaires pour la diffusion de la chaleur de la cavité et de la membrane, avec respectivement les températures T_c et T_m :

$$\frac{\partial T_c(t)}{\partial t} = -\frac{T_c(t) - T_m(t)}{\tau_{th,c}} + \frac{2\hbar\omega}{\tau_N} \frac{V_{car}}{C_{th,c}} N(t) \quad (4-10)$$

$$\frac{\partial T_m(t)}{\partial t} = -\frac{T_m(t) - T_0(t)}{\tau_{th,m}} + \frac{T_c(t) - T_m(t)}{\tau_{th,c}} \frac{C_{th,c}}{C_{th,m}} \quad (4-11)$$

avec $C_{th,c}$ la capacitance thermique de la cavité associée à une très petite zone de la membrane, avec un volume thermique correspondant au volume de la cavité. De manière similaire, nous retrouvons pour la membrane le paramètre $C_{th,m}$. Étant donné que la membrane est suspendue dans l'air, toute la chaleur doit passer à travers. La température de la cavité augmente avec un taux gouverné par $C_{th,c}$ et décroît de manière exponentielle avec deux constantes de temps. La constante de temps rapide $\tau_{th,c}$ est associée à un transfert relativement rapide de la chaleur de la cavité vers la région voisine qui est la membrane. La seconde constante de temps $\tau_{th,m}$ prend en compte la diffusion de la chaleur dans tout le reste de la membrane vers la partie massive du semi-conducteur.

L'impact de la diffusion des porteurs a été étudié théoriquement dans [219], fournissant quelques indices pour expliquer le temps de recouvrement rapide dans les CPh Silicium. Le temps de vie des porteurs dans les CPh 2D GaAs est cependant plus rapide que dans le Silicium. Il a été estimé récemment à 6 ps dans une nano-cavité GaAs [210], ce qui est en accord avec l'étude préalable de [110].

Des simulations basées sur ce modèle ont été effectuées afin de pouvoir comprendre et anticiper le comportement de cette cavité pour la commutation optique. Les paramètres physiques utilisés pour la modélisation sont regroupés dans le tableau 4.2.

4.2.3.2 Réponse de la cavité à une impulsion

Concernant la transmission de la cavité, nous avons dans un premier temps tracé une transmission expérimentale puis, par le biais de la modélisation, nous avons pu faire correspondre la transmission modélisée au résultat de l'expérience, présenté sur la figure 4.23. Nous constatons une forme lorentzienne de la réponse de la cavité, typique de la cavité H0 utilisée. La longueur d'onde de résonance est 1533,8 nm et le facteur de qualité de la cavité $Q = \lambda/\Delta\lambda$ est de 1500. Nous pouvons constater l'accord entre la transmission modélisée et la transmission expérimentale mis à part des perturbations de transmission sur le flanc droit de la résonance inhérentes à la qualité du processus de fabrication.

Nous avons ensuite modélisé la réponse de la cavité à une impulsion gaussienne de durée 10 ps pour différentes puissances crêtes dans le guide sans prendre en compte les

Paramètre	Symbole	Valeur	Référence
Fréquence de la résonance	ω (rad.Hz)	$1,22894484 * 10^{15}$	mes.
Coefficient TPA	β_2 (cm/GW)	10,2	[220]
Coefficient Kerr	n_2 (cm ² /W)	$1,6 * 10^{-13}$	[220]
Volume modal	V_{mod}	$0,66(\lambda/n_0)^3$	[212]
Volume TPA	V_{TPA}	$3,13(\lambda/n_0)^3$	[212]
Volume Kerr	V_{Kerr}	V_{TPA}	[212]
Vol. des porteurs	V_{car}	$7 * V_{mod}$	[212]
Temps de vie des porteurs	τ_N	8 ps	[110, 210]
Indice mat. massif	n	3,4	
Indice effectif	n_{eff}	2	
Vol. eff. thermique (cav.)	$V_{th,c}$	$3,8 * V_{mod}$	[212]
Vol. eff. thermique (memb.)	$V_{th,m}$	$31 * V_{mod}$	[212]
Tps de relax. therm. (cav.)	$\tau_{th,c}$	8,5 ns	[212]
Tps de relax. therm. (memb.)	$\tau_{th,m}$	200 ns	[212]
Capacitance therm. (cav.)	$C_{th,c}$ (s.W/K))	$0,43 * 10^{-12}$	
Capacitance therm.(mem.)	$C_{th,m}$ (s.W/K))	$3,4 * 10^{-12}$	
Resistance therm.	$R_{th} = \sum \frac{\tau_{th}}{C_{th}}$	$7,5 * 10^4 K/W$	[212]
Coeff. thermo-opt.	dn/dT (K ⁻¹)	$2,48 * 10^{-4}$	
Section transv. FCA	$\sigma_{e,h}$ (10 ⁻²² m ²)	$9,3 * (\frac{\lambda}{1\mu m})^{2,3}$	[221]
Temp. labo.	T_0	23°C	mes.
Charge de l'électron	e (C)	$1,6 * 10^{-19}$	
Masse de l'électron	m^* (kg)	$9,109 * 10^{-31}$	
Permittivité du vide	ϵ_0 (m ⁻³ kg ⁻¹)	$8,8541878 * 10^{-12}$	
Constante de Planck	h (m ² .kg/s)	$6,626068 * 10^{-34}$	

TABLE 4.2 – Paramètres physiques utilisés pour la modélisation.

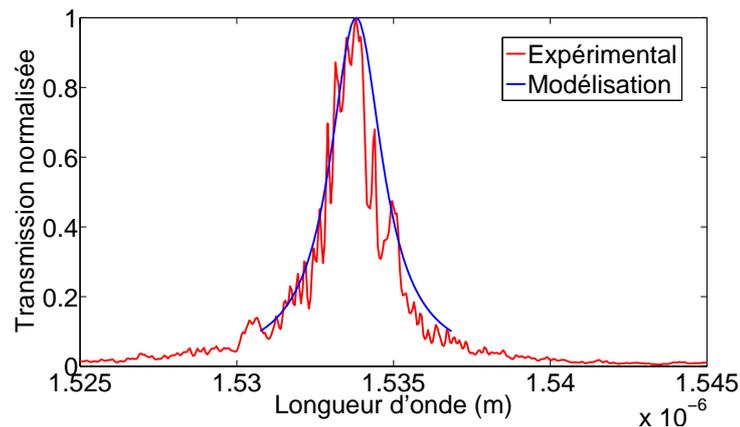


Figure 4.23 – Transmission de la cavité H0 utilisée.

effets thermiques. Sur la figure 4.24 (b), nous pouvons constater l'augmentation de la densité de porteurs $N(t)$ en fonction de la puissance de l'impulsion. Cette évolution de la

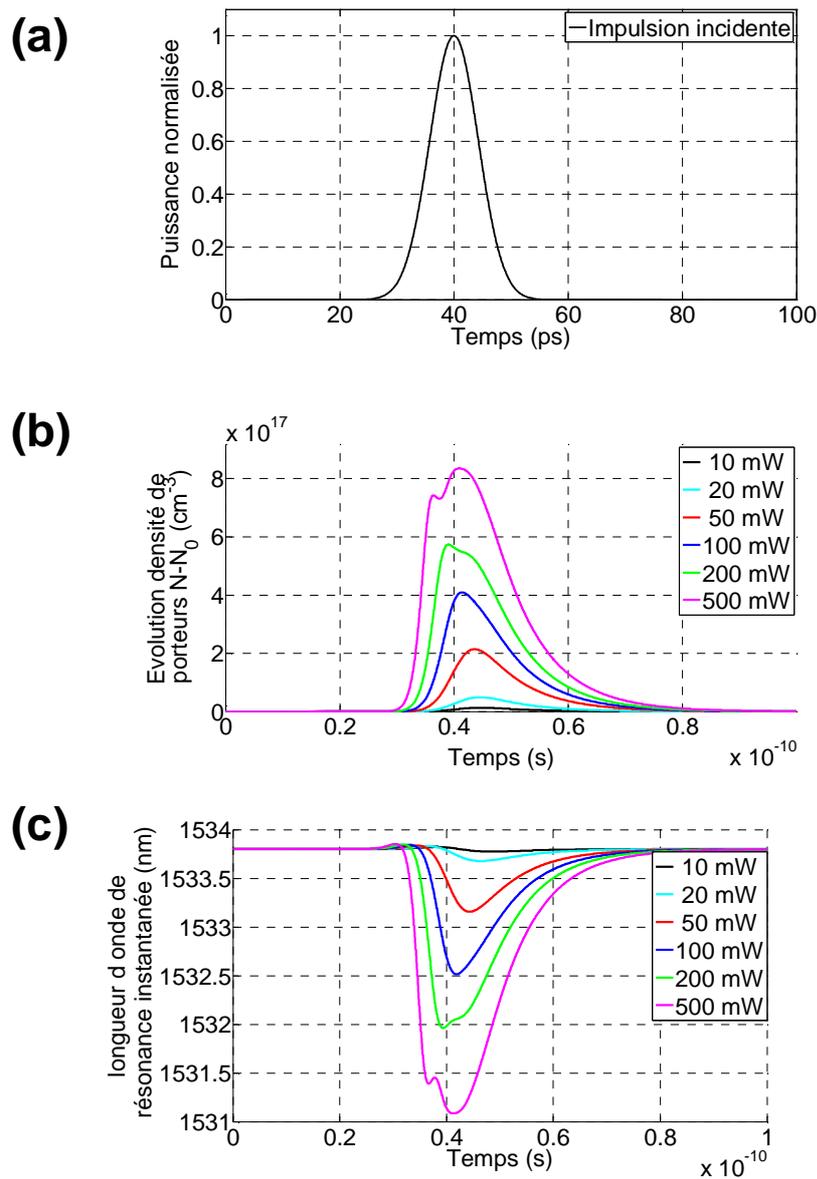


Figure 4.24 – Comportement de la cavité par rapport à différentes puissances crête d'une impulsion incidente de 10 ps, sans tenir compte des effets thermiques ; (a) profil de l'impulsion incidente, (b) évolution de la densité de porteurs, (c) longueur d'onde instantanée de la résonance.

densité de porteurs va entraîner un décalage vers le bleu de la résonance, comme indiqué sur la figure 4.24 (c).

Sur la figure 4.25 est illustré le comportement de la cavité en réponse à une impulsion de 10 ps ayant une puissance crête de 30 mW, en prenant cette fois-ci en compte les effets thermiques. Nous pouvons voir sur la figure les variations de la température de la cavité et de la membrane. Nous constatons bien une augmentation de la température de la cavité dès le début de l'impulsion. Cette chaleur va ensuite se dissiper dans la membrane qui à son tour va voir sa température augmenter. Nous pouvons constater que le retour à la

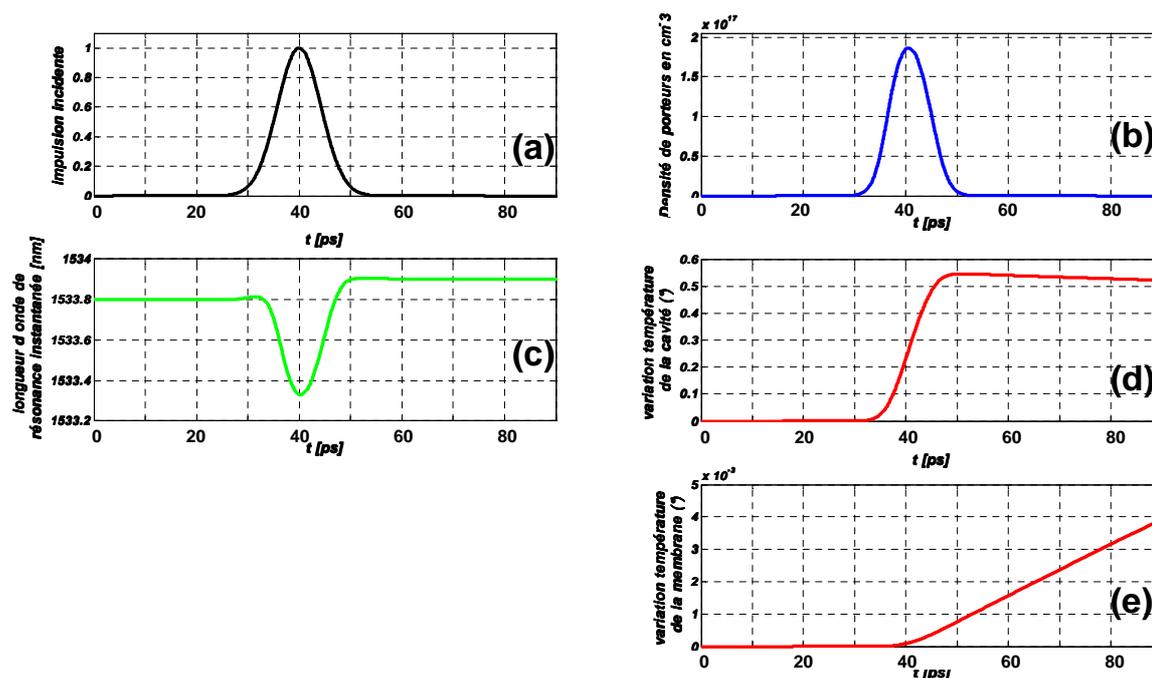


Figure 4.25 – Comportement de la cavité pour une impulsion incidente de 10 ps à 30 mW crête, en tenant compte des effets thermiques : (a) impulsion incidente, (b) évolution de la densité de porteurs, (c) évolution de la longueur d'onde instantanée de la résonance, (d) variation de température de la cavité, (e) variation de température de la membrane.

température de départ n'est pas rapide. D'après les simulations, la variation de température dans la cavité a diminué de moitié après 8 ns dans le cas présent. Nous estimons que cela peut entraîner une forte augmentation de la température dans le cas d'un train d'impulsions à un taux de répétition élevé. Nous pouvons également constater sur la figure 4.25 l'évolution de la longueur d'onde instantanée de la résonance. Il y a bien un décalage vers les basses longueurs d'onde induit par la création de porteurs. Après le passage de l'impulsion, nous remarquons que la longueur d'onde de résonance est légèrement supérieure à la longueur d'onde de départ. Ceci est lié à l'échauffement de la structure. En effet, les effets thermiques entraînent un décalage vers les hautes longueurs d'onde de la résonance de la cavité comme nous pouvons le constater. Ceci est confirmé par les résultats présentés sur la figure 4.26, où nous considérons un train d'impulsions de 10 ps à 10 GHz avec 30 mW de puissance crête. Nous remarquons en effet l'évolution croissante des températures de la cavité et de la membrane. Ceci implique un décalage croissant de la longueur d'onde de résonance de la cavité. La figure 4.27 présente l'évolution des températures sur 1 μ s dans cette configuration. Nous pouvons constater qu'après une durée de 400 ns, les évolutions de température sont stabilisées à environ $+8^\circ$ pour la cavité et $+6^\circ$ pour la membrane. Notons dès à présent que cette élévation de température n'est pas suffisante pour détériorer le composant. Notons également que le décalage vers les hautes longueurs d'onde lié aux effets thermiques est environ de 1nm. Ce décalage sera à prendre

en compte dans les réalisations expérimentales.

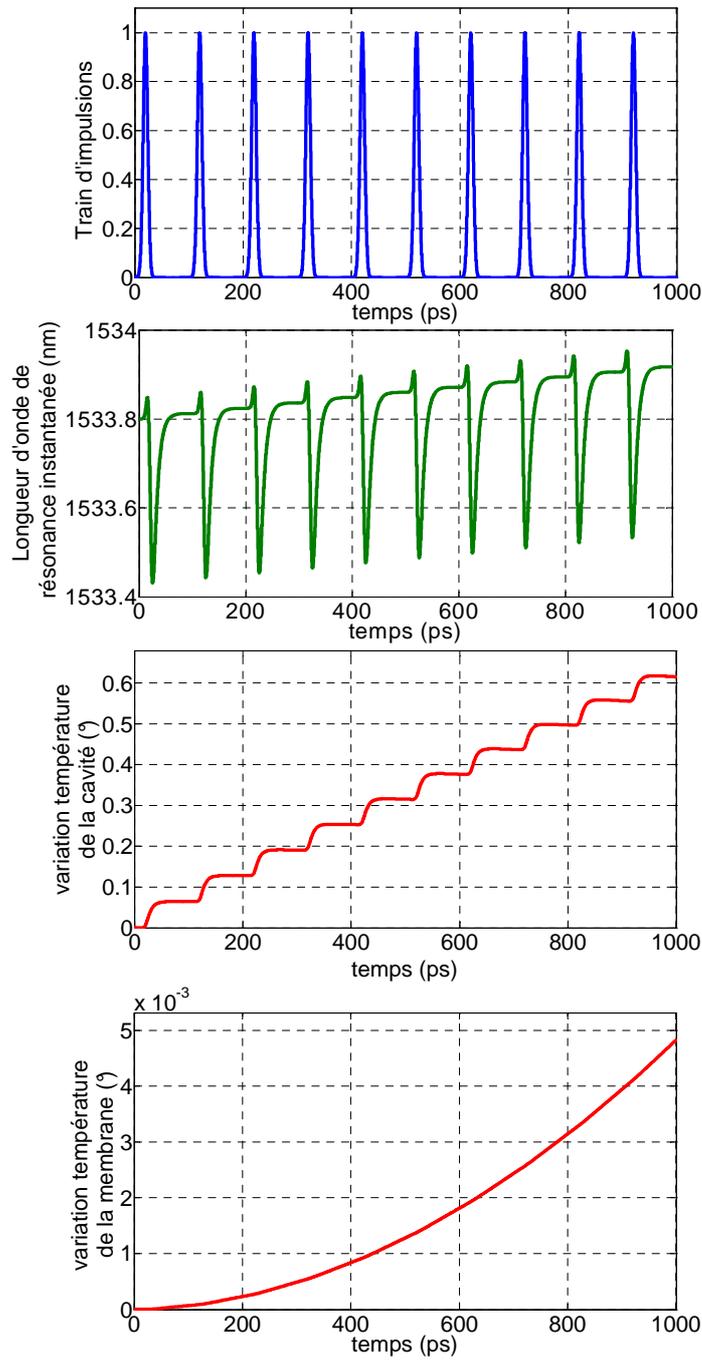


Figure 4.26 – Réponse de la cavité à un train d'impulsions de 10 ps à 10 GHz à 30 mW crête injecté à la résonance (sur 1ns).

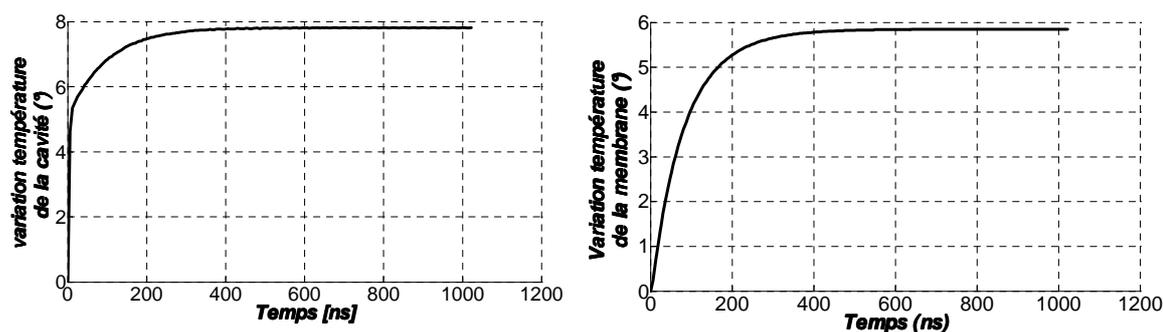


Figure 4.27 – Évolution de la température de la cavité et de la membrane sur 1 μ s pour un train d'impulsions de 10 ps à 10 GHz à 30 mW crête injecté à la résonance.

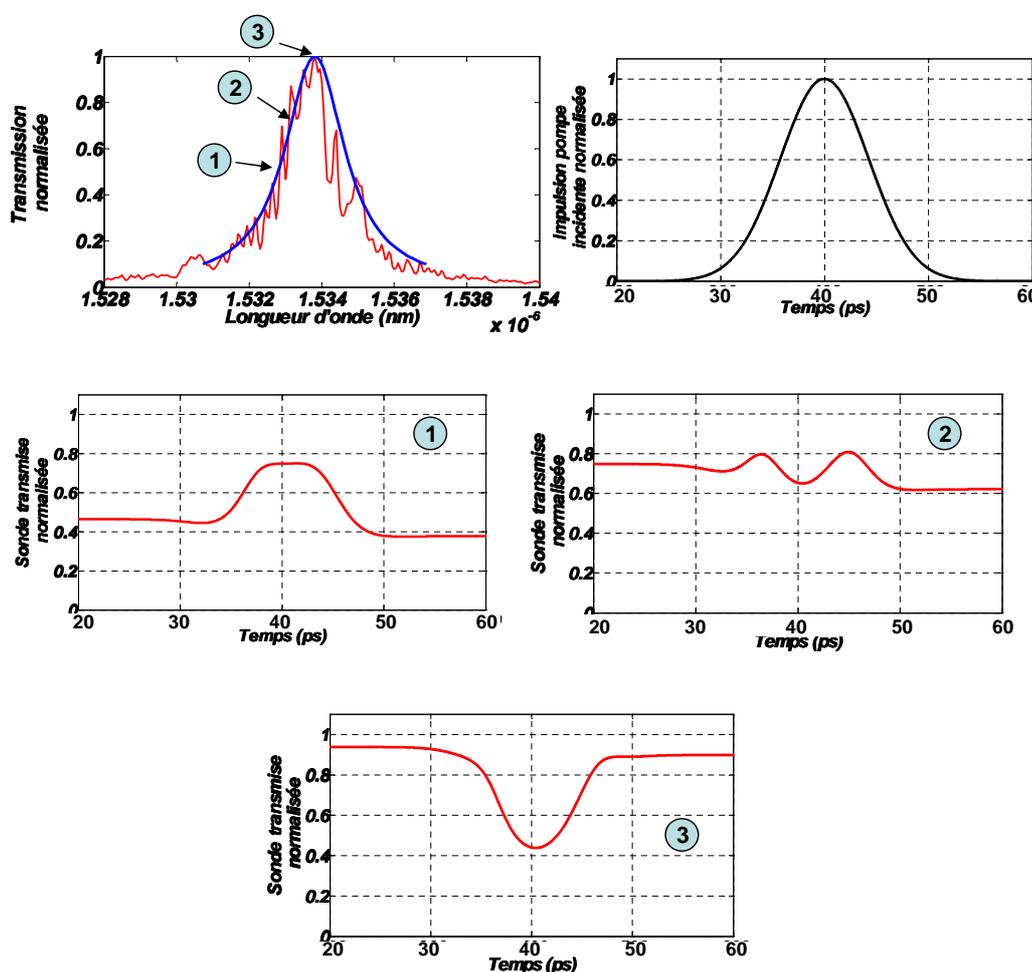


Figure 4.28 – Obtention d'un contraste de modulation positif, négatif ou d'une modulation intermédiaire selon la position du signal de sonde par rapport à la résonance (pour un signal pompe à la résonance présentant une impulsion de 10ps à 30 mW crête).

Après avoir observé la réponse de la cavité à une impulsion puis à un train d'impulsions, nous avons pu déduire, en fonction de l'évolution de la longueur d'onde de résonance instantanée, des positions de sonde afin d'observer des contrastes de modulation.

La figure 4.28 résume ces différentes positions.

Nous pouvons constater qu'une position adaptée sur le flanc droit de la résonance (position 1) permet d'obtenir un contraste de modulation positif. Cependant, il est nécessaire de choisir une position adéquate en fonction du décalage vers les basses longueurs d'onde de la résonance afin de ne pas avoir de modulation intermédiaire de la sonde (position 2). En effet, si la sonde est placée trop près de la résonance, la sonde va subir une modulation positive et négative lors du décalage dynamique de la résonance. Par contre, si la longueur d'onde de sonde est égale ou légèrement supérieure à la longueur d'onde de la résonance (position 3), nous pouvons obtenir un contraste de modulation négatif. Les valeurs de contraste, positives ou négatives, vont dépendre de la position de la sonde par rapport à la résonance. La technique de mesure de contraste sera détaillée par la suite.

Après avoir modélisé la réponse de la cavité à une impulsion, nous connaissons désormais le comportement de la résonance. Nous allons pouvoir par la suite tenter de réaliser expérimentalement la commutation d'une cavité CPh GaAs.

4.2.4 Réalisation expérimentale de la commutation optique d'une cavité CPh

4.2.4.1 Principe de la commutation

Comme nous l'avons vu précédemment, le concept de commutation est basé sur un décalage vers le bleu de la résonance d'une cavité à cristal photonique induit optiquement. Ce décalage va ainsi moduler la transmission de la sonde, qui est préalablement désaccordée vers le bleu. Le décalage vers le bleu résulte de la diminution de l'indice de réfraction dans un semi-conducteur lorsque les porteurs libres sont excités. Ici, comme nous avons pu le voir dans 4.2.1, les porteurs libres sont générés par absorption non-linéaire, à savoir l'absorption à deux photons (TPA). Le très faible volume des cavités CPh conduit à une forte amélioration de la résonance du champ optique dans la cavité. Pour les dispositifs étudiés ici, le volume V de la cavité est une fraction du cube de la longueur d'onde, soit $0,25 * (\lambda/n)^3$, ce qui conduit à un champ optique élevé (équivalent à une densité de puissance de l'ordre du GW/cm^2) même si la puissance crête d'entrée est inférieure à 100 mW. À son tour, ce très grand champ optique induit du fort TPA dans la cavité. Le point important est que, en raison de la nature du mécanisme d'absorption non-linéaire, les porteurs sont générés seulement dans la cavité, où l'intensité du champ optique est beaucoup plus élevée qu'ailleurs dans le circuit optique. Ainsi, l'absorption préjudiciable en dehors de la cavité est évitée.

Le composant a été conçu et fabriqué par notre collaborateur TRT dans un dispositif à cristaux photoniques GaAs, et a conduit à la démonstration d'une réponse optique très rapide [210]. Des facteurs de surtension de l'ordre de 10^6 pour des volumes inférieurs au μm^3 ont pu être obtenus dans de telles nano-cavités basées sur cette technologie membranaire de semi-conducteurs [222,109]. La réponse rapide, environ 6 ps, est une conséquence de la diffusion très rapide des porteurs et de la proximité de la surface, où les porteurs su-

bissent une recombinaison à grande vitesse. Ce résultat était en quelque sorte inattendu, car la durée de vie des porteurs dans les semi-conducteurs est à l'échelle de la centaine de picosecondes ou de la nanoseconde. Ce fut l'une des principales motivations pour proposer l'exploitation de cet effet pour la commutation tout-optique dans le projet Copernicus.

4.2.4.2 Méthodologie expérimentale

Concrètement, pour obtenir un contraste de modulation positif par exemple, la sonde est placée décalée par rapport à la résonance de la cavité et a donc une transmission faible comme nous avons pu le voir dans les simulations précédentes. Lorsqu'une impulsion de pompe est présente, la résonance de la cavité se décale vers le bleu et permet une meilleure transmission de la sonde, qui est placée de manière adéquate par rapport au décalage engendré par le TPA. On a alors un gain de transmission sur la sonde qui est caractérisé par la mesure du contraste de modulation. D'une manière similaire, en plaçant la sonde à la résonance, et donc à la transmission maximale, la transmission de la sonde chute lors du décalage vers le bleu induit par le TPA, menant ainsi à un contraste négatif comme schématisé sur la figure 4.29.

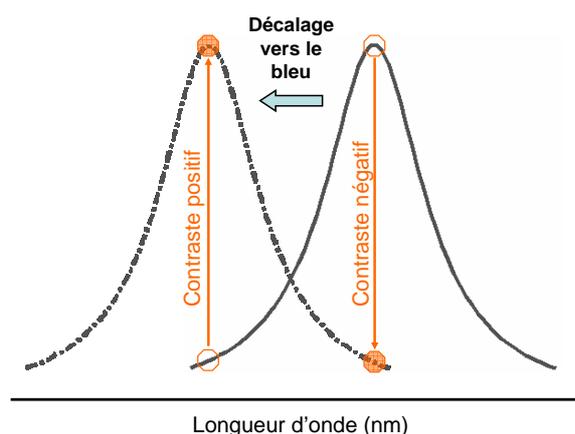


Figure 4.29 – Principe de la commutation de la résonance de la cavité avec la mesure d'un contraste positif ou négatif selon la position du signal de sonde.

Sur ce type de cavité, plusieurs configurations expérimentales ont été tentées. Nous avons réalisé des expériences pompe/sonde à deux couleurs en configuration contra-propagative. Le schéma expérimental est présenté en figure 4.30.

Le signal de pompe est un signal impulsionnel à taux de répétition variable, envoyé dans le composant au travers d'un circulateur, après avoir été amplifié et contrôlé en polarisation. Le signal de sonde, issu d'un laser accordable, est envoyé dans le composant en contra-propagation et récupéré en sortie via le circulateur. Le signal de sonde ainsi modulé au travers du composant est amplifié puis visualisé sur un oscilloscope. Lors des expériences, il est nécessaire de suivre et de compenser la dérive de la résonance vers les hautes longueurs d'onde en raison d'effets thermiques. Dans le but de maintenir une puis-

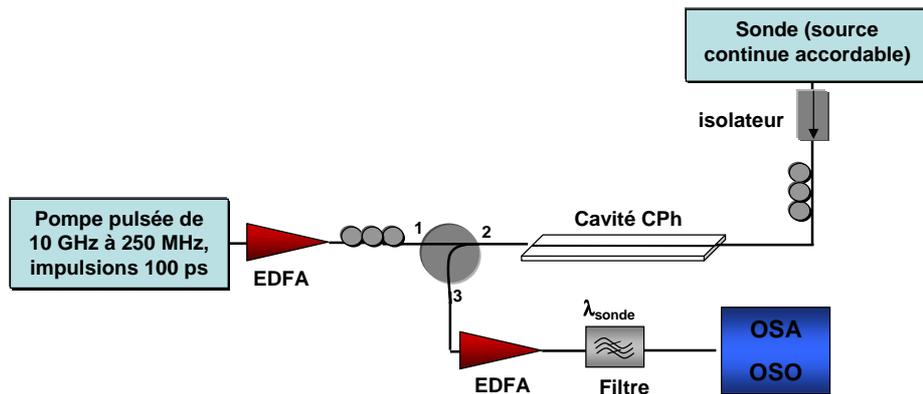


Figure 4.30 – Configuration expérimentale pour la mesure de contraste de modulation.

sance crête suffisante et de réduire les effets thermiques, la puissance moyenne a ensuite été réduite en diminuant le taux de répétition du signal à 530 MHz.

4.2.4.3 Mesure de contraste de modulation

Pour le signal de pompe, nous utilisons le système détaillé dans les chapitres précédents permettant de faire varier le rapport cyclique du signal et sa longueur d'onde (partie 3.3.2). Nous pouvons ainsi faire varier les taux de répétition du signal de pompe de 10 GHz à 250 MHz avec des impulsions de 100 ps. Comme mentionné précédemment, le signal de sonde est un signal continu accordable. Nous obtenons des résultats significatifs à partir d'un signal à 530 MHz. Le signal de pompe est placé de manière à être légèrement au-dessus de la longueur d'onde de la résonance de la cavité. En effet, les puissances moyennes injectées étant de quelques milliwatt et le volume modal de la cavité très faible, nous pouvons constater une dérive de la résonance vers les hautes longueurs d'onde liée aux effets thermiques. Il est ensuite possible d'observer des contrastes de modulation positifs ou négatifs selon la position de la sonde. Le fait d'avoir des lasers accordables permet d'avoir une meilleure flexibilité lors des expériences et ainsi de pouvoir compenser le décalage dû aux effets thermiques lorsque l'on se rapproche de la résonance.

La figure 4.31 présente la mesure du contraste de modulation obtenu par la relation 4-12. La tension V_0 correspond au zéro optique, c'est-à-dire au bruit du dernier amplificateur optique de visualisation. La tension V_{off} correspond à la transmission de la sonde lorsque la résonance est à l'état initial et la tension V_{on} correspond à la transmission de la sonde une fois la résonance commutée. Dans ce cas, la sonde a été placée légèrement avant la résonance de manière à mesurer un contraste positif.

$$C_{dB} = 10 \cdot \log \left[\frac{V_{ON} - V_0}{V_{OFF} - V_0} \right] \quad (4-12)$$

Le fait de pouvoir faire varier le taux de répétition permet de maintenir une puissance crête constante et de diminuer la puissance moyenne du signal injecté et ainsi d'avoir

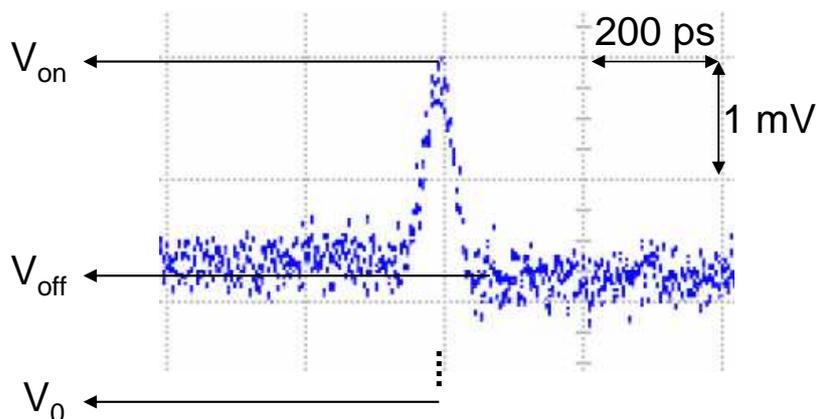


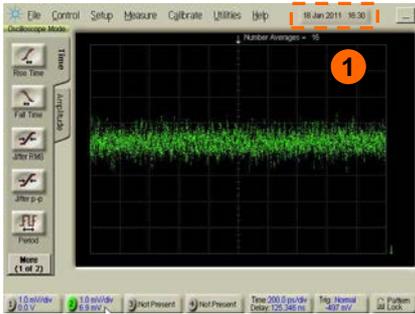
Figure 4.31 – Visualisation de la sonde modulée avec un contraste de 0,8 dB.

moins d'effets thermiques. En raisonnant d'une autre manière, cela permet d'augmenter la puissance crête pour augmenter le décalage de la cavité en maintenant une puissance moyenne constante. Dans cette configuration, nous mesurons de légers contrastes de quelques dixièmes de dB maximum.

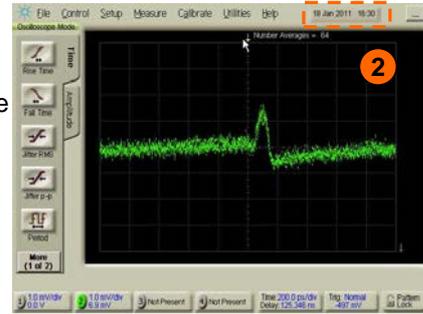
Ces valeurs de contrastes étant très faibles, nous avons souhaité augmenter la puissance d'entrée. Ainsi, le décalage de la résonance serait supérieur et donc les contrastes de modulation augmenteraient. Or, nous constatons un décalage irréversible de la résonance de la cavité, vers les basses longueurs d'onde, lorsque nous augmentons la puissance crête injectée (à quelques dizaines de milliwatt correspondant à une puissance moyenne de quelques milliwatt). De manière similaire aux filtres d'extraction présentés dans la première partie du chapitre, nous avons remarqué des problèmes liés à la puissance d'entrée ; cette dernière est donc limitée. Nous modifions donc le rapport cyclique afin d'augmenter la puissance crête tout en gardant la même puissance moyenne, en passant à un signal de pompe de 250 MHz. Dans cette configuration, nous mesurons des contrastes de l'ordre de 2 dB pour des puissances d'entrée de quelques milliwatt.

Il est à noter que toutes ces mesures ont été effectuées à la volée. Les mesures ne sont pas répétables. Des films de l'écran de l'oscilloscope ont été réalisés lors des expériences sur lesquels nous pouvons observer le comportement de la cavité. La figure 4.32 regroupe quelques copies d'écran de l'oscilloscope sur lesquelles nous pouvons constater différentes modulations du signal de sonde alors que les positions, polarisations et puissances des signaux pompe et sonde sont inchangées. La longueur d'onde du signal de sonde est inférieure à la longueur d'onde de résonance. Dans un premier temps, sur la figure 4.32, la pompe n'est pas allumée (image 1) ; nous ne constatons aucune modulation sur la sonde. Dans un second temps, lorsque nous injectons le signal de pompe dans le composant, nous pouvons observer un contraste de modulation positif (image 2). Après deux minutes d'observation, la modulation de la sonde passe par une modulation intermédiaire (image 3),

Pompe éteinte : signal de sonde continu

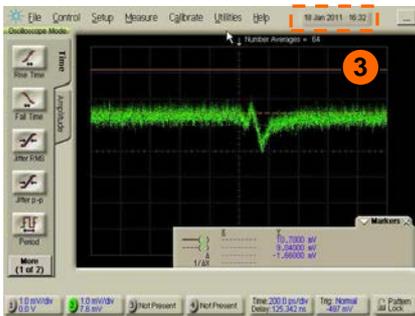


Sonde placée avant la résonance : contraste de modulation positif

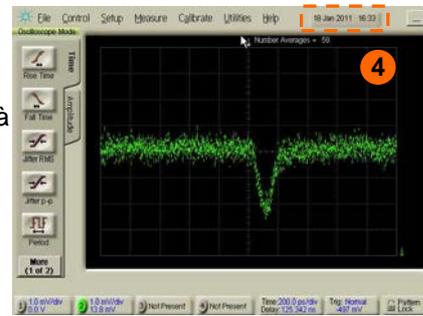


Allumage de la pompe

Décalage de la résonance vers les basses longueurs d'onde : modulation intermédiaire

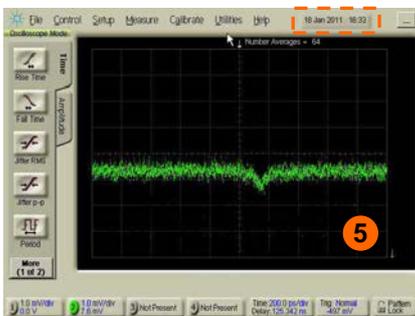


Résonance décalée plus bas que la sonde : contraste de modulation négatif

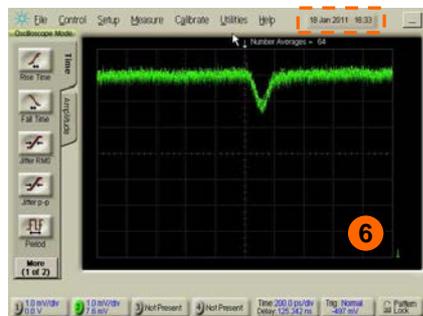


Résonance continue à se décaler

Résonance continue à se décaler : diminution du contraste de modulation négatif



Augmentation du contraste de modulation négatif. Possibilité d'obtenir contraste positif si sonde placée plus bas



Décalage de la sonde vers basse longueur d'onde

Figure 4.32 – Observations expérimentales du décalage irréversible de la résonance.

similaire à ce qui a pu être présenté précédemment dans la partie simulations. La longueur d'onde de sonde n'ayant pas bougé, nous en déduisons donc que la résonance se décale vers une longueur d'onde plus basse. Ceci est confirmé par le fait d'observer, quelques secondes après, un contraste de modulation négatif (image 4). Cela signifie donc que la résonance continue de se décaler, et nous observons ensuite une diminution du contraste de modulation négatif (image 5). Toutefois, si nous décalons légèrement la position de la sonde vers une longueur d'onde plus basse, nous observons un meilleur contraste de modulation négatif (image 6), puisque nous nous rapprochons de la résonance de la cavité.

Il est possible d'observer à nouveau un contraste positif si nous décalons plus bas la longueur d'onde de sonde. Nous pouvons faire remarquer que tout ceci se déroule en moins de trois minutes, comme nous pouvons le voir sur les images 1-6 (en haut à droite) de la figure 4.32. Ceci explique que nos mesures de contraste sont réalisées à la volée et ne sont pas répétables.

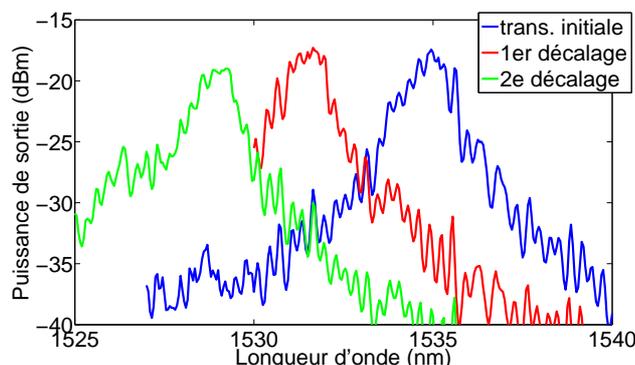


Figure 4.33 – Décalage irréversible de la résonance de la cavité.

Nous avons donc mis en évidence un processus de dégradation de la structure lors des expériences. Ceci est caractérisé par un décalage irréversible vers les basses longueurs d'onde de la résonance de la cavité, voire sur certaines cavités une déformation de la résonance, pour des puissances moyennes d'entrée de quelques mW. La figure 4.33 montre les courbes de transmission de la cavité testée (utilisée pour les simulations et les mesures expérimentales) après différentes expériences. Nous pouvons constater un décalage de 6 nm de la résonance de la cavité.

4.2.5 Processus de dégradation de la cavité/du matériau

Toutes les tentatives visant à accroître le contraste de modulation ont conduit à la découverte d'un processus de dégradation du matériau qui a abouti à un décalage irréversible de la résonance de la cavité vers le bleu. Ce décalage vers le bleu a parfois été accompagné de la dégradation de la cavité elle-même, avec une diminution du facteur Q et de la transmission à la résonance. Afin de comprendre l'origine du processus de dégradation, l'analyse des échantillons à la spectroscopie d'électrons Auger (AES), après les mesures optiques entraînant ces dégradations, a été réalisée dans les laboratoires de TRT. La mesure AES examine l'énergie des électrons éjectés lors de l'excitation avec des faisceaux d'électrons haute énergie pour déterminer la liaison de ces électrons. On peut ainsi déterminer la composition atomique de la surface de l'échantillon et déterminer son état chimique. L'analyse Auger, avec une résolution submicrométrique, a révélé des traces d'oxydation près de la surface de la cavité. Une recherche bibliographique montre des travaux expérimentaux récents [223], qui ont confirmé l'hypothèse de l'oxydation photo-induite. Afin d'éviter la photo-oxydation, TRT a étudié l'effet de revêtement de la membrane avec

une couche mince diélectrique (SiN) pour empêcher l'oxygène d'atteindre la surface semi-conductrice du CPh. Plusieurs échantillons ont été traités à l'aide de cette technique, mais le mécanisme de dégradation n'a pas disparu. L'explication la plus probable est que le processus de dépôt ne permet pas à la couche de SiN de couvrir la surface entière du CPh, y compris les surfaces intérieures des trous d'air et le côté inférieur de la membrane.

Une solution alternative, mise en place chez TRT, a été de travailler dans une atmosphère sans oxygène. Concrètement, le montage expérimental a été placé dans un caisson sous flux constant d'azote. Il ne nous a pas été possible de reproduire cette solution alternative sur notre banc expérimental. Nous avons donc cessé les travaux de recherche sur la commutation à l'aide d'une cavité CPh GaAs. Toutefois, d'autres solutions alternatives ont été proposées, elles sont listées par la suite et l'une d'elle fera l'objet du chapitre suivant.

4.2.6 Solutions alternatives

4.2.6.1 Exploration de la commutation dans des cavités InP

TRT a conçu des cavités similaires aux précédentes en matériau InP dans le cadre du projet Gospel (ICT7). Comparé au GaAs, ce matériau a un temps de vie des porteurs plus long et une vitesse de recombinaison de surface réduite. Des contrastes de l'ordre de 15 dB ont pu être mesurés. Des caractérisations temporelles de temps de recombinaison ont montré une constante de temps rapide de 2,8 ps (figure 4.34). Cette réponse rapide est attribuée à la diffusion rapide des porteurs en raison du très faible volume de la cavité, comme montré dans [50]. Toutefois, une constante de temps lente de 217 ps a également été mesurée. Malgré le fort contraste obtenu, cette constante de temps lente n'est pas acceptable pour de la commutation à haute cadence.

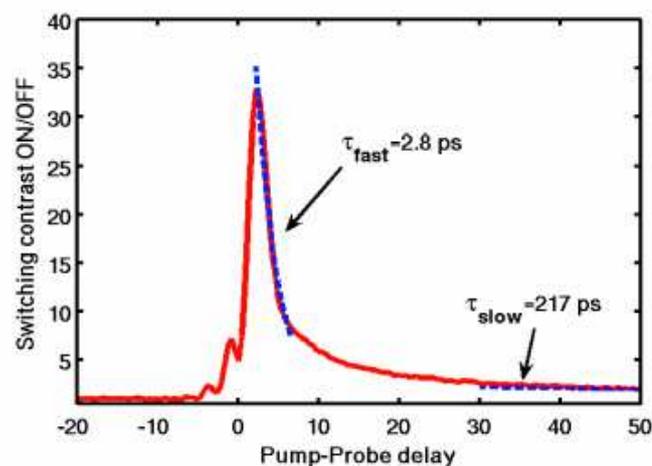


Figure 4.34 – Commutation en configuration pompe/sonde non-dégénérée. Contraste de modulation en fonction du retard pompe-sonde sur une cavité InP (source TRT).

4.2.6.2 Exploration de la commutation liée à l'effet Kerr

Le consortium s'est penché sur la commutation basée sur l'effet Kerr en tant qu'alternative à la commutation basée sur les porteurs (TPA). La commutation basée sur l'effet Kerr exploite le changement de l'indice de réfraction lié à la dépendance en puissance. Cet effet est connu pour être très rapide (généralement de quelques cycles optiques, par exemple, soit environ 10 fs) et donc attractif pour la commutation tout-optique.

Dans une cavité monomode : TRT a conçu des cavités H0 en matériau GaInP couplées à des guides. En dépit de très bonnes propriétés linéaires obtenues sur ces échantillons, aucune évidence de la commutation induite par l'effet Kerr n'a été trouvée après les mesures pompe/sonde même avec des puissances crête couplées dans le guide de l'ordre de 300 mW.

Au lieu de cela, la cavité a subi un décalage irréversible vers le bleu, semblable à ce qui s'est passé dans les cavités GaAs. La conclusion est que l'absorption non-linéaire est suffisamment grande pour produire un échauffement thermique important et d'éventuels dommages sur la cavité. Ceci est surprenant de prime abord, si on considère que le GaInP a un facteur de mérite non-linéaire qui est favorable à la commutation tout-optique, étant donné que nous l'avons utilisé pour démontrer du mélange à quatre ondes [44, 224] et qu'il a été utilisé pour réaliser de la compression soliton [225]. Cependant, des résultats similaires ont été rapportés dans la littérature [226], menant à la conclusion que la commutation basée sur l'effet Kerr dans les cavités requiert un facteur de mérite non-linéaire plus favorable que dans les guides. La commutation basée sur l'effet Kerr dans une cavité monomode unique a été abandonnée.

Dans une cavité FP : Une alternative à la cavité monomode est l'implémentation d'un résonateur de Fabry-Perot sur une membrane CPh en GaInP, comme présenté sur la figure 4.35. Deux ou trois trous sont laissés de chaque côté d'un guide CPh (qui est lui-même une ligne de trous manquantes, guide W1) afin de réfléchir une fraction R du mode guidé. R est fixé par la conception et peut varier entre 50% et 90%. Cet échantillon, fabriqué à TRT, a été conçu et caractérisé par Technion dans une autre collaboration européenne (Gospel). Le principe de commutation est basé sur la variation d'indice basée sur l'effet Kerr qui déplace la position du peigne de franges de résonateur. Par conséquent, en réglant la longueur d'onde de l'impulsion de commande (pompe) pour correspondre à une frange et la sonde portant les données sur une autre frange, la commutation à deux couleurs devient directe. La commutation avec une impulsion de 100 ps est réalisée pour une puissance crête inférieure à 100 mW, avec des contrastes de modulation maximum de 3 dB. Cependant, l'énergie de commutation est dans la gamme de quelques picojoules, en raison du grand volume de la cavité, tandis que le temps de réponse est strictement limité par le temps de vie dans la cavité et non par le processus non-linéaire en lui-même. Ceci est

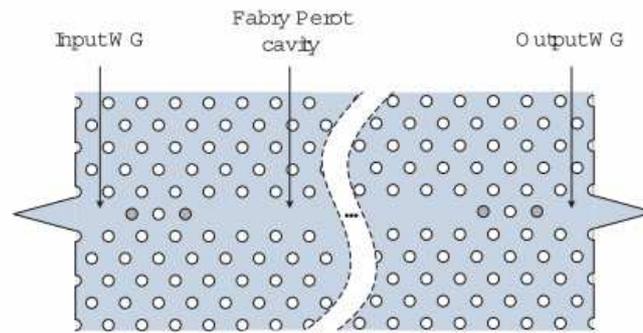


Figure 4.35 – Structure du résonateur Fabry-Pérot sur membrane CPh en GaInP.

rapporté dans la référence [227].

4.2.6.3 Réalisation de cavités CPh III-V sur silicium

Le consortium s'est enfin tourné vers une solution alternative hybride liant la photonique sur silicium et sur semi-conducteurs III-V. Cette plateforme permet alors d'utiliser chaque matériau pour ce qu'il fait de mieux, à savoir les fonctions passives pour le silicium et les fonctions actives pour les III-V.

L'intégration hétérogène de cavités en semi-conducteurs sur des guides d'ondes silicium sur isolant (SOI) nous a permis de réaliser de la commutation optique très rapide menant ainsi à la démonstration de conversions de longueurs d'onde et d'une fonction de limiteur de puissance. Nous ne détaillerons pas les résultats ici, car cette étude fait l'objet du chapitre suivant.

4.3 Conclusion du chapitre

Pour résumer ce chapitre, nous avons dans un premier temps démontré la réalisation d'un filtre optique basé sur la technologie des cristaux photoniques en semi-conducteurs III-V, brique de base d'un futur démultiplexeur WDM. Nous avons reporté de bonnes performances en termes de pertes d'insertion (10 dB fibre à fibre pour le canal d'extraction) et atteint une efficacité d'extraction de 47 % proche du maximum théorique, ainsi qu'une isolation de 20 dB à 500 GHz de la longueur d'onde du filtre. Ce filtre a été utilisé dans des expériences «système» pour réaliser l'extraction d'un signal 28 Gbit/s NRZ avec une très faible pénalité mesurée liée à la diaphonie des canaux adjacents espacés de 235 GHz, ainsi que l'extraction d'un signal 56 Gbit/s DQPSK sans pénalité significative (<0,5 dB) après le passage dans le filtre. Ces résultats ont permis de valider cette brique de base et ont mené à la réalisation d'une nouvelle génération de composant. Nous avons dans un deuxième temps démontré pour la première fois un démultiplexage WDM à 100 Gbit/s NRZ sur quatre canaux à 25 Gbit/s dans des conditions systèmes en utilisant un filtre optique basé sur la technologie cristaux photoniques en semi-conducteurs III-V. Le démultiplexage de canaux sans erreur a été réalisé en utilisant un composant présentant 6 ports avec une très faible pénalité (<1 dB) liée à la diaphonie entre canaux. Ces résultats montrent le fort potentiel d'une telle technologie pour le traitement tout optique du signal avec un encombrement très faible.

Dans un troisième temps, nous avons abordé la commutation optique à l'aide d'une cavité CPh en GaAs obtenue à partir du changement d'indice lié à l'absorption à deux photons. Nous avons modélisé ce phénomène à l'aide de la théorie des modes couplés afin de comprendre les phénomènes mis en jeu et anticiper le comportement de la cavité pour les réalisations expérimentales ultérieures. Après avoir présenté l'échantillon étudié et la méthodologie expérimentale, nous avons démontré la commutation par le biais de mesures de contraste de modulation dans une configuration pompe/sonde. Cependant, les démonstrations expérimentales ont vite été limitées par la mise en évidence d'un processus de dégradation du matériau lié à de l'oxydation photo-induite menant à un décalage irréversible de la résonance de la cavité. Nous avons alors présenté différentes solutions alternatives, dont une solution hybride alliant les semi-conducteurs III-V et le silicium qui est présenté dans le chapitre suivant.

Chapitre 5

Structure hybride III-V sur silicium pour le traitement tout-optique du signal

Au cours des dernières décennies, les dispositifs optiques ont joué un rôle crucial dans le domaine de l'information et des technologies de la communication, en proposant des solutions à large bande passante pour le transport de données sur de longues distances. Une attention croissante est désormais consacrée à l'ordinateur optique et est principalement concentrée dans les applications d'interconnexion intra et inter puces [228, 229]. La convergence de l'optique et de l'électronique au niveau de la puce est une nécessité pour les processeurs de prochaine génération. Les questions qui doivent être abordées sont l'envoi rapide et le tri d'énormes quantités d'informations au sein de composants ayant de très petites surfaces et surtout avec une consommation de puissance réduite [230]. Ainsi, les circuits photoniques devraient être construits à partir d'éléments capables de maîtriser parfaitement la propagation de la lumière pour réaliser des fonctions passives, telles que le guidage et le filtrage ou des éléments dédiés à des fonctions actives telles que l'émission, la détection, l'amplification, la commutation et une multitude d'autres fonctions capables de manipuler l'information optique à volonté.

Il est très peu probable qu'une seule classe de matériau puisse complètement répondre à tous les besoins. La photonique sur silicium, renforcée par des fonctions optiques à base de matériaux III-V, est considérée comme l'une des technologies clés combinant le meilleur des deux matériaux conduisant à une plateforme photonique hybride très polyvalente qui ouvre la voie à l'intégration photonique grande échelle [231]. En effet, la transparence du silicium aux longueurs d'onde des télécommunications ainsi que son fort contraste d'indice avec de la silice permettent la fabrication de guides d'ondes monomodes très compacts à faibles pertes ($\approx 2\text{dB/cm}$) [232, 233], qui peuvent être utilisés pour acheminer les informations à travers un circuit. Par ailleurs, la technologie de fabrication CMOS rend possible l'intégration à grande échelle de dispositifs fonctionnels optiques, y compris l'in-

tégration avec des composants électroniques complexes. Toutefois, en raison de la bande indirecte du silicium, ce matériau n'est pas le plus adapté pour l'émission de lumière. La largeur de la bande interdite directe des matériaux III-V rend possible et efficace l'émission stimulée, ce qui permet la fabrication de lasers, d'amplificateurs, de détecteurs et de modulateurs. Ces matériaux permettent d'obtenir des structures de bande électronique sur mesure en ajustant leur composition pour former des alliages appropriés. Des transitions radiatives peuvent ainsi être obtenues à la longueur d'onde désirée, allant de $0,4 \mu\text{m}$ à $20 \mu\text{m}$.

L'intégration hétérogène des semi-conducteurs III-V sur des guides d'ondes silicium sur isolant a récemment permis la réalisation de sources laser [234, 235, 236, 237, 238, 239], d'amplificateurs [240], de modulateurs [241, 242] et de fonctions optiques de traitement du signal [18, 16, 17], chacun d'eux présentant des résultats très intéressants pour l'intégration photonique avec l'électronique.

Après avoir introduit l'intérêt de la technologie hybride, nous allons maintenant présenter plus en détails la structure sur laquelle nous avons travaillé.

5.1 Nanocavités à cristaux photoniques III-V sur SOI

5.1.1 Silicium sur isolant

Le Silicium Sur Isolant (en anglais : *SOI* ou *Silicon On Insulator*), historiquement développé pour l'industrie microélectronique, est une structure constituée d'un empilement d'une couche de silicium (de 50 nm à quelques micromètres d'épaisseur) sur une couche d'isolant [243]. Cet isolant peut être du saphir, de l'air ou du dioxyde de silicium, comme dans notre cas. D'un point de vue purement microélectronique, l'utilisation du SOI présente un certain nombre d'avantages par rapport aux technologies sur substrat silicium [244, 245].

Outre leurs intérêts pour la microélectronique, les substrats SOI présentent des avantages pour le développement de la microphotonique sur silicium. La grande différence d'indices de réfraction entre la silice et le silicium permet un confinement vertical de la lumière et un guidage de celle-ci dans la couche de silicium monocristallin qui est transparente aux longueurs d'onde des télécommunications optiques ($> 1,1 \mu\text{m}$).

Par ailleurs, cette grande différence d'indice ($\Delta n \cong 2$) entre silicium et silice permet la réalisation de guides d'ondes de dimensions latérales inférieures au micromètre, avec de très faibles pertes de propagation. Cependant, une condition impérative est que les substrats SOI aient une épaisseur de silice enterrée suffisante pour que la lumière guidée ne fuit pas vers le substrat au travers de cette couche.

5.1.2 L'échantillon étudié

La structure, conçue et fabriquée au CNRS-LPN, est composée de deux niveaux optiques : le premier est un guide d'onde monomode silicium et le second est une nano-cavité CPh en matériau InP (figure 5.1). La fabrication de la structure hybride repose sur le collage à l'aide du benzocyclobutène (BCB). Les deux niveaux sont donc séparés par une couche de bas indice (silice + benzocyclobutène) qui permet de conserver le confinement vertical à l'intérieur du guide SOI et de la cavité CPh par le biais de la différence d'indice. Par rapport à une couche de bas indice uniquement composée de BCB, cette configuration permet un meilleur contrôle de la séparation InP/SOI, mais aussi une amélioration de la dissipation thermique car la silice a une conductivité thermique trois fois supérieure à celle BCB. Le couplage optique, mesuré à hauteur de 90% entre les deux niveaux [234], est assuré par la pénétration du champ évanescent du mode optique dans l'autre niveau. La nano-cavité

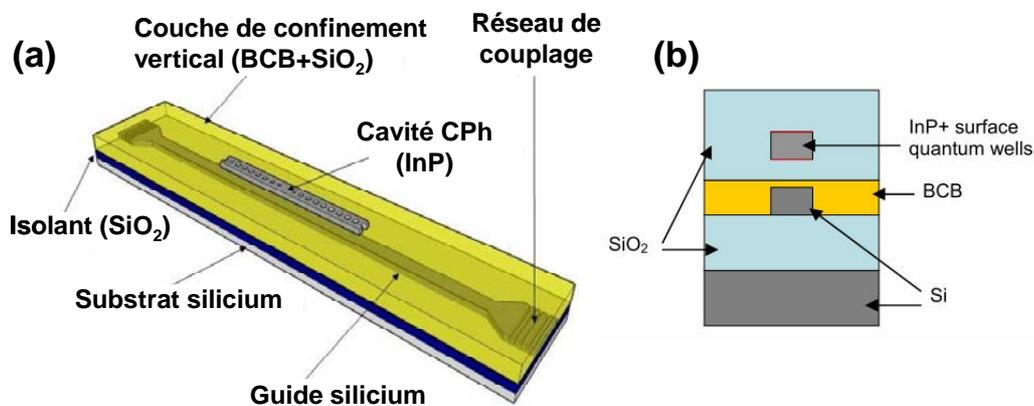


Figure 5.1 – Structure hybride InP/SOI : (a) schéma 3D de principe, (b) coupe transversale.

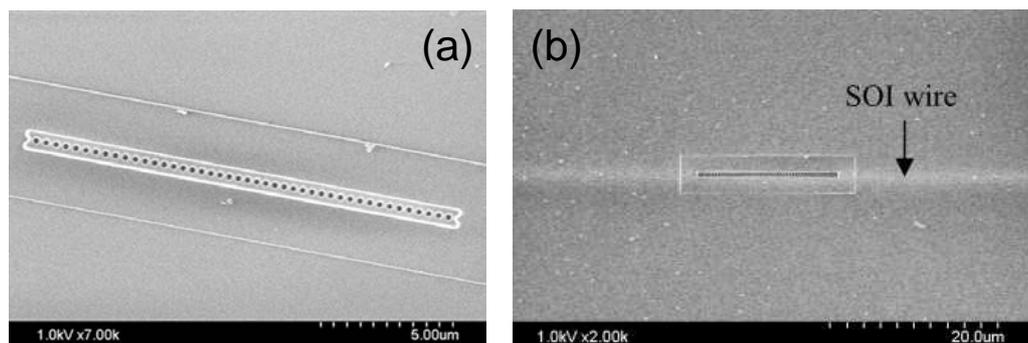


Figure 5.2 – Visualisation au MEB de la cavité fil InP (source LPN).

étudiée est une cavité «fil» ou encore appelée cavité «nanobeam» [246] (figure 5.2(a)). C'est une cavité Fabry-Perot (ISL 29nm) qui est formée en réalisant des trous dans un guide fil InP (600 nm x 260 nm x 15 µm) et sur lequel on fait croître sur chaque surface horizontale un simple puit quantique InGaAs (8 nm). La cavité est ensuite totalement encapsulée dans de la silice dans le but d'augmenter la dissipation de chaleur qui entrave habituellement

le fonctionnement à des débits élevés (figure 5.1(b)), comme nous avons pu le voir dans les chapitres précédents. Le design de la cavité est basé sur l'utilisation de l'apodisation gaussienne du champ électromagnétique au sein de la cavité [247], offrant ainsi la possibilité d'obtenir des facteurs de qualité très élevés, dépassant les 10^6 avec des longueurs d'onde proches de $1,55 \mu\text{m}$, là où le bord de bande d'absorption des puits quantiques est positionné. Enfin, des coupleurs à réseau sont gravés à chaque extrémité du guide silicium pour permettre le couplage vertical avec des fibres monomodes standard [248]. Le lecteur pourra trouver plus de détails sur un composant similaire dans [234].

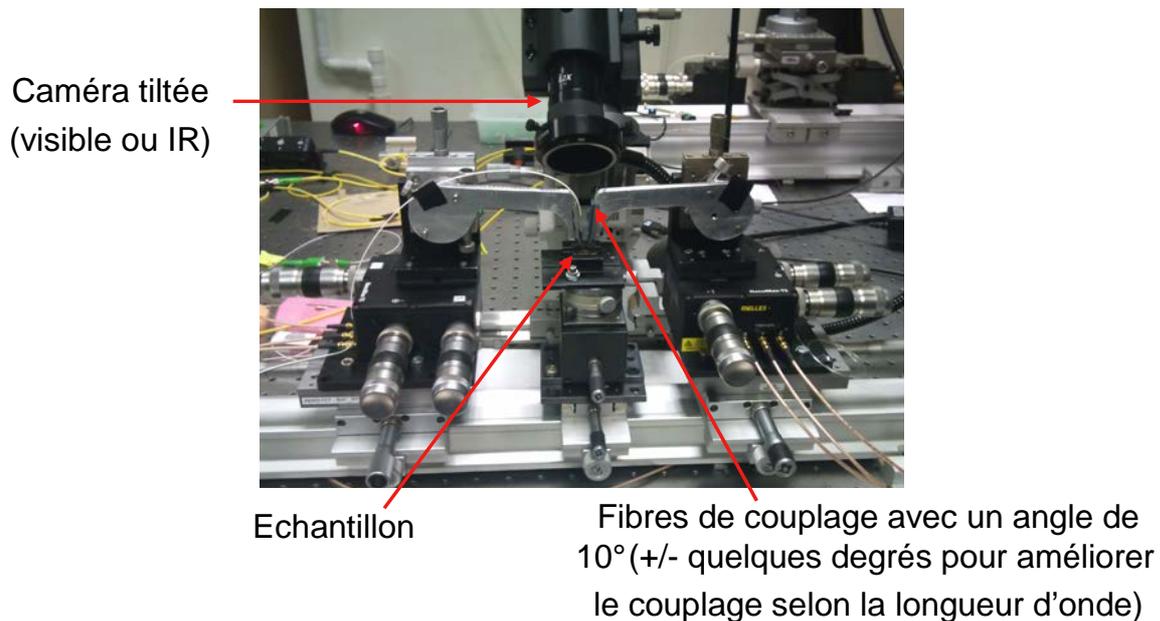


Figure 5.3 – Banc de manipulation mis en place.

Un banc expérimental, visible sur la figure 5.3, a été mis en place afin de pouvoir travailler sur ces échantillons. Comme expliqué précédemment, le couplage se fait par la verticale par le biais des réseaux. L'angle initial est de 10° pour un couplage optimal à 1550 nm . Il peut être ajusté pour favoriser le couplage plutôt sur les basses ou sur les hautes longueurs d'onde de la zone de travail (1520nm - 1600nm). Les fibres de couplage sont disposées sur des platines de translation Melles Griot Nanomax-TS (modèle 17MAX302) avec des contrôleurs piezo-électriques (Thorlabs modèle MDT 693A) ayant un pas minimal de 300 nm qui ont été ajoutés de manière à faciliter l'alignement des fibres micro-lentillées pour le couplage dans les échantillons. Un système d'objectifs ($\times 12$) a été installé accompagné d'une caméra dans le spectre visible Sony (modèle XCD SX90, résolution 1280×960 pixels, 30 images/s) et d'une caméra infrarouge Hamamatsu (capteur InGaAs, modèle C10633, résolution 320×256 pixels, 50 images/s). Le système est tilté afin de ne pas être gêné par les supports de fibres pour la visualisation.

5.2 La commutation optique à l'aide d'une cavité CPh

La commutation est obtenue en induisant un changement de l'indice de réfraction au sein du matériau III-V en augmentant la puissance d'un signal de contrôle (ici la pompe). En effet, la pompe est directement absorbée par les puits quantiques en surface, induisant ainsi une modification de la densité de porteurs. Il en résulte une modification de l'indice de réfraction et donc de la longueur d'onde de résonance de la cavité. C'est le principe qui a été expliqué dans la partie 4.2.1, sauf que dans ce cas, ce n'est pas l'absorption à deux photons qui crée les porteurs mais l'absorption à un photon. Des recombinaisons de porteurs ultra-rapides sont attendues en raison de l'amélioration des recombinaisons non-radiatives de surface obtenues en plaçant les puits quantiques à la surface de la structure et en réalisant le matériau avec des dimensions plus courtes que la longueur de diffusion des porteurs.

La figure 5.4 montre le principe de commutation *on* et *off*. Pour avoir une commutation *on*, c'est-à-dire mesurer un contraste positif, il est nécessaire de placer la sonde au creux de la résonance. Lorsqu'il y a une impulsion de pompe, il y a une modification de la densité de porteurs qui va engendrer une modification de l'indice de réfraction et ainsi un décalage de la résonance vers les basses longueurs d'onde. Comme schématisé sur la figure 5.4, la sonde va alors subir une augmentation de sa transmission. Lorsque l'impulsion est passée la résonance va retrouver sa position d'équilibre après un certain temps qui est lié à la recombinaison des porteurs. Si la sonde est au contraire placée à une longueur d'onde légèrement plus basse que la résonance de la cavité, sa transmission est donc forte comme on peut le constater sur la figure 5.4. Lorsque la cavité va se décaler, la sonde perdra alors en transmission et sera modulée avec un contraste négatif. Au fil du train d'impulsions, la sonde peut donc être modulée avec un contraste positif ou négatif selon sa position par rapport à la résonance.

Après avoir rappelé le principe de la commutation, nous allons présenter la caractérisation statique du composant étudié. La figure 5.5 montre les courbes de transmission typiques de cette structure pour une puissance de transmission faible (pas de commutation) en mode TE. Dans la gamme spectrale considérée, deux résonances sont mesurées pour cet échantillon : la première à 1549 nm et la seconde à 1579 nm, l'espacement entre elles correspondant à l'intervalle spectral libre de la cavité Fabry-Perot. Les pertes d'insertion résultent principalement des pertes de couplage, car comme montré dans [234], le couplage du guide à la cavité est de 90%. Les pertes de couplage évoluent entre 5 dB et 10 dB par face, comme indiqué sur la figure 5.5. Etant donné le principe du couplage par réseau utilisé, comme présenté dans [248], l'efficacité de couplage va varier en fonction de la longueur d'onde et surtout en fonction de l'angle d'incidence et de la distance de travail de la fibre de couplage. Un couplage efficace est obtenu pour une distance de travail inférieure à $50\mu\text{m}$. Le réseau est conçu pour avoir un couplage optimal autour de 1550 nm, avec un couplage $> 30\%$ sur ± 20 nm autour de la longueur d'onde centrale. Le décalage

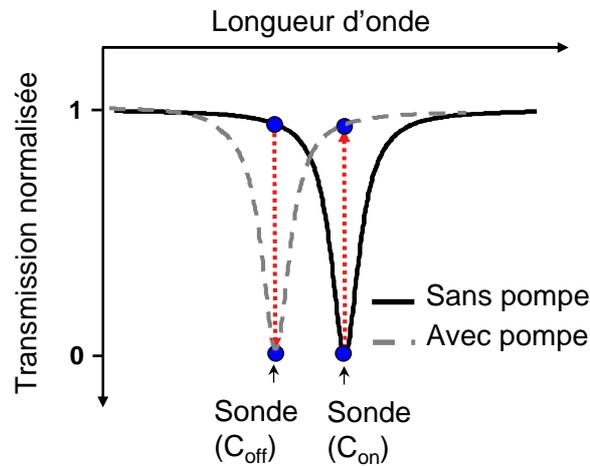


Figure 5.4 – Schéma de principe de la commutation *on* et *off*

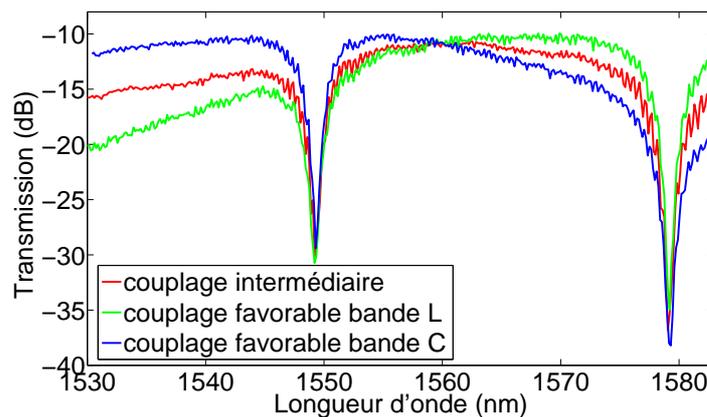


Figure 5.5 – Courbes de transmission de la puce hybride en fonction de l'angle de couplage (rés. : 0,15 nm)

de la longueur d'onde centrale est approximativement de 9 nm par degré, avec un angle optimal fixé à 10° par rapport à la normale au plan du guide. Pour les expériences ultérieures, l'angle de couplage a été optimisé pour favoriser le couplage sur l'une ou l'autre des résonances en bande C ou en bande L selon les besoins expérimentaux. En effet, la commutation de la cavité peut être obtenue en excitant (pompe) de manière indifférente l'une ou l'autre des deux résonances.

Nous allons par la suite procéder à la caractérisation dynamique du composant. Deux types d'expériences pompe/sonde en co-propagation et à deux couleurs ont été réalisées afin de mesurer le temps de réponse de la cavité et le contraste de modulation. Le schéma expérimental est présenté sur la figure 5.6. Le signal de pompe est un signal impulsionnel dont le taux de répétition peut être modifié afin d'augmenter la puissance crête des impul-

sions, de manière similaire à ce qui a été détaillé dans la partie 3.3.2. Le signal de pompe est contrôlé en polarisation puis amplifié. Sa puissance est contrôlable par le biais d'un atténuateur variable. Ce signal est ensuite couplé au signal de sonde qui est issu d'une source continue accordable, elle-même contrôlée en polarisation. Cette combinaison de signaux est couplée dans le guide par le biais du réseau situé en extrémité de guide. Les signaux issus du coupleur à réseau de sortie sont ensuite filtrés afin d'extraire le signal de sonde modulé. Ce signal de sonde est ensuite amplifié avant d'être analysé par le biais d'un oscilloscope et d'un analyseur de spectre optique.

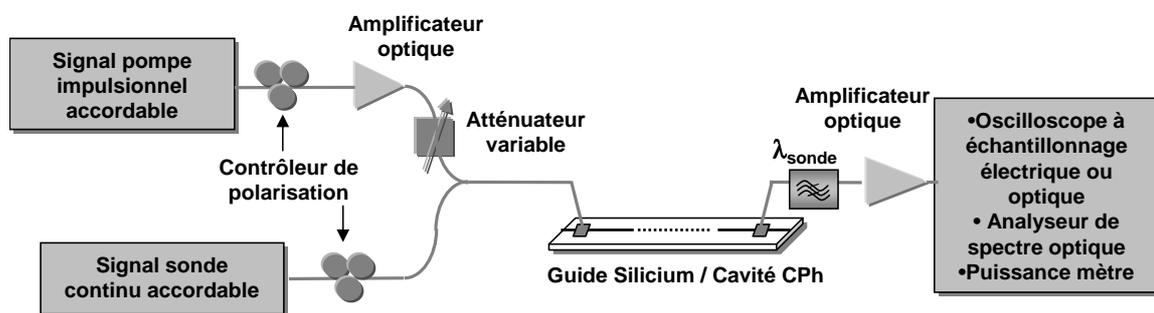


Figure 5.6 – Schéma expérimental de la configuration pompe/sonde.

Dans un premier temps, nous présenterons la mesure du temps de réponse de la cavité réalisée à l'aide d'une pompe émettant des impulsions picosecondes et d'un oscilloscope à échantillonnage optique. Dans un second temps, nous étudierons la commutation par le biais de mesures de contraste de modulation dans différentes configurations de position et de puissance des signaux.

5.2.1 Mesure du temps de réponse

Dans le but de déterminer le temps de réponse de la cavité, un laser à modes bloqués travaillant à 10 GHz et générant des impulsions de 3 ps, après filtrage, a été utilisé en tant que signal de pompe. Le taux de répétition a été diminué à 500 MHz (en utilisant un modulateur externe) dans le but d'atteindre des puissances crêtes plus importantes pour une même puissance moyenne. La technique utilisée est celle décrite dans les chapitres précédents. Le signal sonde est continu et accordable. Dans cette expérience pompe/sonde, les deux signaux sont localisés autour de la première résonance (en bande C). Ceci est dû au fait que ni l'oscilloscope à échantillonnage optique que nous utilisons pour la mesure, ni le laser impulsionnel ne peuvent fonctionner en bande L (là où la deuxième résonance est localisée). La longueur d'onde du signal de pompe est placée 1,2 nm après la résonance afin de ne pas atteindre l'oscilloscope lors du filtrage de la sonde en sortie. En effet, si la longueur d'onde de pompe est placée juste avant la résonance, c'est-à-dire de manière op-

timale pour le pompage car la longueur d'onde de résonance de la cavité va se rapprocher de la longueur d'onde du signal de pompe et donc renforcer l'effet de la pompe, nous ne pourrions filtrer efficacement les signaux afin d'observer proprement le signal de sonde, en raison d'un désaccord spectral trop petit. Le facteur de qualité de la cavité utilisée est d'environ 600. D'après la relation 5-1 avec τ le temps de vie du photon dans la cavité, Q le facteur de qualité et ω la fréquence de résonance, le temps de vie du photon dans la cavité estimé à 1 ps ne va pas influencer sur la mesure du temps de réponse de la cavité.

$$Q = \frac{\omega\tau}{2} \quad (5-1)$$

La puissance du signal de pompe est fixée à 15 dBm avant couplage soit environ 300 mW crête couplés, afin de créer le décalage dynamique de la résonance. Les contrastes mesurés sont de l'ordre de la dizaine de décibels. La sonde modulée au travers du composant est mesurée avec un oscilloscope, ayant une résolution temporelle de 1 ps. Le signal est montré sur le figure 5.7, où T est la transmission du signal et T_0 la transmission sans signal de pompe. Comme expliqué précédemment, nous obtenons un contraste positif (commutation *on*) ou négatif (commutation *off*) selon la position de la sonde par rapport à la résonance.

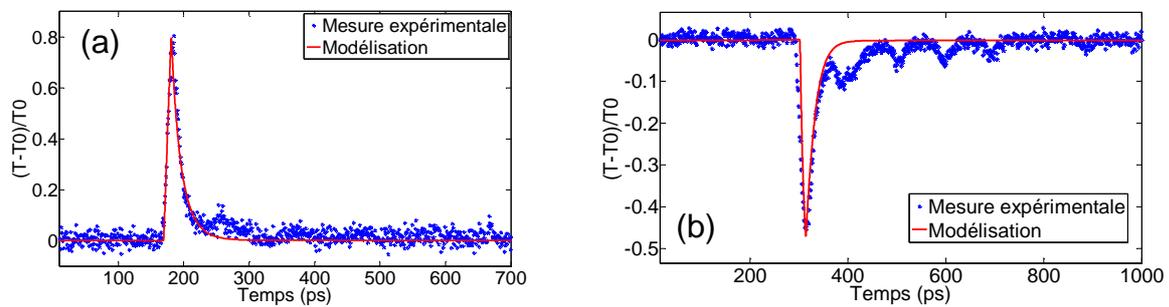


Figure 5.7 – Réponse temporelle de la cavité : (a) pour un contraste positif (*on*) et (b) pour un contraste négatif (*off*).

Le temps de réponse est déduit en utilisant un modèle de densité de porteurs à deux niveaux et en considérant une seule constante de temps dans une première approximation. Sur la figure 5.7, nous constatons un bon accord entre l'évolution temporelle obtenue avec le modèle à une seule constante de temps et la mesure expérimentale. Un temps de recouvrement extrêmement rapide de 16 ps a ainsi été mesuré dans les deux types de commutation *on* et *off*. Nous pouvons remarquer que cette valeur est très proche des meilleurs résultats de l'état de l'art présentés dans les parties 1.2.1 et 1.3.1. Ce temps de réponse va nous permettre de travailler avec des signaux à haut débit comme nous le verrons par la suite.

5.2.2 Mesure du contraste de modulation

Pour la mesure du contraste de modulation, nous avons exploité la possibilité d'utiliser les deux résonances pour pomper et sonder (insert sur figure 5.9). En effet, comme nous l'avons expliqué précédemment, l'utilisation d'une résonance implique des contraintes de filtrage en sortie de composant étant donné le désaccord spectral trop faible entre pompe et sonde. Cette contrainte est levée en utilisant deux résonances de la cavité. Nous pouvons ainsi optimiser le pompage sur une résonance et modifier la longueur d'onde de la sonde afin d'observer l'évolution du contraste de modulation. Contrairement à l'expérience précédente, nous n'utilisons pas ici le laser à modes bloqués avec des impulsions picosecondes. En effet, de par son principe de fonctionnement (cavité externe, absorbant saturable...), ce laser est difficilement accordable de manière continue. Le signal de pompe utilisé ici est un train d'impulsions, de durée 100 ps, généré par un laser continu accordable modulé par un modulateur externe à 10 Gbit/s. Le taux de répétition a ensuite été divisé par un facteur 20, selon la technique déjà présentée, afin de diminuer le taux de répétition à 500 MHz.

Lorsque nous observons un contraste de modulation sur la sonde, le contraste est déduit des mesures effectuées, comme indiqué sur la figure 5.8, par l'équation 5-2 :

$$C_{dB} = 10 \cdot \log \left[\frac{V_{ON} - V_0}{V_{OFF} - V_0} \right] \quad (5-2)$$

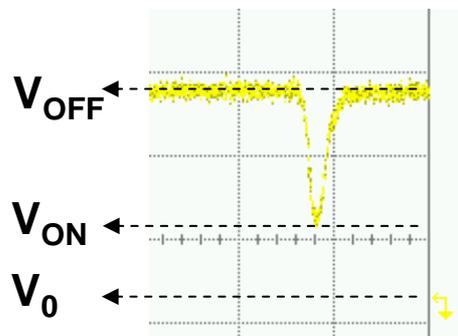


Figure 5.8 – Mesure de contraste de modulation effectuée à l'oscilloscope.

En plaçant la sonde au niveau de la deuxième résonance (autour de 1569 nm) et la pompe au niveau de la première (autour de 1540 nm), nous avons obtenu un contraste négatif maximum légèrement supérieur à -11 dB avec environ 20 mW de puissance crête couplée. Il est à noter que ce contraste de modulation est obtenu pour différentes positions du signal de pompe autour de la longueur d'onde de résonance sur une plage légèrement supérieure à 2 nm (figure 5.9). Ceci indique une relativement bonne tolérance à la longueur d'onde du signal de pompe.

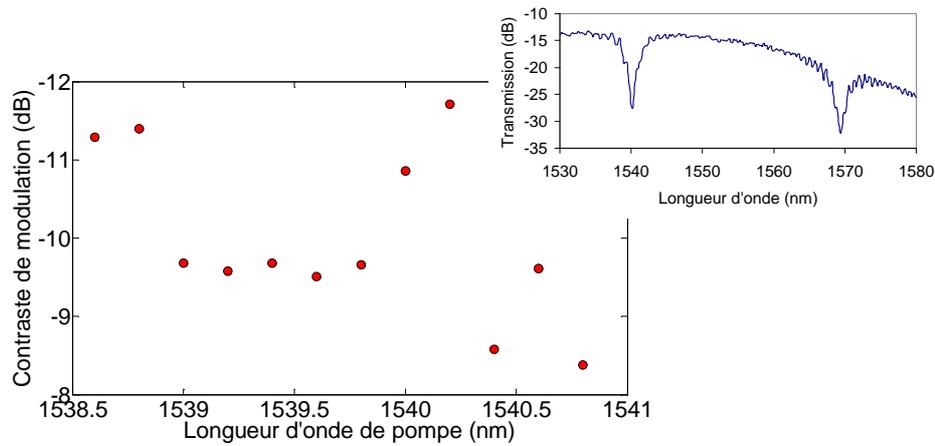


Figure 5.9 – Mesure du contraste de modulation obtenu pour différentes positions du signal de pompe autour de la longueur d’onde de résonance pour une puissance crête couplée de 18 mW. Insert : transmission de la cavité utilisée.

La figure 5.10 indique les mesures de contraste effectuées en fonction de la puissance du signal de pompe (placé à 1539 nm). La valeur maximum de contraste est obtenue en ajustant la position du signal de sonde en fonction de la puissance du signal de pompe (0 dBm de puissance moyenne correspond à 13 dBm de puissance crête). Nous constatons que le contraste augmente en fonction de la puissance du signal de pompe. En effet, plus le signal de pompe est fort, plus il crée de porteurs et donc plus il décale la fréquence de la cavité, menant par conséquent à des valeurs de contraste plus élevées.

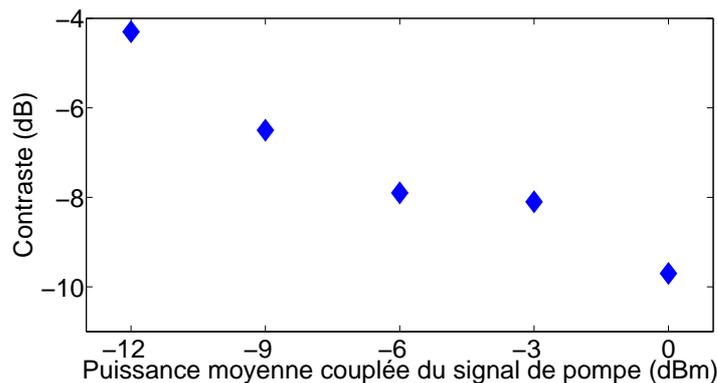


Figure 5.10 – Evolution du contraste de modulation en fonction de la puissance du signal de pompe.

Sur une autre cavité (courbe de transmission sur la figure 5.11(a)), nous avons étudié l’évolution du contraste en fonction de la longueur d’onde de sonde. Pour cela, nous avons modifié la position de la sonde et mesuré pour chaque position le contraste de modulation

obtenu, et ce pour une puissance du signal de pompe donnée (1 mW moyen correspondant à 20 mW crête couplé). La figure 5.11(b) présente les résultats obtenus.

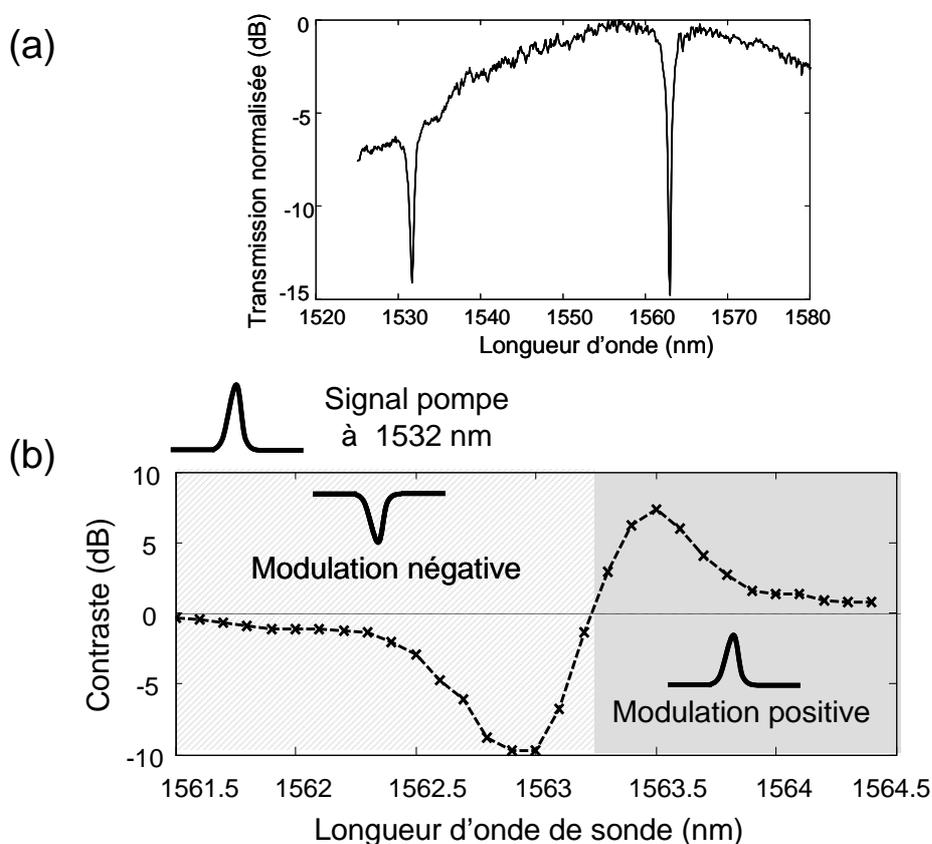


Figure 5.11 – Evolution du contraste de modulation en fonction de la position du signal de sonde (b) et transmission de la cavité associée (a).

Nous observons bien deux zones de contrastes (positif et négatif) en fonction de la position relative de la sonde par rapport à la résonance. Malgré le caractère apparemment symétrique de la courbe, nous pouvons remarquer que le contraste positif maximum est inférieur au contraste négatif maximum. Nous apporterons des explications sur cette observation par des simulations dans la partie 5.4.

À l'aide des données de la figure 5.11(b), nous pouvons estimer le décalage dynamique de la résonance à environ 0,6 nm. En effet, le contraste positif maximum est obtenu lorsque le signal de sonde est placé juste au creux de la résonance statique, que nous pouvons estimer à 1563,5 nm. Le contraste négatif maximum est obtenu lorsque la longueur d'onde du signal de sonde correspond à un désaccord spectral égal au décalage dynamique, afin de subir la plus forte chute de transmission. Or, le contraste négatif maximum est obtenu pour un signal de sonde placé à 1562,9 nm. Nous pouvons donc en déduire que le décalage dynamique vers les basses longueurs d'onde lié à la création de porteurs est de 0,6 nm. Nous appuierons cette analyse à l'aide de simulation dans la partie 5.4.

La fonctionnalité de ce composant a ensuite été testée dans des expériences systèmes.

En effet, nous venons de voir qu'il est possible d'atteindre des niveaux de contraste de modulation intéressants avec des temps de recouvrement très rapides. Nous proposons ici de réaliser des fonctions de traitement du signal par le biais de cette cavité InP sur silicium. La première fonction est une conversion de longueur d'onde à haute cadence et la seconde est une fonction de limiteur de puissance.

5.3 Fonctions de traitement du signal réalisées en technologie hybride

Deux fonctions ont été proposées et testées, à savoir la conversion de longueur d'onde et le limiteur de puissance dont les principes sont schématisés par la suite sur les figures 5.12 et 5.13.

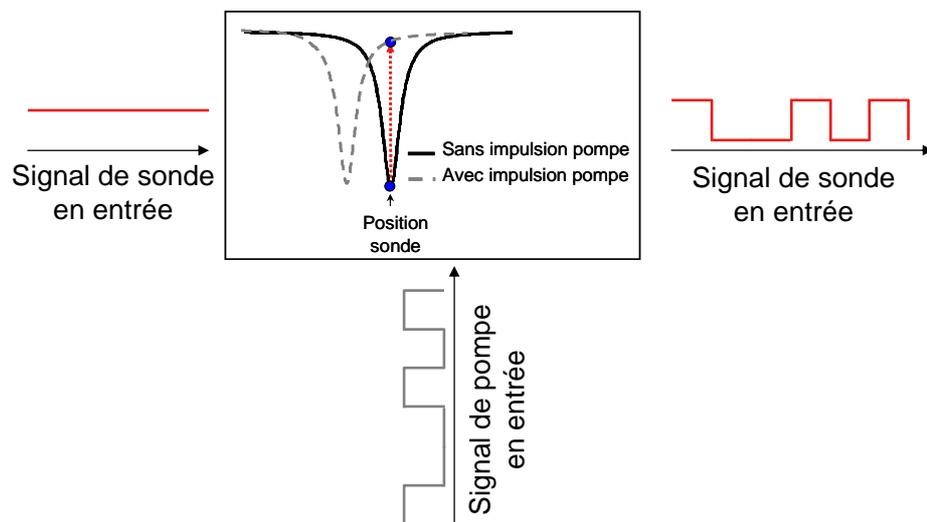


Figure 5.12 – Principe de la conversion de longueur d'onde.

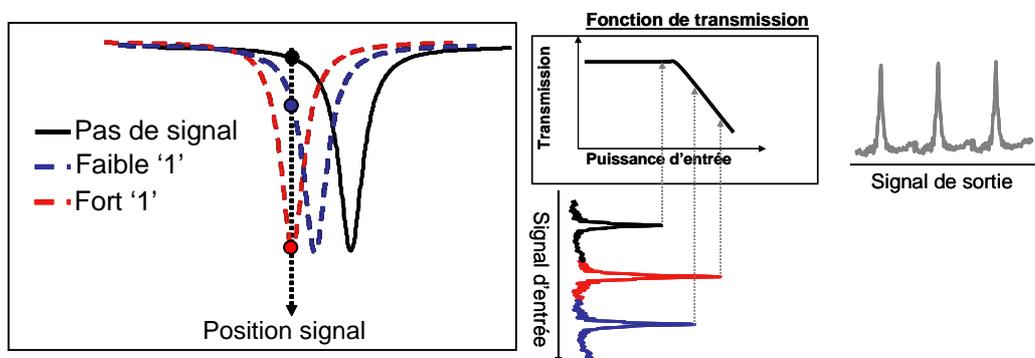


Figure 5.13 – Principe du limiteur de puissance.

Dans le cas de la conversion de longueur d'onde, quand la résonance se décale dynamiquement vers le bleu sous l'action de l'impulsion du signal de pompe, la transmission de la sonde augmente, «recopiant» ainsi le signal à la longueur d'onde de la sonde, car une impulsion correspond à un «1» et l'absence d'impulsion correspond à un «0».

Dans le cas de la fonction de limiteur de puissance, le signal entrant va lui-même faire commuter la transmission de la cavité. Le décalage de la résonance va dépendre de la puissance crête de l'impulsion. Les forts niveaux de puissance engendrent un plus fort décalage de la résonance que les faibles niveaux de puissance comme indiqué sur la figure 5.13. Ainsi, en plaçant le signal à une longueur d'onde légèrement inférieure à la longueur d'onde de résonance, les niveaux forts de puissance seront moins transmis que les plus faibles niveaux de puissance, limitant les fluctuations d'intensité du signal.

5.3.1 Conversion de longueur d'onde

Dans cette expérience, une séquence PRBS ($2^7 - 1$ bits) NRZ à 10 Gbit/s est utilisée en tant que signal de pompe et ce signal est placé au niveau de la seconde résonance comme indiqué sur la figure 5.14. Un signal continu est utilisé pour la sonde et placé au niveau de

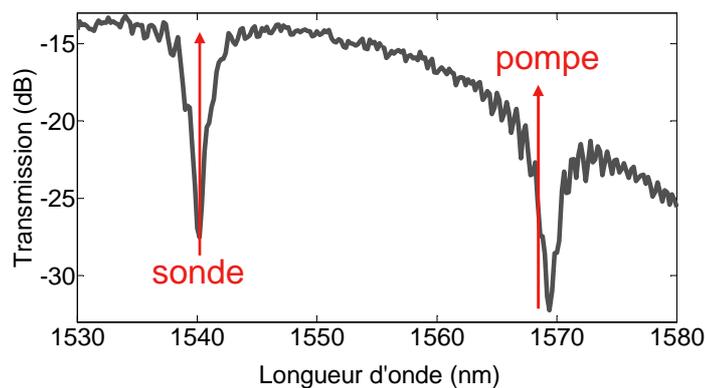


Figure 5.14 – Courbe de transmission de la cavité utilisée pour la conversion de longueur d'onde à 10 Gbit/s.

la première résonance où le couplage est optimisé, dans le but de favoriser la transmission de la sonde et ainsi favoriser en réception le rapport signal à bruit du signal converti. La sonde est placée au creux de la résonance, de manière à obtenir un contraste positif. Il est à noter que cette expérience a été réalisée préalablement aux expériences, sur l'évolution du contraste en fonction de la longueur d'onde de sonde, montrant que la configuration en contraste négatif était plus favorable. Nous obtenons un diagramme de l'œil converti clairement ouvert (figure 5.15), avec un taux d'extinction de 3,7 dB, pour une puissance crête de pompe couplée utile de 6 mW, étant donné la faible transmission. Il est à noter que cette puissance correspond à la puissance moyenne maximale disponible avant couplage de 17 dBm. La mesure du taux d'erreur binaire montre une conversion sans erreur du

signal (cercles rouges). Cependant, une pénalité de 4 dB est mesurée pour un TEB de 10^{-9}

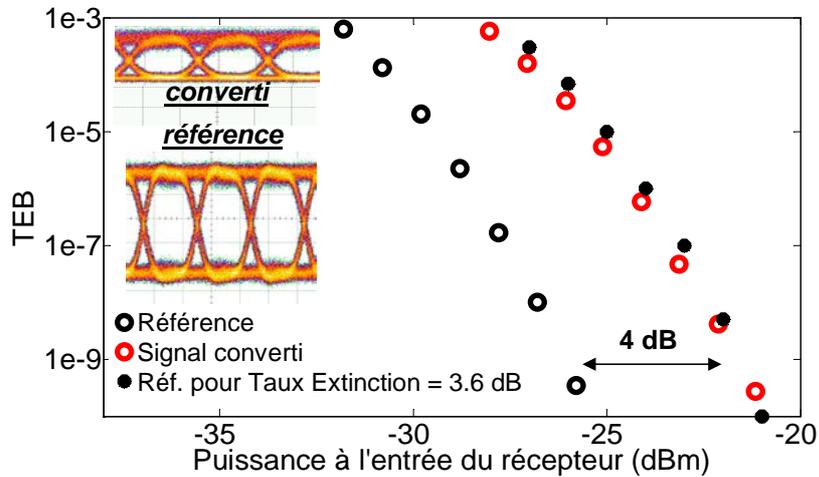


Figure 5.15 – Mesure du TEB pour un signal converti à 10 Gbit/s.

en raison du faible taux d'extinction du signal converti. Ceci est confirmé par la mesure du taux d'erreur en configuration back to back avec un taux d'extinction dégradé à 3,6 dB (étoiles noires), la dégradation étant obtenue en modifiant la tension de polarisation du modulateur.

Après cette démonstration encourageante de conversion à 10 Gbit/s et à la vue du temps de réponse de 16 ps mesuré précédemment, nous avons tenté de réaliser une conversion à 20 Gbit/s.

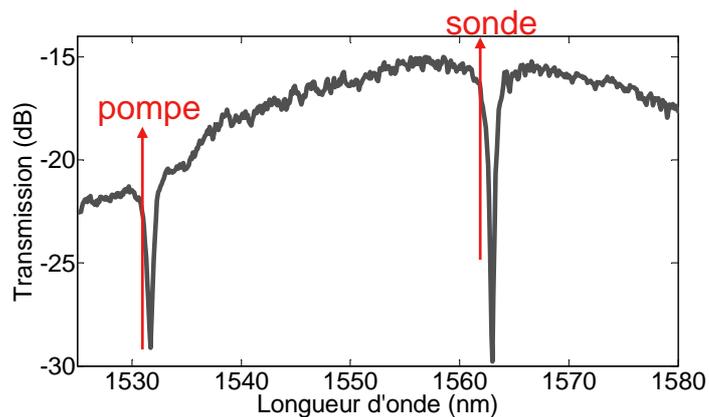


Figure 5.16 – Courbe de transmission de la cavité utilisée pour la conversion de longueur d'onde à 20 Gbit/s.

Pour réaliser ces expériences de conversion de longueur d'onde à 20 Gbit/s, nous avons utilisé une autre cavité, la précédente ayant été endommagée lors des expériences

réalisées précédemment. Nous avons alors réalisé une conversion de longueur d'onde à 20 Gbit/s d'un signal PRBS ($2^7 - 1$ bits) NRZ, dont les résultats apparaissent sur la figure 5.17. Nous avons utilisé ici une détection pré-amplifiée, afin d'augmenter la sensibilité en puissance sur le détecteur.

La courbe de transmission de la cavité utilisée est représentée sur la figure 5.16. Nous avons cette fois-ci tenté de pomper à la première résonance et sonder à la deuxième, afin de tester la faisabilité dans les deux cas. Le couplage a été modifié de manière à favoriser une meilleure transmission en bande L et donc optimiser le rapport signal à bruit du signal converti. Nous pouvons remarquer que les signaux sont placés de manière à réaliser cette conversion de longueur d'onde avec un contraste de modulation négatif, montrant ainsi que les deux types de modulation fonctionnent.

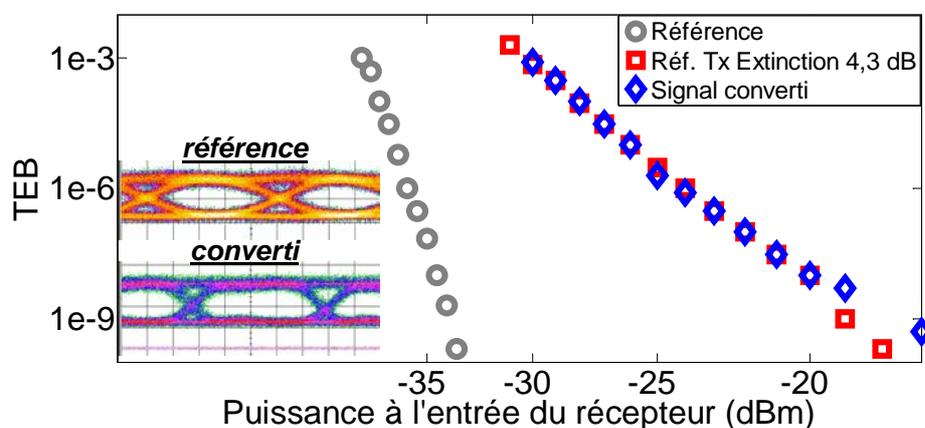


Figure 5.17 – Mesures de TEB pour un signal converti à 20 Gbit/s

Pour cette conversion, nous obtenons un diagramme de l'œil bien ouvert comme nous pouvons le constater sur la figure 5.17, avec un taux d'extinction de l'ordre de 4 dB pour une puissance crête couplée de la pompe de 9 mW. La mesure du taux d'erreur binaire montre une conversion sans erreur du signal (losanges bleus). Nous mesurons cependant une pénalité de 15 dB pour un TEB de 10^{-9} en raison d'une nouvelle fois du faible taux d'extinction du signal. Ceci est confirmé par la mesure du TEB en configuration back to back avec un taux d'extinction dégradé à 4,3 dB (carrés rouges), en modifiant la tension de polarisation du modulateur.

Toutes les expériences précédentes ont été réalisées avec une configuration expérimentale pompe/sonde à deux couleurs en considérant la transmission de la cavité. Cette configuration impose d'avoir un creux à la résonance vu par le signal de sonde. Si l'on souhaite que la résonance soit vue comme un «pic» de transmission par la sonde, il faut travailler en réflexion. Cette configuration pourrait permettre d'avoir une meilleure transmission du signal converti et notamment un meilleur rapport signal à bruit.

Nous avons donc testé une configuration pompe/sonde en observant le signal réflé-

chi par la cavité en plaçant un circulateur à l'entrée du composant. Cette configuration pourrait permettre d'améliorer la qualité du signal converti. En effet, la résonance de la cavité ne serait alors plus vue comme un «creux» mais comme un «pic». Le signal devrait avoir moins de pertes à la résonance qu'à l'extérieur de la résonance. Toutefois, cette configuration n'a pas été concluante. Comme le montre la courbe du signal réfléchi en figure 5.18, nous observons des interférences sur la courbe de transmission. Nous avons également testé cette configuration avec des fibres de couplage traitées anti-reflet mais nous observons néanmoins ces interférences (la transmission est plus faible étant donné l'utilisation de fibres traitées anti-reflet ayant un diamètre de mode plus petit que l'optimal des réseaux pour cette structure). D'après l'intervalle spectral libre mesuré et compris entre 0,8 et 1 nm, nous en déduisons une longueur de cavité dans le guide silicium comprise entre 350 et 430 μm . Malgré différentes analyses, nous n'avons pu localiser le problème et nous affranchir de cette contrainte ; il a donc été impossible d'utiliser une configuration en réflexion lors de nos expériences.

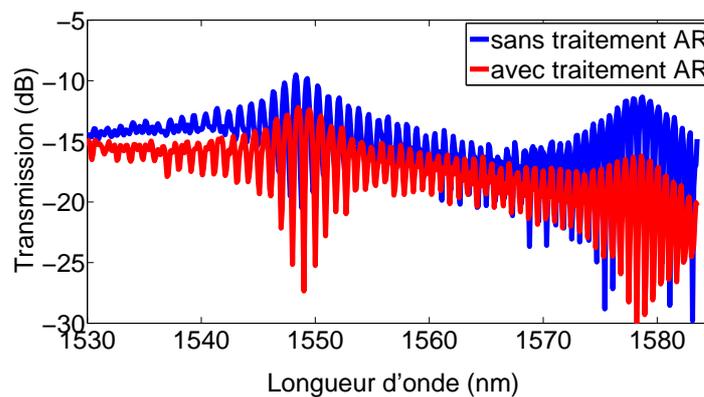


Figure 5.18 – Courbe de transmission d'une cavité en réflexion, avec ou sans traitement anti-reflet sur les fibres optiques de couplage.

Que ce soit pour la conversion de longueur d'onde à 10 ou 20 Gbit/s, nous sommes contraints d'optimiser le couplage de manière à avoir une meilleure transmission sur la sonde pour ne pas dégrader son rapport signal à bruit. Par conséquent, les très fortes pertes de couplage à la longueur d'onde de pompe rendent la pompe moins efficace pour la même puissance moyenne à l'entrée du composant (avant couplage). Toutefois, nous constatons que la conversion de longueur d'onde à haut débit est réalisable à puissance de pompe modérée (quelques milliwatts crête). Ces performances de conversion pourraient être améliorées par une meilleure optimisation de la structure pour l'application visée, c'est-à-dire obtenir un intervalle spectral libre de la cavité plus petit pour avoir les deux résonances sur la bande C et donc un couplage optimal pour les longueurs d'ondes de pompe et de sonde. Une alternative pourrait être de modifier le design afin d'obtenir un pic dans la transmission à la place d'un creux, ou coupler plusieurs cavités afin de dimi-

nuer le seuil de commutation. Néanmoins, dans la configuration actuelle, nous parvenons malgré tout à réaliser de la conversion de longueur d'onde sans erreur à très haut débit, démontrant ainsi le potentiel de cette technologie.

Après avoir démontré la conversion de longueur d'onde, nous nous sommes ensuite intéressés à une autre fonction, à savoir le limiteur de puissance.

5.3.2 Limiteur de puissance

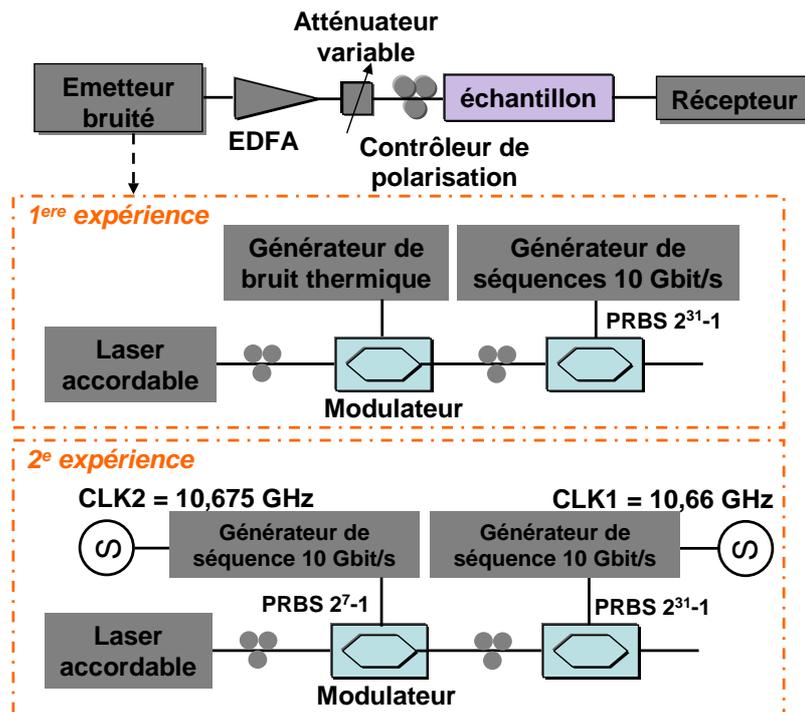


Figure 5.19 – Configurations expérimentales pour la démonstration du limiteur de puissance des sources de bruit ayant une bande passante de 1 GHz (1e expérience) et de 10 GHz (2e expérience)

Nous avons réalisé ici la fonction de limiteur de puissance par le biais de la technique d'automodulation, c'est-à-dire que le signal dégradé en entrée commande la commutation et subit cette dernière. La cavité utilisée pour cette expérience est celle dont la transmission est présentée sur la figure 5.14. Nous utilisons ici la première résonance située autour de 1540 nm.

Afin de tester le potentiel de cette fonction, nous avons généré artificiellement des fluctuations d'intensité sur un signal codé NRZ par deux méthodes différentes, comme montré sur la figure 5.19. Nous avons alors testé la réduction du bruit d'intensité sur une bande de 1 GHz. Une fois cette étape validée, nous avons dans un second temps augmenté la bande de bruit jusque 10 GHz. Comme indiqué sur la figure 5.19, cette source optique bruitée est ensuite modulée à 10 Gbit/s avec une séquence PRBS de $2^{31} - 1$ bits dans un second modulateur et est injectée ensuite dans le composant à une longueur d'onde légèrement

inférieure à la longueur d'onde de résonance (quelques dixièmes de nanomètres). Nous estimons la puissance crête couplée du signal à 1 mW.

5.3.2.1 Bruit sur 1 GHz de bande passante

Dans la première expérience, le bruit d'intensité est généré en utilisant un modulateur externe piloté par une diode de bruit ayant 1 GHz de bande passante (modèle NC1109A). Ce module produit un bruit blanc, donc par définition un bruit Gaussien. Le bruit d'intensité relatif de ce signal est modifié en ajustant la tension aux bornes de la diode de bruit.

Les valeurs du rapport signal à bruit électrique (SNR pour *Signal to Noise Ratio*) sont déduites des valeurs du niveau moyen et de la déviation standard mesurées à l'oscilloscope à échantillonnage électrique. Les mesures sont réalisées sur les histogrammes de répartition des niveaux '1' comme indiqué sur la figure 5.20, par la relation :

$$SNR = \left(\frac{I_1}{\sigma_1}\right)^2 \quad (5-3)$$

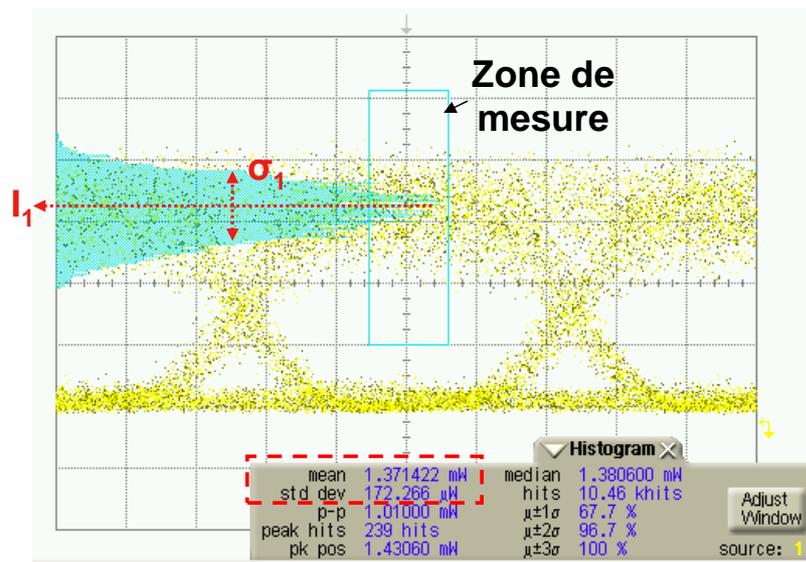


Figure 5.20 – Mesure de l'histogramme de bruit à l'oscilloscope à échantillonnage électrique.

L'évolution du SNR du signal en fonction de la tension est présentée sur la figure 5.21. Lorsque la tension aux bornes de la source de bruit est augmentée, le niveau de bruit sur les '1' augmente, dégradant ainsi le rapport signal à bruit du signal.

En visualisant les diagrammes de l'œil en entrée et en sortie de la cavité pour différentes tensions aux bornes de la diode de bruit sur la figure 5.22, nous pouvons constater

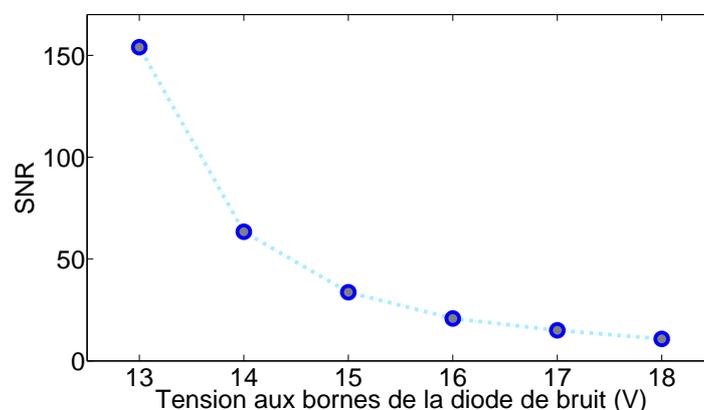


Figure 5.21 – Evolution du rapport signal à bruit du signal en fonction de la tension aux bornes de la diode de bruit

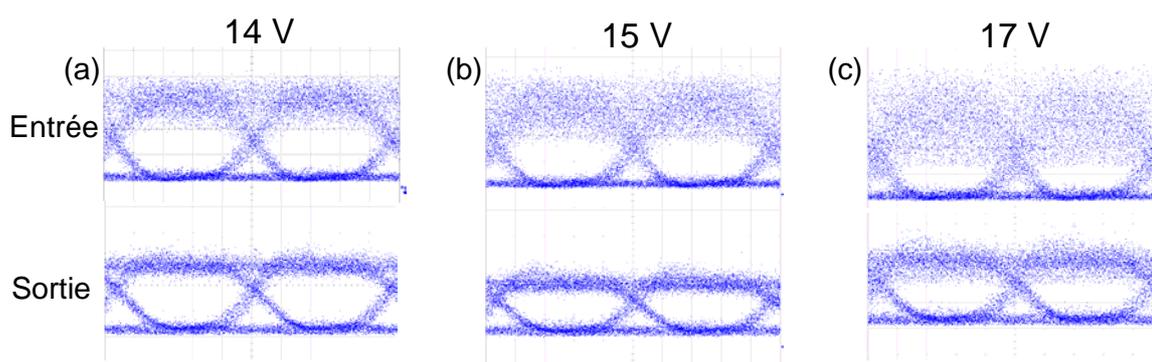


Figure 5.22 – Diagrammes de l'œil entrée/sortie pour différentes tensions aux bornes de la diode de bruit ayant une bande passante de 1 GHz : (a) 14 V, (b) 15 V, (c) 17 V.

une réduction du bruit d'intensité. En effet, le signal étant placé sur le flanc descendant de la résonance, les '1' peu bruités subissent une faible chute de transmission tandis que les '1' fortement bruités subissent une forte chute de transmission liée au décalage dynamique de la résonance, menant ainsi à la réduction du bruit d'intensité. La courbe du rapport signal à bruit électrique de sortie en fonction de celui d'entrée montre clairement sur la figure 5.23 une réduction du bruit étant donné qu'elle est localisée au-dessus de la courbe de pente 1. Nous constatons alors que la fonction de transmission est du type de celle présentée sur le schéma de principe du limiteur sur la figure 5.13.

En considérant la dérivée de la fonction de la courbe obtenue sur la figure 5.23, nous obtenons alors, en fonction du rapport signal à bruit d'entrée, la pente de la fonction de transfert de la porte optique non-linéaire que subit le signal d'entrée (figure 5.24). Pour des SNR fortement dégradés en entrée ($SNR_{entree} < 30$), la pente est supérieure à 5 ; puis

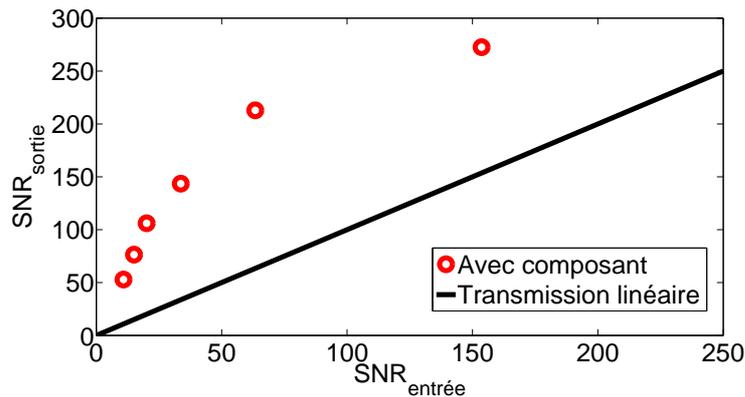


Figure 5.23 – Évolution du rapport signal à bruit de sortie en fonction de celui d'entrée.

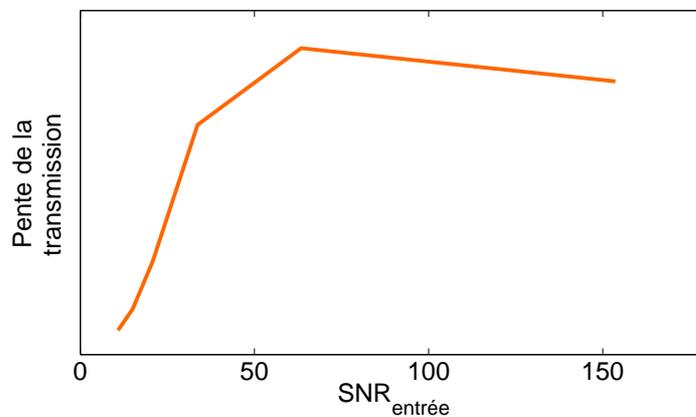


Figure 5.24 – Pente de la fonction de transmission de la porte optique non-linéaire obtenue pour la fonction limiteur en fonction du SNR du signal d'entrée.

elle devient légèrement inférieure à 3 pour un SNR d'entrée compris en 30 et 60, pour finir légèrement sous-linéaire pour un SNR en entrée faiblement dégradé ($SNR_{entrée} > 100$). Nous constatons que la pente est raide, pour de mauvais rapports signal à bruit (< 50). Cette pente est caractéristique de la transition de l'état limitant à l'état passant de la fonction de transmission. Cette pente nous indique le caractère discriminant de cette fonction de limiteur de puissance réalisée.

Nous avons également réalisé des mesures de TEB sur les signaux dégradés et régénérés. Ces mesures sont résumées sur la figure 5.25, avec les mesures de TEB pour le back to back (ronds bleus), pour le signal dégradé (losanges rouges) et pour le signal régénéré (étoiles vertes). Les mesures de TEB indiquent une nette amélioration de la qualité du signal. En effet, pour de forts bruits (figure 5.25 (c)) sans le composant, nous ne pouvons mesurer des TEB qu'autour de 10^{-3} pour une puissance de -10 dBm sur le récepteur. Tandis qu'après le composant, pour cette même puissance sur le récepteur, nous pouvons mesurer des TEB autour de 10^{-7} . Pour un bruit intermédiaire comme celui présenté sur la

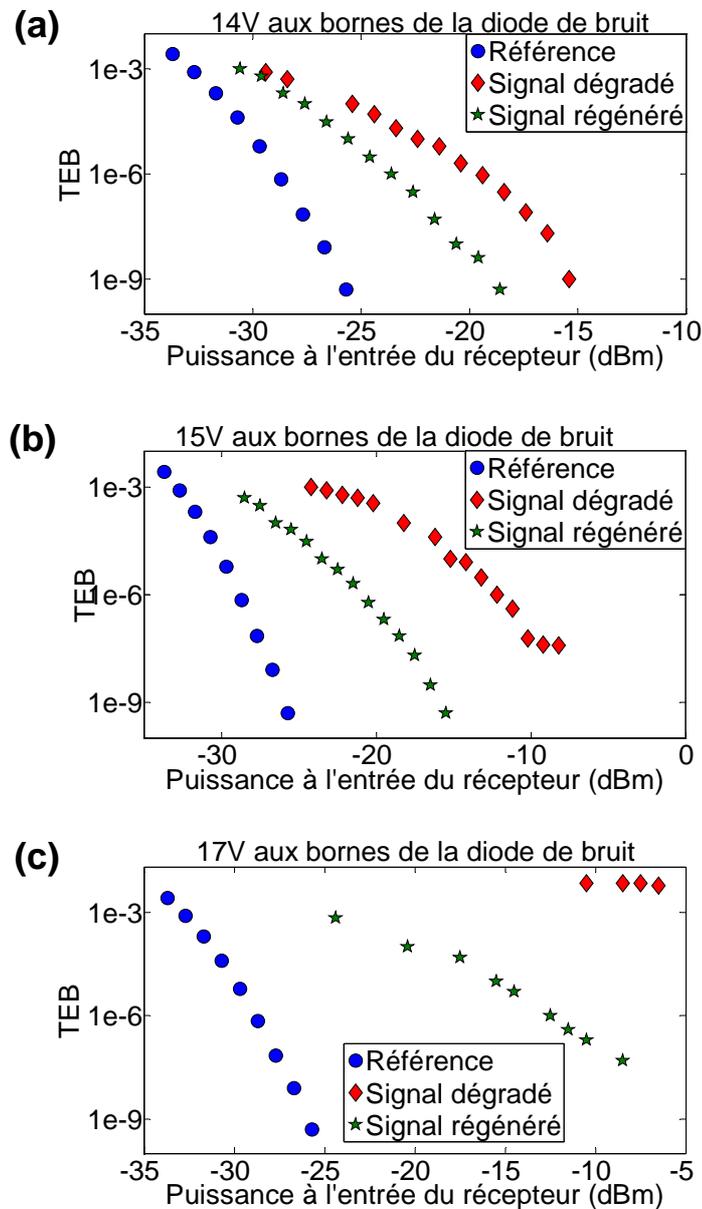


Figure 5.25 – Mesures du TEB pour différentes tensions aux bornes de la diode de bruit ayant une bande passante de 1 GHz : (a) 14 V, (b) 15 V, (c) 17 V.

figure 5.25 (c), nous pouvons constater la réduction de pénalité en puissance et arrivons à observer un fonctionnement sans erreur. Notons ici que les amorces de plancher d'erreur, autour de 10^{-7} pour la courbe (b) et autour de 10^{-3} pour la courbe (c), ne sont pas des «vrais» planchers d'erreur. Ceci est lié à la saturation de la photodiode utilisée dans le récepteur pour des puissances supérieures à -10 dBm. Pour un bruit plus faible, présenté sur la figure 5.25 (a), nous mesurons une diminution de la pénalité de 4 dB pour un TEB de 10^{-9} . Notons ici que nous parlons bien de réduction de pénalité et non d'amélioration

du TEB qui n'est pas possible par le biais d'un traitement non-linéaire tel que ce limiteur d'intensité.

Cette source de bruit de 1 GHz de bande passante nous a permis de valider le principe de fonctionnement du limiteur de puissance. Nous avons par la suite augmenté la bande passante du bruit jusque 10 GHz afin d'observer le comportement du limiteur pour un bruit haute fréquence.

5.3.2.2 Bruit sur 10 GHz de bande passante

Dans une deuxième expérience, pour augmenter la bande passante du bruit, nous avons remplacé la diode de bruit par un second générateur de séquences à 10 Gbit/s (avec une séquence de $2^7 - 1$) n'ayant aucune synchronisation avec le générateur de séquences utilisé pour les mesures de TEB. Le schéma expérimental est rappelé sur la figure 5.26. Nous avons pour cela décalé en fréquence les deux signaux d'horloge de 15 MHz, comme indiqué sur la figure 5.26.

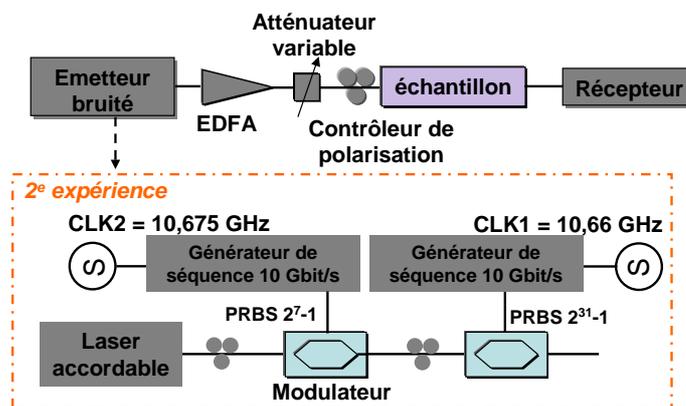


Figure 5.26 – Configuration expérimentale pour la démonstration du limiteur de puissance avec une source de bruit ayant une bande passante de 10 GHz.

Nous pouvons d'ailleurs constater le caractère asynchrone de l'émission avec le diagramme de l'œil présenté sur la figure 5.27 synchronisé soit sur l'horloge à 10,66 GHz (données) soit sur celle à 10,675 GHz (bruit). L'horloge à 10,66 GHz est utilisée par la suite comme synchronisation pour les mesures de TEB et de diagrammes de l'œil.

De manière similaire à l'expérience précédente, en visualisant les diagrammes de l'œil d'entrée et de sortie sur la figure 5.28 pour différents niveaux de dégradation, nous pouvons constater une réduction du bruit d'intensité, que ce soit pour des signaux faiblement, moyennement ou fortement dégradés.

La figure 5.29 regroupe les mesures de TEB pour le back to back (ronds bleus), le signal dégradé (losanges rouges) et pour le signal régénéré (étoiles vertes), ainsi que les diagrammes de l'œil en entrée et en sortie du composant.

Sur les courbes de TEB, les mesures indiquent une réduction de la pénalité de 4,5 dB pour un TEB de 10^{-9} pour un signal faiblement bruité (a), de 7,2 dB pour un signal moyen-

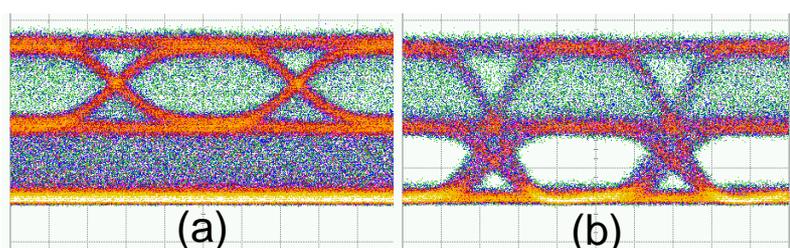


Figure 5.27 – Signal d'émission synchronisé sur l'horloge à 10,675 GHz (a) et sur l'horloge à 10,66 GHz (b).

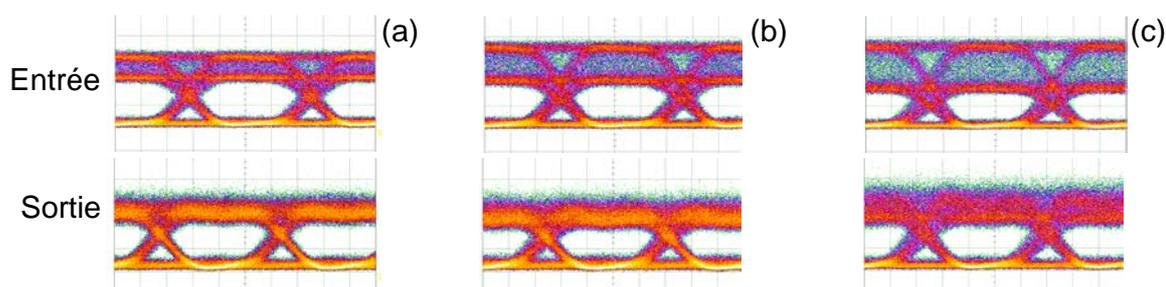


Figure 5.28 – Diagrammes de l'œil entrée/sortie pour des signaux faiblement (a), moyennement (b) et fortement (c) dégradés.

nement bruité (b) et de 13 dB pour un TEB de 10^{-6} pour un signal fortement bruité (c) avec l'obtention d'un fonctionnement sans erreur, et ce, toujours en utilisant une puissance crête couplée relativement faible (1 mW).

D'après les expériences que nous venons de présenter, nous pouvons constater que la fonction de réduction d'intensité en automodulation réalisée par le biais de ce composant est efficace. Ce type de fonction pourrait être utilisé en sortie d'un émetteur de mauvaise qualité afin d'égaliser les niveaux de sortie d'un signal.

Dans la partie suivante, nous allons modéliser la cavité résonante afin de comprendre les phénomènes mis en jeu. Nous utiliserons ici la théorie des modes couplés. Nous tenterons notamment d'amener des éléments d'explication sur le fait que nous mesurons des contrastes négatifs supérieurs aux contrastes positifs.

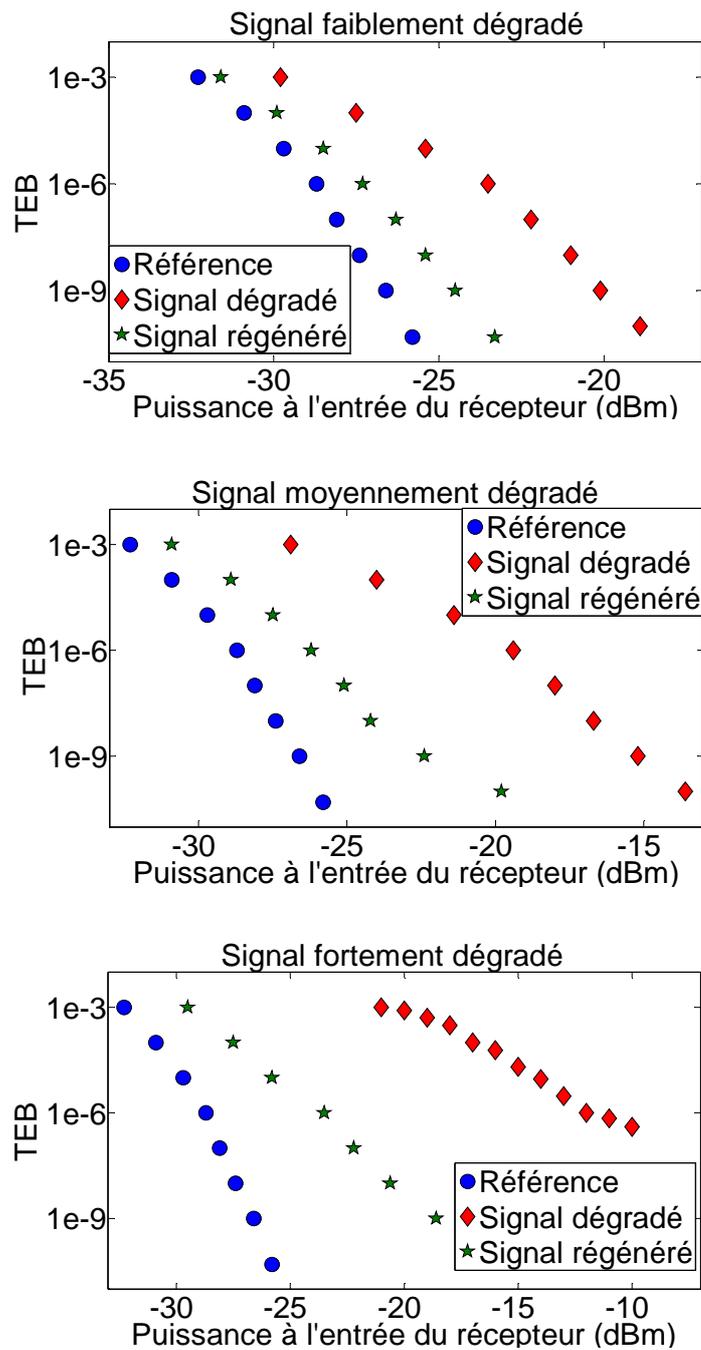


Figure 5.29 – Mesures du TEB et des diagrammes de l’œil avec une source de bruit ayant une bande passante de 10 GHz.

5.4 Modélisation des cavités CPh InP/SOI

De manière similaire à ce qui a été fait à la section 4.2.3 du chapitre 4, la théorie des modes couplés est bien adaptée pour traiter le système étudié, c’est-à-dire le couplage par ondes évanescentes qui se produit entre une cavité et un guide qui sont assez proches pour que le recouvrement spatial de leurs modes soit non nul. Le modèle de modes couplés

utilisé ici est basé sur la littérature des micro-cavités optiques et adapté à notre cas suite à des discussions constructives avec Yannick Dumeige, membre du laboratoire Foton.

Pour rappel, nous cherchons ici à modéliser le système illustré par la figure 5.30. avec

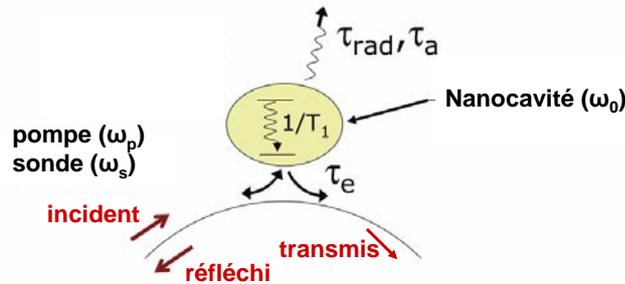


Figure 5.30 – Schéma du couplage entre une cavité et un guide.

τ_e le temps relatif au couplage dans la cavité, τ_{rad} relatif aux pertes par radiation, τ_{a0} relatif à l'absorption et T_1 le temps de vie des porteurs. Les variables dynamiques sont l'énergie optique au sein de la cavité $|a(t)|^2$ et la densité des porteurs libres $N(t)$. Nous ne prenons pas en compte les effets thermiques. Le modèle considéré ici est celui d'une cavité monomode (résonance ω_0 et facteur de qualité Q), qui est couplée à un guide d'onde.

L'amplitude du champ intra-cavité est donnée par l'équation 5-4, où $f(t)$ le signal entrant et ω_0 la fréquence de résonance de la cavité à la transparence $N = N_t$.

$$\frac{da}{dt} = \left[j(\omega_0 + \Delta\omega) - \frac{1}{\tau} \right] a(t) + \sqrt{\frac{2}{\tau_e}} f(t) \quad (5-4)$$

Le décalage spectral de la résonance, $\Delta\omega$, lié à la modification d'indice due à la variation de la densité de porteurs, est donné par l'équation 5-5, avec α_H le facteur de Henry, caractéristique du couplage phase-amplitude.

$$\Delta\omega = \frac{\alpha_H}{\tau_{a0}} \left(\frac{N}{N_t} - 1 \right) \quad (5-5)$$

$\tau/2$ le temps de vie total du photon dans la cavité est donné par l'équation 5-6.

$$\frac{1}{\tau} = \frac{2}{\tau_e} + \frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{a0}} \quad (5-6)$$

avec τ_e relatif au couplage dans la cavité (nous prenons $2/\tau_e$ car le champ est couplé dans le guide dans les deux sens), τ_{rad} relatif aux pertes par radiation et τ_{a0} relatif au coefficient d'absorption petit signal α_0 lié par l'équation 5-7 :

$$\frac{1}{\tau_{a0}} = \frac{c\alpha_0}{2n_0} \quad (5-7)$$

Le facteur de qualité de la cavité est donné par l'équation 5-8, avec τ relatif à l'équation 5-6

$$Q = \frac{\omega_0 \tau}{2} \quad (5-8)$$

En considérant une approximation d'enveloppe lentement variable et l'expression des champs $a(t) = A(t)e^{j\omega_p t}$ et $f(t) = F(t)e^{j\omega_p t}$, l'équation 5-4 peut s'écrire :

$$\frac{dA}{dt} = \left[j\Delta - \frac{1}{\tau_0} + \frac{N}{N_t \tau_{a0}} (1 + j\alpha_H) \right] A(t) + \sqrt{\frac{2}{\tau_e}} F(t) \quad (5-9)$$

où Δ est le désaccord spectral entre la pompe et la résonance de la cavité à froid (c'est-à-dire position de la cavité sans création de porteurs) :

$$\Delta = \omega_0 - \omega_p - \frac{\alpha_H}{\tau_{a0}} \quad (5-10)$$

La densité de porteurs suit l'équation 5-11.

$$\frac{dN}{dt} = \frac{-N(t)}{T_1} - \frac{|A(t)|^2}{T_1 |a_{sat}|^2} [N(t) - N_t] \quad (5-11)$$

avec $|a_{sat}|^2$ l'énergie de saturation et T_1 le temps de vie des porteurs.

Afin de simuler le système que nous avons étudié expérimentalement, il nous faut considérer l'utilisation de deux résonances. Il est alors nécessaire de considérer deux champs intra-cavité et deux fréquences de résonances différentes, $\omega_{0,r1}$ et $\omega_{0,r2}$. Les résonances seront séparées de 29 nm, comme dans les conditions expérimentales. Pour distinguer la résonance pompée ou sondée, le signal entrant $f(t)$ sera soit une impulsion, soit un train d'impulsions gaussiennes pour simuler le signal de pompe, soit un signal continu, de faible puissance de manière à générer très peu de porteurs, pour simuler le signal de sonde.

Paramètre	Symbole	Valeur
longueur d'onde de résonance 1	λ_{r1}	1548,9 nm
longueur d'onde de résonance 2	λ_{r2}	1577,9 nm
facteur de qualité total	Q	570
facteur de qualité lié à l'absorption	Q_{a0}	5000
facteur de qualité lié aux pertes radiatives	Q_{rad}	5530
facteur de qualité relatif au couplage	Q_e	728
temps de vie des porteurs	T_1	12 ps
facteur de Henry	α_H	4
vitesse de la lumière dans le vide	c	$3.10^8 m.s^{-1}$
indice du matériau	n	3,22

TABLE 5.1 – Paramètres physiques utilisés pour la modélisation.

Le tableau 5.1 regroupe les valeurs utilisées pour les différentes variables dans les simulations. La plupart de ces valeurs ont été mesurées par nos partenaires du LPN lors de mesures préliminaires. Le temps de recombinaison des porteurs est faible, de l'ordre de 12 ps, notamment grâce à la présence de centres de recombinaisons de surface (puits quantiques en surface). Le facteur de Henry est assez faible, de l'ordre de 4, étant donné

que la bande d'absorption des puits quantiques est très proche de la longueur d'onde de travail. La valeur du facteur de Henry a notamment un impact sur la valeur du décalage dynamique de la cavité, de part l'équation 5-5.

À l'aide des données fournies dans la tableau 5.1 et de l'équation 5-4, nous pouvons tracer la transmission de la cavité en régime stationnaire. Sur la figure 5.31, la comparaison avec la mesure expérimentale montre un bon accord entre les transmissions expérimentale et modélisée. Cela confirme que les données fournies par le LPN sont en accord avec la cavité sur laquelle nous travaillons. Les pertes de transmission aux abords de la résonance sont liées au couplage par réseau comme expliqué précédemment. Ici, l'angle de couplage est optimisé pour maximiser l'efficacité autour de 1550 nm.

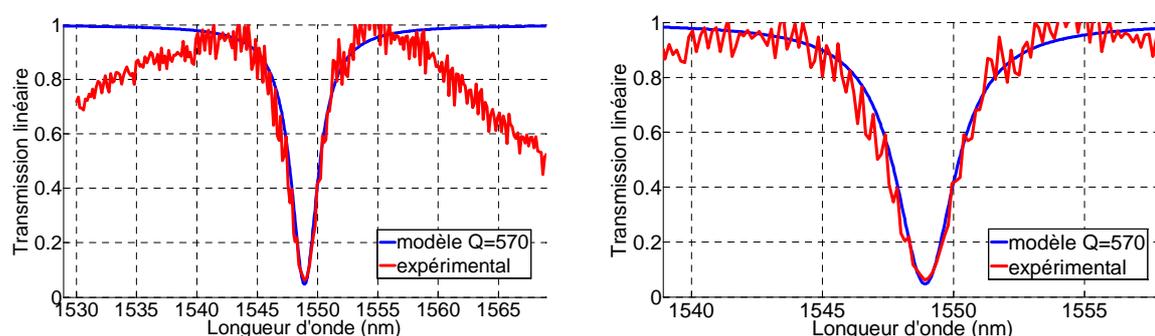


Figure 5.31 – Transmission de la cavité utilisée : modélisation en bleu et expérimental en rouge.

Nous avons ensuite utilisé le modèle pour observer le comportement de la cavité en réponse à une impulsion de pompe de 100 ps. Le signal de pompe est placé 1 nm avant la seconde résonance. Afin de se placer dans un cas similaire à ce que nous observons expérimentalement (figure 5.11), nous ajustons la puissance d'entrée afin d'avoir un décalage vers les basses longueurs d'onde de 0,6 nm (par rapport à la cavité à froid). Nous obtenons une puissance correspondant à dix fois la puissance de saturation (c'est-à-dire d'après l'expérience, une puissance d'environ 20 mW crête). Les résultats sont présentés sur la figure 5.32. L'impulsion de pompe est tracée sur la figure 5.32(a). La figure 5.32(b) présente l'évolution de la densité de porteurs en fonction du temps. Cette évolution est normalisée par rapport à la densité de porteurs à la transparence (c'est-à-dire avant le seuil laser). Nous pouvons clairement constater la création de porteurs au moment de l'impulsion. L'évolution de la densité de porteurs semble plus longue que la durée de l'impulsion, liée à un effet de saturation des porteurs. Cette création de porteurs engendre un décalage de la résonance vers les basses longueurs d'onde. Le maximum de décalage est atteint au maximum de l'évolution de la densité de porteurs.

Dans cette configuration, nous avons ensuite placé une sonde continue à différentes positions par rapport à la première résonance. Nous avons alors observé différentes modulations de la sonde, qui sont présentées sur la figure 5.33 :

- dans la position 1, la sonde est placée à 0,6 nm avant le creux de la résonance. Cette

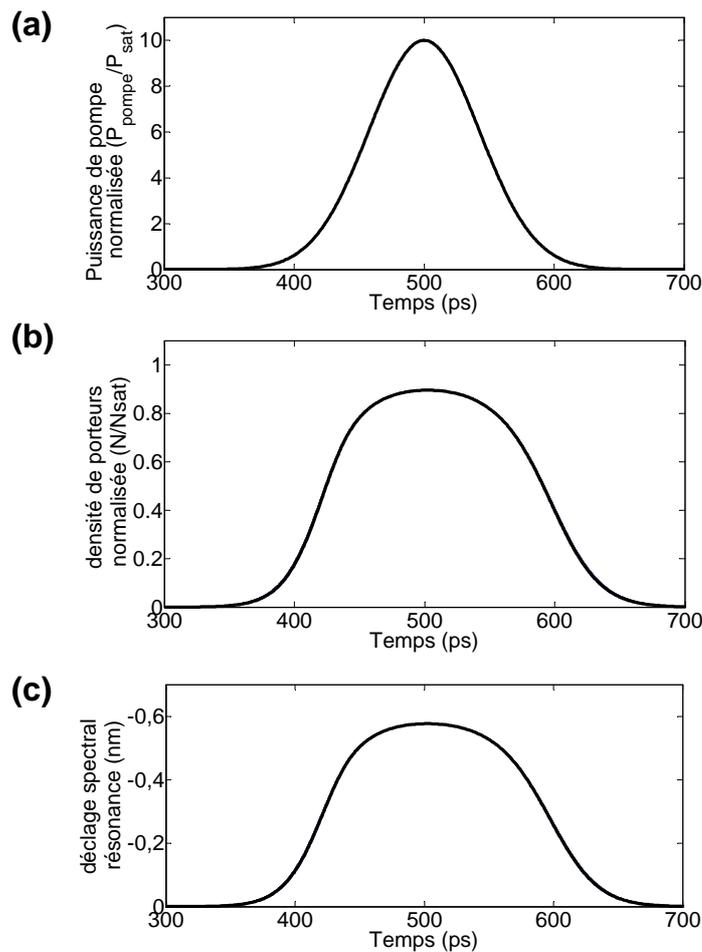


Figure 5.32 – Réponse de la cavité à une impulsion : (a) Impulsion pompe de 100 ps à 10 fois la puissance de saturation (signal situé 1 nm avant la résonance), (b) Évolution de la densité de porteurs normalisée par rapport à la densité de porteurs à la transparence, (c) Décalage de la résonance de la cavité vers le bleu lié à la création de porteurs.

position correspond au maximum de contraste négatif mesuré. Ceci est en accord avec la figure 5.32(c) sur laquelle on constate un décalage maximum de 0,6 nm de la résonance. La sonde va alors subir une baisse maximale de transmission compte tenu de ce décalage.

- dans la position 2, la sonde est placée à 0,2 nm avant le creux de la résonance. Étant donné les 0,6 nm de décalage de la résonance, la transmission de la sonde va alors subir une baisse puis une remontée et inversement lors du retour à l'équilibre de la résonance. La sonde est donc modulée négativement et positivement comme nous pouvons le constater sur la courbe bleue.
- dans la position 3, la sonde est placée 0,1 nm après le creux de la résonance. La sonde va alors uniquement subir une augmentation de sa transmission lors du décalage dynamique de la résonance vers les basses longueurs d'onde. C'est dans cette configuration que le contraste maximal positif est obtenu.

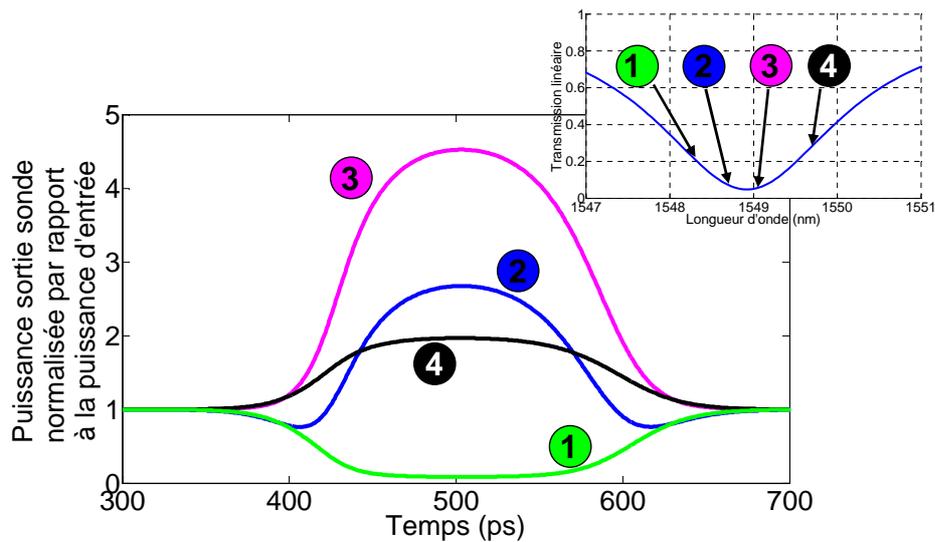


Figure 5.33 – Modulation de la sonde pour différentes positions avec la pompe à la deuxième résonance ($\lambda_{pompe} = \lambda_{res2} - 1\text{nm}$); Position 1 : $\lambda_{res1} - 0,6\text{nm}$, Position 2 : $\lambda_{res1} - 0,2\text{nm}$, Position 3 : $\lambda_{res1} + 0,1\text{nm}$, Position 4 : $\lambda_{res1} + 0,8\text{nm}$

- dans la position 4, la sonde est placée 0,8 nm après le creux de la résonance. Nous constatons alors une modulation positive de la sonde sur la figure 5.33 mais moins importante que dans la position 3. En effet, compte tenu du profil lorentzien et du décalage engendré par la création de porteurs, l'augmentation de la transmission de la sonde va être moins importante.

Il est à noter qu'un comportement équivalent peut être observé si nous inversons les positions de la pompe et de la sonde, c'est-à-dire dans le cas où la pompe est placée au niveau de la première résonance et la sonde au niveau de la seconde résonance.

Dans la partie 5.2.2, nous avons effectué une mesure du contraste de modulation en fonction de la position du signal de sonde par rapport à la seconde résonance, pour une position du signal de pompe donnée. Par le biais de la théorie des modes couplés, et en considérant les données du tableau 5.1, nous pouvons tracer ce même type de courbe. La figure 5.34 en est un exemple, pour une longueur d'onde de pompe placée 1 nm avant la première résonance, avec une puissance égale à dix fois la puissance de saturation et des impulsions de 100 ps à un taux de répétition de 500 MHz. Sur cette figure, nous pouvons constater une transition rapide du contraste pour une position relative nulle. Ceci est lié au choix arbitraire de mesurer un contraste négatif pour une longueur d'onde de sonde inférieure à la longueur d'onde de résonance et de mesurer un contraste positif pour une longueur d'onde de sonde supérieure à la longueur d'onde de résonance. Pour des positions relatives légèrement inférieures à zéro, la sonde se retrouve modulée de manière similaire au cas 2 de la figure 5.33. Si pour cette position de sonde (ainsi que celles entre -0,2 et 0 nm), nous considérons un contraste positif (au lieu de négatif), la transition brutale du contraste serait lissée.

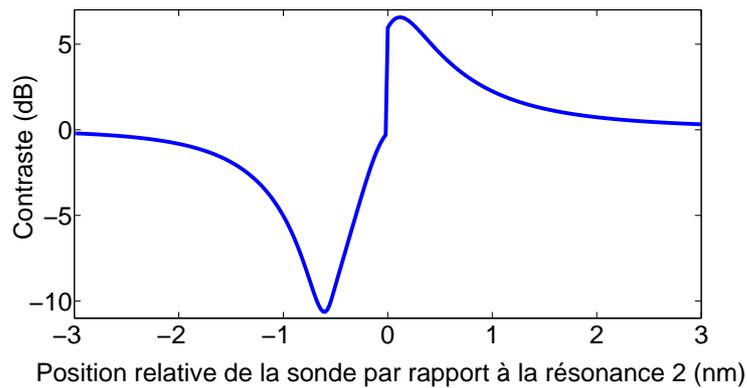


Figure 5.34 – Évolution du contraste de modulation en fonction de la position du signal de sonde pour une position du signal de pompe fixée à 1 nm avant la première résonance. Signal de pompe impulsionnel à un taux de répétition de 500 MHz avec des impulsions de 100 ps, à une puissance de $10 P_{sat}$.

De manière similaire aux résultats expérimentaux, nous pouvons constater une différence entre les maxima de contraste positif (-10,6 dB) et négatif (6,5 dB). Nous avons étendu ce principe de courbe d'évolution de contraste en fonction de la position du signal de sonde, en faisant également varier la position du signal de pompe. Nous obtenons alors une cartographie de l'évolution de contraste de modulation en fonction des positions des signaux, présentée sur la figure 5.35.

D'après les données issues de la figure 5.35, nous pouvons constater que des contrastes de modulation élevés sont obtenus pour un signal de pompe placé à $\pm 3nm$ de la résonance. Cependant, quel que soit la position du signal de pompe, nous constatons toujours une différence entre les maxima de contrastes positifs et négatifs. Nous allons tenter de donner des éléments d'explications de cette observation.

Nous avons alors observé l'évolution du contraste en fonction de la puissance du signal de pompe. Nous pouvons constater sur la figure 5.36 que, quelque soit le régime de puissance du signal de pompe, les maxima de contrastes positifs et négatifs diffèrent, comme résumé dans le tableau 5.2. Un effet de saturation des porteurs lié au régime de puissance n'est donc pas la cause de cette asymétrie.

Puissance pompe	Contraste positif maximum (dB)	Contraste négatif maximum (dB)
$0,1 P_{sat}$	0,3	-0,5
$1 P_{sat}$	2,9	-4,2
$10 P_{sat}$	6,5	-10,6

TABLE 5.2 – Contraste de modulation en fonction de la puissance de signal de pompe.

Nous avons ensuite modifié le temps de réponse des porteurs et nous n'observons pas d'influence sur l'asymétrie des maxima de contraste. Nous pouvons alors supposer

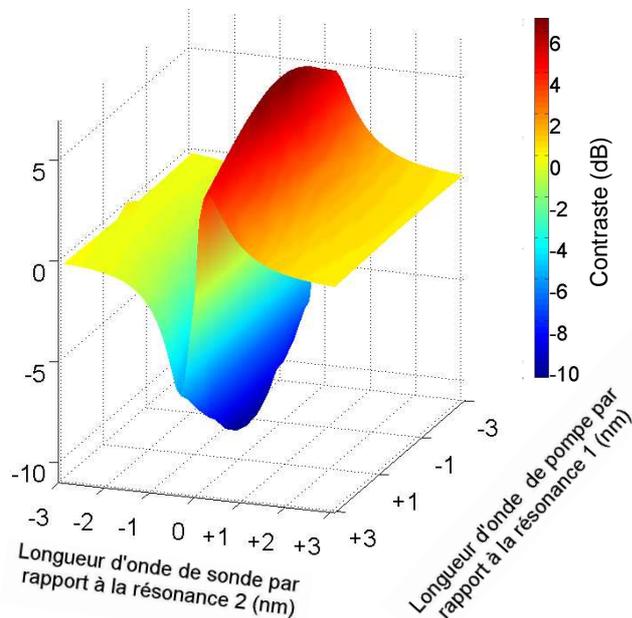
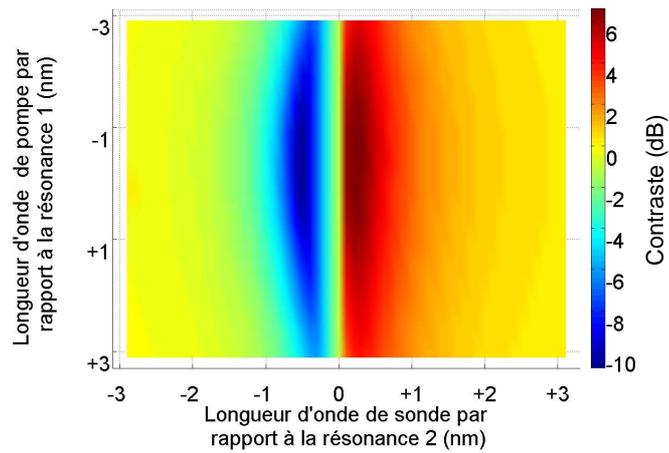


Figure 5.35 – Cartographie de l'évolution du contraste de modulation en fonction de la position des signaux de pompe et de sonde : (a) vue 2D, (b) vue 3D.

un effet de filtrage des impulsions du signal de pompe. En effet, si la longueur d'onde de pompe est inférieure à celle de la résonance, le signal de pompe va voir la cavité se rapprocher lors de son injection. Des simulations ont donc été réalisées avec un signal de pompe placé entre 1 et 15 nm avant la résonance. Nous constatons toujours l'asymétrie des maxima de contraste, qui n'est donc pas liée à un effet de filtrage des signaux par la cavité.

Cette asymétrie de la courbe d'évolution du contraste de modulation doit donc provenir d'une déformation de la résonance lorsqu'elle se décale dynamiquement sous l'influence des impulsions du signal de pompe.

En reprenant le modèle basé sur la théorie des modes couplés, nous pouvons retrouver

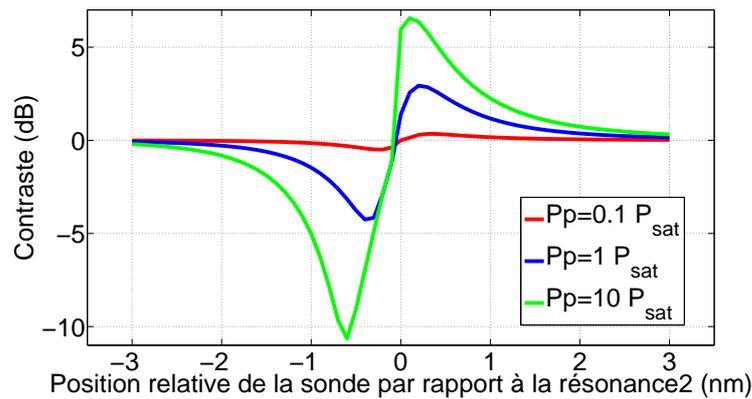


Figure 5.36 – Évolution du contraste de modulation en fonction de la position du signal de sonde pour une position du signal de pompe fixée à 1 nm avant la première résonance avec différentes puissances. Signal de pompe impulsionnel à un taux de répétition de 500 MHz avec des impulsions de 100 ps, à une puissance de $0, 1P_{sat}, P_{sat}$ et $10P_{sat}$.

le profil dynamique de la résonance. Pour ce faire, nous considérons pour chaque position du signal de sonde, la valeur de la transmission de ce signal à l’instant correspondant au maximum de l’impulsion du signal de pompe. À cet instant, la création de porteurs est maximale, le décalage de la résonance l’est donc également, il est alors possible de retranscrire le profil de la résonance dynamique. La figure 5.37 présente le profil obtenu en suivant cette méthode, en échelle linéaire et en échelle logarithmique. Nous pouvons constater que la résonance dynamique décalée s’est creusée. Par ailleurs, nous pouvons également constater une très légère déformation de la résonance ; en effet, le profil de la résonance dynamique n’est plus parfaitement lorentzien.

Pour s’assurer que la résonance dynamique obtenue sur la figure 5.37 soit correcte, nous pouvons retracer à partir de ces courbes l’évolution du contraste de modulation (figure 5.38). Nous pouvons constater que la courbe d’évolution du contraste en fonction de la position du signal de sonde correspond bien à la courbe présentée sur la figure 5.34 avec les mêmes valeurs de maxima, confirmant ainsi le profil dynamique de la résonance obtenu par la méthode précédente.

Une piste d’explication pourrait provenir d’une diminution de l’absorption lors du pompage de la cavité. En effet, une absorption qui diminue implique l’augmentation du paramètre τ_{a0} . Si l’on considère le régime stationnaire de l’équation 5-4, en augmentant arbitrairement le temps relatif à l’absorption, τ_{a0} , de 8,2 ps (correspondant à un Q_{a0} de 5000) à 101,8 ps (correspondant à un Q_{a0} de 62000), il est alors possible d’obtenir le décalage souhaité de la résonance de 0,6 nm. Les transmissions relatives à ces temps d’absorption sont représentées sur la figure 5.39.

Nous pouvons alors constater sur cette figure que lors du décalage dynamique, la résonance se creuse. Sur la figure 5.40, en traçant l’allure du contraste selon la position de

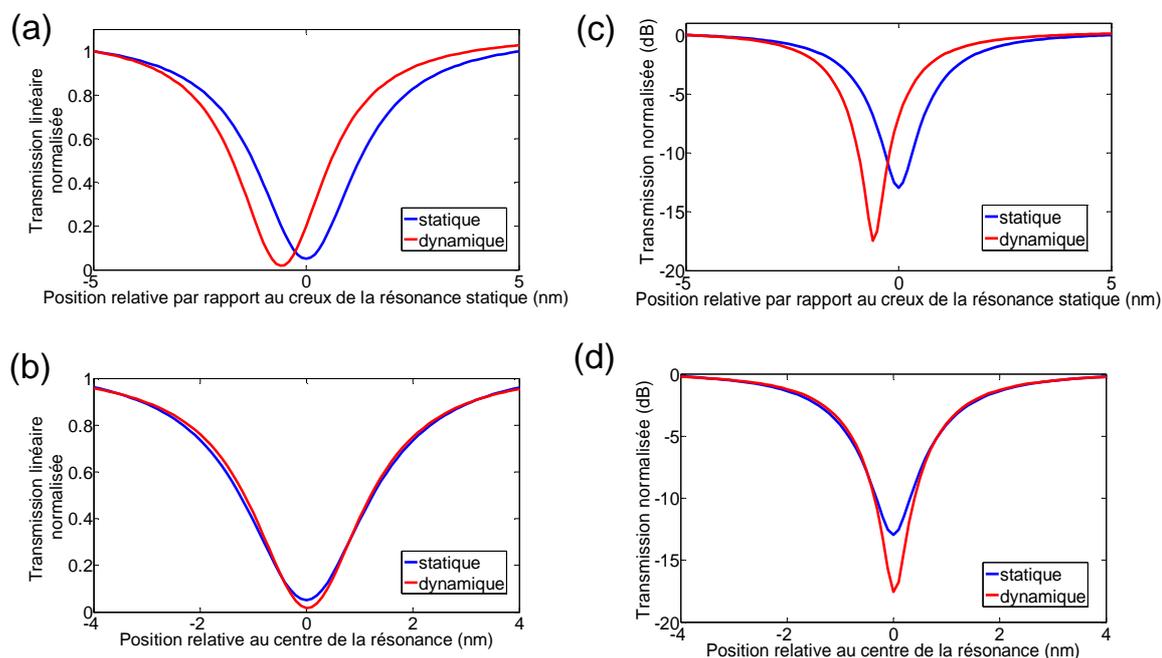


Figure 5.37 – Profils des résonances statiques et dynamiques : (a) et (b) en échelle linéaire, (c) et (d) en échelle logarithmique.

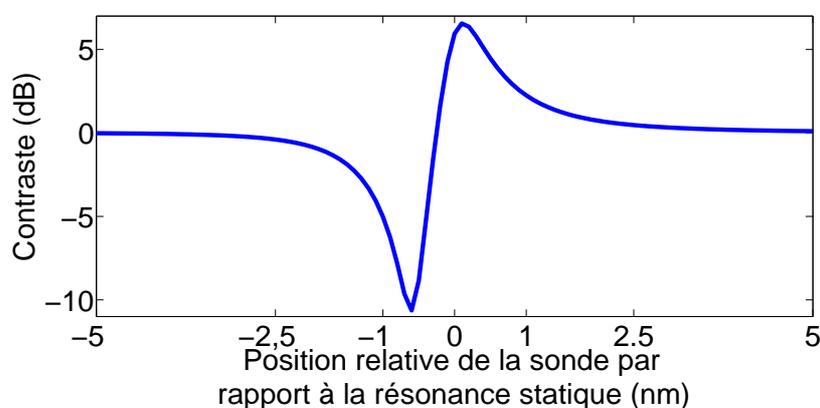


Figure 5.38 – Évolution du contraste de modulation, en fonction de la position du signal de sonde par rapport à la résonance, calculée à partir de la résonance dynamique présentée sur la figure 5.37.

la sonde, à partir de ces profils de transmission, nous pouvons une nouvelle fois constater que cette augmentation de la profondeur de la résonance dynamique est à l'origine de l'asymétrie des maxima de contraste positif et négatif.

Par ailleurs, si l'on considère l'équation 5-6 et la forte augmentation de τ_{d0} lors du

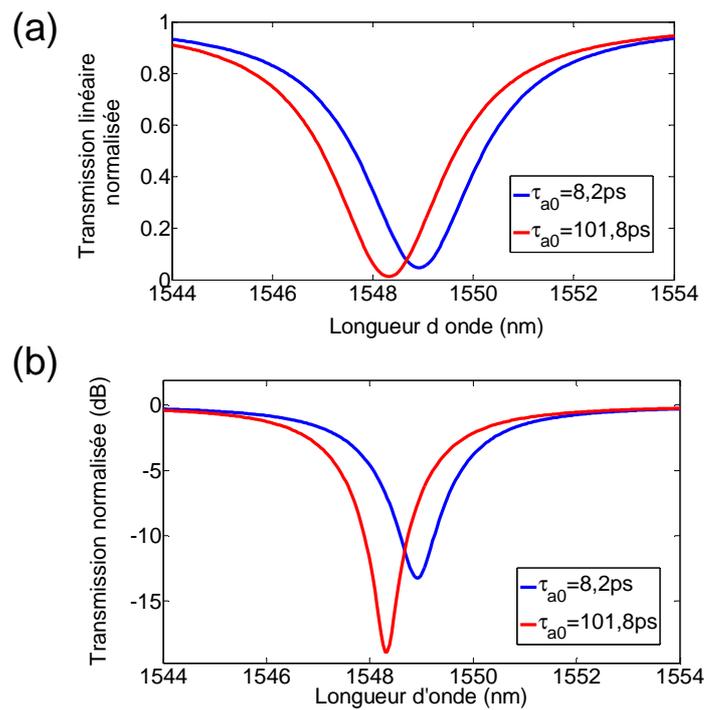


Figure 5.39 – Évolution de la transmission de la résonance en diminuant l'absorption : (a) en échelle linéaire, (b) en échelle logarithmique.

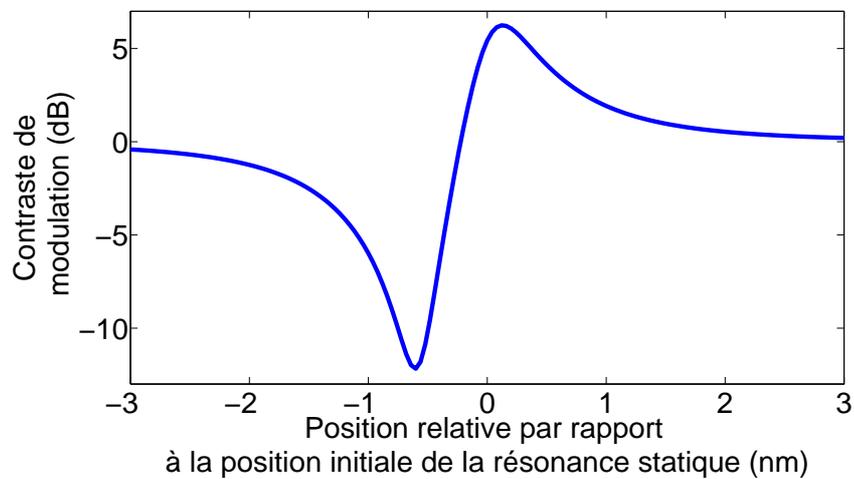


Figure 5.40 – Evolution du contraste obtenue à partir des transmissions simulées de la figure 5.39.

pompage, le terme $1/\tau_{a0}$ devient alors négligeable. L'équation 5-6 devient alors l'équation 5-12.

$$\frac{1}{\tau} \approx \frac{2}{\tau_e} + \frac{1}{\tau_{rad}} \quad (5-12)$$

Nous obtenons alors une augmentation du temps de vie global du photon dans la cavité entraînant une augmentation du facteur de qualité de la cavité de part l'équation 5-8, avec

ici une augmentation de 15% du facteur Q.

Les modélisations effectuées à l'aide de la théorie des modes couplés nous permettent donc de mettre en évidence une diminution de l'absorption lors de l'injection du signal de pompe. Cela entraîne une modification du facteur de qualité de la résonance dynamique qui est à l'origine de l'asymétrie des maxima des contrastes positifs et négatifs observée expérimentalement ainsi que lors de la modélisation. Il est donc conseillé de se placer en configuration de contraste négatif afin de maximiser le contraste de modulation.

5.5 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons exploité une structure hybride III-V/SOI développée par le LPN. Cette plateforme est particulièrement intéressante car elle utilise le meilleur de chaque classe de matériau à savoir le silicium pour la fonction passive de propagation et les semi-conducteurs III-V pour la fonction active de porte optique.

Après avoir détaillé la structure sur laquelle nous avons travaillé, à savoir une nanocavité CPh en InP intégrée sur un guide SOI, nous avons démontré expérimentalement pour la première fois la commutation très rapide et à haute cadence dans une expérience système utilisant cette technologie hybride. Nous avons mesuré expérimentalement des contrastes de modulation de l'ordre de 11 dB ainsi que des temps de recouvrement de 16 ps. Nous avons également étudié l'évolution du contraste de modulation en fonction de la position relative des signaux par rapport aux résonances.

Cette structure a été utilisée ensuite pour réaliser de la conversion de longueur d'onde sans erreur de signaux de télécommunications NRZ à très haut débit (jusqu'à 20 Gbit/s). Cette structure a également été utilisée pour réaliser une fonction de limiteur de puissance à 10 Gbit/s, démontrant ainsi sa capacité à réduire le bruit d'intensité sur les niveaux '1' d'un signal de télécommunications à haut débit. De plus, ces résultats ont été obtenus pour des puissances crêtes couplées relativement faibles, de quelques milliwatts.

Dans une dernière partie, nous avons comparé ces résultats expérimentaux à des modélisations utilisant la théorie des modes couplés. Ces modélisations nous ont permis de mieux comprendre les phénomènes mis en jeu. Nous avons ainsi pu observer le comportement de la cavité en réponse à une impulsion gaussienne et observer l'évolution du contraste de modulation en fonction de la position des signaux pompe et sonde. De la même manière qu'expérimentalement, nous avons mis en évidence un phénomène d'asymétrie des maxima de contrastes positifs et négatifs. Après avoir étudié l'influence de différents paramètres, nous attribuons cette asymétrie à la diminution de l'absorption lors de l'injection du signal de pompe qui entraîne une modification du facteur de qualité de la résonance dynamique. Cette modification du facteur de qualité dynamique est à l'origine de l'asymétrie des maxima des contrastes de modulation. Nous en déduisons donc qu'il est préférable de travailler en configuration de contraste négatif avec ce type de cavité afin de maximiser les valeurs de contraste de modulation.

Ces résultats expérimentaux remarquables démontrent les fortes possibilités qu'offre la technologie des circuits photoniques CPh III-V/SOI pour le traitement tout optique du signal sur des composants de petites dimensions et à très faible consommation d'énergie.

Chapitre 6

Suivi de qualité optique dans un guide CPh

Comme nous avons pu le mentionner au début du manuscrit, le suivi de performance d'une transmission optique est important pour les systèmes de communications optiques à très haut débit où les signaux deviennent beaucoup plus sensibles aux dégradations de la transmission. Ces dégradations peuvent être liées au bruit d'émission spontanée, à la dispersion chromatique, à la dispersion modale de polarisation, aux pertes ou à d'autres phénomènes. Sans le suivi de la qualité du signal, la qualité de transmission ne peut être évaluée ; en effet, la réduction de la performance du réseau n'est découverte qu'une fois les données perdues. Le suivi de qualité optique en ligne est donc indispensable pour la maintenance du réseau optique et de la découverte de pannes. Une surveillance précise et en temps réel du signal est recherchée pour gérer la transparence du réseau et localiser les emplacements des défaillances dans le réseau.

Il y a un besoin d'intégration des dispositifs optiques de surveillance de qualité dans les réseaux de communications optiques, principalement dans le but de réduire les coûts et la complexité de ces dispositifs [249]. Une approche serait d'exploiter la génération d'harmoniques, à condition que l'efficacité de la conversion non-linéaire soit assez grande [25]. En raison de leur forte susceptibilité non-linéaire intrinsèque, les guides d'onde semi-conducteurs ont été proposés pour de la conversion de fréquence et pour de la génération d'harmoniques [250]. Plus récemment, les cristaux photoniques 2D membranaires ont émergé comme candidats idéaux pour l'amélioration de l'interaction lumière-matière. Il en résulte alors une amélioration de leur réponse non-linéaire, grâce à leur capacité remarquable à confiner la lumière. En particulier, la génération de troisième harmonique (GTH) a été démontrée dans des CPh en silicium et exploitée pour le monitoring de signaux [63,251].

De manière similaire, la génération de seconde harmonique (GSH) est un processus non-linéaire qui pourrait convenir pour le suivi de performances optiques. Toutefois, le GSH nécessite une susceptibilité d'ordre 2, ce qui existe uniquement dans les matériaux

non centro-symétriques, tels que les matériaux III-V ou le silicium contraint [252]. La GSH a été étudiée théoriquement et expérimentalement dans des CPh 1D [253] et 3D [254]. La GSH a été observée dans des cavités à CPh en InP [255]. Pourtant, la GSH provenant d'une plus faible susceptibilité de second ordre à la surface d'une membrane a été observée dans le silicium [256] avec une efficacité de l'ordre de $10^{-5}W^{-1}$, grâce à l'amélioration liée à la résonance dans une cavité CPh conçue à cet effet. Cependant, la puissance de SH reste assez faible, dans la gamme du picowatt. Les nano- ou micro-cavités intégrées, dans lesquelles la lumière est étroitement confinée dans des régions spatiales très petites, offrent un moyen unique d'améliorer des processus d'optique non-linéaire [257]. Malheureusement, le fait d'utiliser des cavités à haut facteur de qualité limite leur utilisation sur des plages spectrales extrêmement étroites voir même inexploitable pour des signaux à très haut débit.

Le processus de GSH n'est pas considéré comme efficace dans les guides d'ondes, à moins que la condition d'accord de phase entre l'onde fondamentale et l'onde harmonique soit réalisée. C'est notoirement difficile dans les semi-conducteurs. En effet, des interactions optiques paramétriques (incluant la GSH) ont été démontrées grâce à la technique de biréfringence dans une structure alternant les couches de GaAlAs et de AlAs oxydé [250], où la biréfringence des matériaux est utilisée pour égaliser les indices de réfraction de l'onde fondamentale et de la SH. Ou plus récemment, des interactions optiques paramétriques ont été démontrées sur des couches multiples d'alliage de III-V servant de miroir de Bragg vertical [258, 259] ou des nanoguides GaN intégrés sur une architecture silicium [260]. Il faut cependant souligner que, dans toute interaction résonante, l'accord de phase se fait en général au détriment d'une bande passante réduite. Récemment, de la SH a été générée dans des guides CPh courts de GaP [261] mais, malgré l'amélioration liée au régime de lumière lente, l'efficacité reste limitée à $5.10^{-7}W^{-1}$. Il est à noter que les guides CPh ne guident pas la SH. Ils ne supportent que les modes à fuite à la longueur d'onde de SH, réduisant ainsi de manière drastique la longueur d'interaction.

Avant de rentrer plus en détails dans les démonstrations expérimentales de GSH dans des guides CPh, nous allons rappeler quelques notions sur cette interaction non-linéaire de second ordre.

6.1 Rappels sur la GSH

Nous avons vu au chapitre 3 que la réponse du milieu à un champ électrique peut être caractérisée par sa polarisation P exprimée par une série de puissances du champ E .

$$P(E) = \epsilon_0\chi(E)E = \epsilon_0\chi^{(1)}E + \epsilon_0\chi^{(2)}E^2 + \epsilon_0\chi^{(3)}E^3 + \dots \quad (6-1)$$

L'équation 6-1 nous indique que la polarisation du milieu est composée d'une partie linéaire et d'une partie non-linéaire. La GSH est un processus non-linéaire du seconde ordre,

c'est-à-dire lié à l'effet du $\chi^{(2)}$. La GSH consiste à générer, à partir d'onde de pulsation ω , une onde de pulsation double 2ω , comme schématisé sur la figure 6.1.

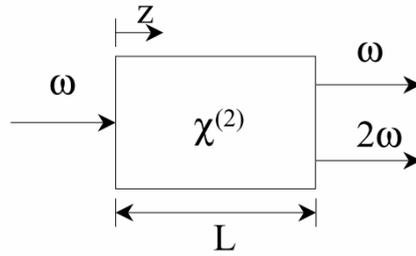


Figure 6.1 – Principe de la Génération de Seconde Harmonique

Si l'on considère une onde plane se propageant selon l'axe z et de la forme :

$$E_{\omega}(z, t) = E_{\omega}(z)e^{-i\omega t} + c.c. \quad (6-2)$$

à la pulsation ω ayant un vecteur d'onde $k_{\omega} = n_{\omega}\omega/c$, et qui pénètre dans un milieu où le $\chi^{(2)}$ est non nul, la polarisation non-linéaire, en se concentrant sur l'ordre 2, s'écrit :

$$P^{(2)}(t) = \epsilon_0\chi^{(2)}E_{\omega}^2(t) \quad (6-3)$$

En combinant les équations 6-2 et 6-3, nous obtenons :

$$P^{(2)}(t) = 2\epsilon_0\chi^{(2)}E_{\omega}E_{\omega}^* + \epsilon_0(\chi^{(2)}(E_{\omega}^2e^{-2i\omega t} + c.c.)) \quad (6-4)$$

Le premier terme de l'équation 6-4 correspond à la rectification optique (c'est-à-dire à la création d'un champ de polarisation statique) [262] et nous voyons apparaître dans le deuxième terme de cette équation une contribution à la pulsation 2ω , ayant un vecteur d'onde $k_{2\omega} = n_{2\omega}2\omega/c$ qui engendre une radiation de seconde harmonique.

En considérant l'approximation de non déplétion de l'onde fondamentale, c'est-à-dire que la puissance perdue par l'onde fondamentale due au processus de GSH est négligeable $dE_{\omega}/dz \cong 0$, l'intensité de SH est donnée par [171] :

$$I_{2\omega} \approx (\chi^{(2)})^2 L^2 I_{\omega}^2 \frac{\sin^2(\Delta k L/2)}{\Delta k L/2} \quad (6-5)$$

avec L la longueur du matériau non-linéaire et $\Delta k = 2k_{\omega} - k_{2\omega}$ le désaccord de phase. Le transfert d'énergie $\omega \rightarrow 2\omega$ sera optimal lorsque les deux ondes se propageront à la même vitesse, c'est-à-dire lorsque la condition d'accord de phase $\Delta k = 0$ sera réalisée. L'intensité du SH est une fonction périodique de période $2L_c$, où $L_c = \pi/\Delta k$ est la longueur de cohérence. L_c correspond à la longueur du matériau traversé sur laquelle l'intensité du SH ne cesse d'augmenter, c'est-à-dire la distance pendant laquelle la SH générée et la polarisation non-linéaire interfèrent de manière constructive. Si l'on raisonne en termes de différence d'indice de réfraction, la longueur de cohérence s'écrit :

$$L_c = \frac{\pi}{\Delta k} = \frac{\lambda}{4(n_{2\omega} - n_{\omega})} \quad (6-6)$$

Dans notre cas, en prenant $n_{2\omega} = 3,35$ et $n_{\omega} = 3,1$, nous obtenons une longueur de cohérence de l'ordre de la longueur d'onde à savoir environ $1,5 \mu\text{m}$. Nous constatons que cette longueur de cohérence est très faible par rapport à la longueur de nos guides qui est de l'ordre du millimètre.

Il est donc intéressant de tendre vers les conditions d'accord de phase pour maximiser l'intensité de SH générée. Cependant, dans les matériaux dispersifs, cette condition d'accord de phase ne peut être obtenue que pour des conditions spécifiques où la biréfringence naturelle du matériau est utilisée pour égaliser les indices de réfraction des ondes à ω et à 2ω .

Dans les milieux isotropes et dans le cas du régime de dispersion normale, on a $n_{\omega} < n_{2\omega}$; la relation $n_{\omega} = n_{2\omega}$ ne peut donc être satisfaite. L'adaptation de phase peut être réalisée dans un cas de dispersion anormale où $dn/d\omega < 0$ par exemple. Dans un milieu anisotrope correspondent deux indices de réfraction, à chaque direction de propagation et pour une fréquence donnée : l'un associé à l'onde ordinaire (n_o), indépendant de la direction de propagation, et l'autre associé à l'onde extraordinaire (n_e) qui dépend de la direction de propagation. Il existe deux types d'accord de phase angulaire, présentés en 6-7.

$$n_e(2\omega, \theta) = n_o(\omega) \quad \text{type I} \quad (6-7a)$$

$$n_e(2\omega, \theta) = \frac{1}{2}(n_e(\omega, \theta) + n_o(\omega)) \quad \text{type II} \quad (6-7b)$$

Le type I fait référence à une situation où l'onde fondamentale se propage avec une polarisation ordinaire et la seconde harmonique est créée selon une polarisation extraordinaire. Dans le type II, il doit y avoir simultanément propagation des ondes ordinaires et extraordinaires pour le fondamental; la seconde harmonique est créée suivant une polarisation extraordinaire. Que ce soit de type I ou II, l'adaptation des vitesses de phase est seulement possible si la dispersion est compensée par la biréfringence.

Pour remédier à ces problèmes, la méthode du quasi-accord de phase peut être une solution intéressante. Le principe du quasi-accord de phase (QPM pour *Quasi Phase Matching*), proposé pour la première fois dans un travail pionnier de N. Bloembergen et de ses collaborateurs [263], consiste à inverser le signe du coefficient non-linéaire au bout d'une longueur de cohérence, c'est-à-dire, lorsqu'un désaccord de phase de π s'est accumulé entre l'onde fondamentale à ω et l'onde harmonique à 2ω . On change le signe de l'interaction en inversant par exemple l'orientation cristalline et l'on maintient ainsi la construction de l'onde harmonique, comme schématisé sur la figure 6.2. De nombreuses réalisations utilisant le quasi-accord de phase ont été démontrées, parmi lesquelles le PPLN (pour *Periodically Poled Lithium Niobate*), cristal non-linéaire artificiel sur lequel sont basés de nombreux dispositifs commerciaux à l'heure actuelle.

Quant au QPM sur les CPh 2D, le sujet a été traité théoriquement en 1998 par V. Berger [265]. Les premières expériences ont été menées par N. Broderick et ses collaborateurs [266].

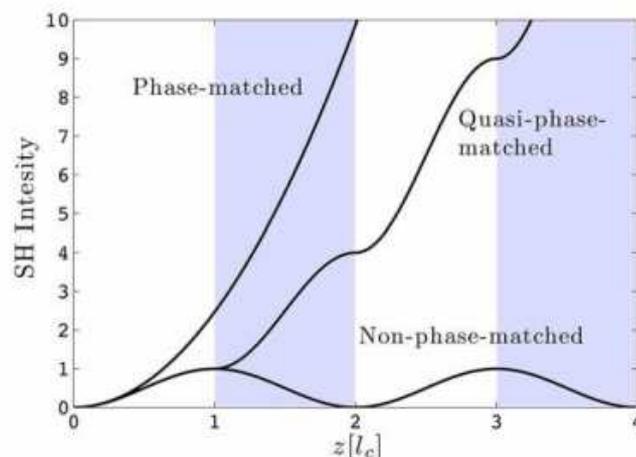


Figure 6.2 – Intensité du SH pour des signaux accordés en phase, quasi-accordés en phase et non accordés en phase. Les deux couleurs (blanc et bleu) correspondent à l’inversion du signe du $\chi^{(2)}$; tiré de [264]

Or dans le cas de nos travaux, les échantillons n’ont pas été conçus pour réaliser du quasi-accord de phase. Ce sont de simples guides CPh W1 dans lesquels nous n’avons pas d’accord de phase puisque les indices de réfraction à ω et 2ω sont différents. Malgré l’absence de cette propriété requise pour une GSH efficace, nous allons voir dans la suite que nous avons pu obtenir une GSH dans un guide CPh. Nous considérons donc une interaction paramétrique non accordée en phase dans un guide CPh et nous démontrons que nous pouvons atteindre une GSH efficace. La bande passante de ce processus n’étant pas limitée par l’accord de phase, un signal de SH a été généré par des signaux de données à haut débit (jusqu’à 42.5 Gbit/s) et nous a permis d’effectuer la surveillance de ces signaux.

6.2 Mise en évidence de la GSH dans les guides CPh GaInP

Au fil des mesures expérimentales de mélange à quatre ondes effectuées sur les guides CPh GaInP, nous avons pu observer la génération d’une lumière visible. En effet, nous utilisons une caméra CCD visible noir et blanc pour visualiser nos échantillons et effectuer le couplage optique. Or, dans certaines configurations de polarisation et de puissance, nous visualisons une lumière émise par la surface de l’échantillon, comme montré sur la figure 6.3. Nous avons donc souhaité caractériser cette lumière générée. Pour cela, nous avons mis en place un système de collecte de la lumière et de caractérisation. La configuration expérimentale est schématisée en figure 6.4.

Nous avons donc utilisé une fibre plastique multimode comme moyen de collecte. L’ouverture numérique de cette fibre de collecte est de 0,51. Par le biais d’un système mécanique, nous venons placer cette fibre juste au-dessus de l’échantillon, à environ 2 mm

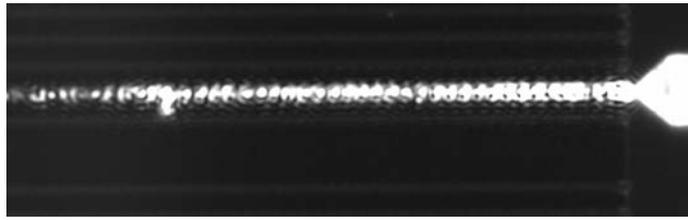


Figure 6.3 – Visualisation à la caméra visible de lumière émise depuis la surface d'un guide CPh W1 en GaInP.

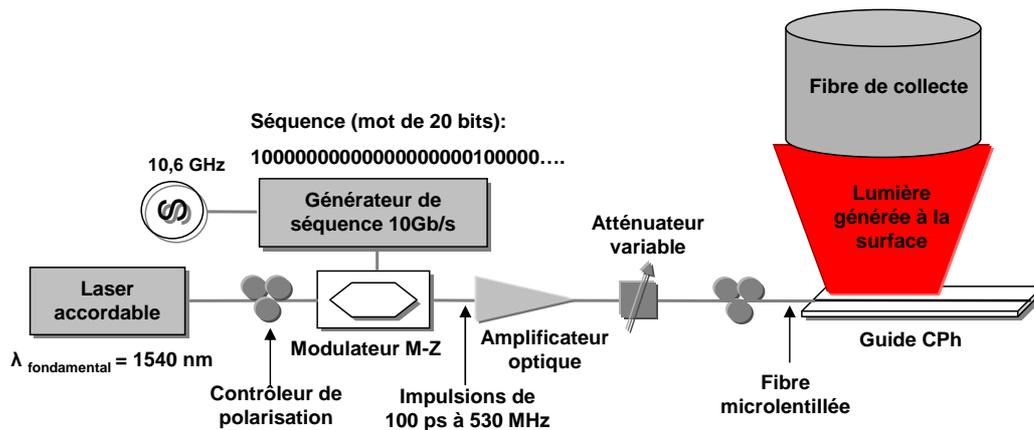


Figure 6.4 – Configuration expérimentale de la mise en évidence de la génération de seconde harmonique dans un guide CPh W1 en GaInP.

de la surface. Puis la sortie de cette fibre est placée à l'entrée d'un spectromètre (Oceans Optics USB 4000). Nous injectons alors, sur le mode TE, un signal impulsionnel à 1540 nm comportant des impulsions de 100 ps à un taux de répétition de 530 MHz (réalisé par la méthode précédemment présentée au chapitre 3 utilisant un générateur de séquences et un modulateur externe). La puissance crête estimée dans le guide est de 600 mW. La figure 6.5 montre le spectre collecté. La résolution de cette mesure est assez faible étant donné que nous sommes contraints de placer la fibre plastique de collecte au sein du spectromètre. Il n'y a donc pas de fente d'entrée sur le spectromètre. La résolution est fixée par la taille du cœur de la fibre plastique ($\approx 50\mu\text{m}$). Nous estimons la résolution de la mesure à 4,5 nm. Sur la figure 6.5, nous constatons bien la présence d'un pic autour de 770 nm, c'est-à-dire une longueur d'onde correspondant à la moitié de la longueur d'onde du signal d'entrée.

Ceci constitue une première preuve de la génération de seconde harmonique. Pour s'en convaincre, avec la même configuration expérimentale, nous avons fait varier la puissance du signal d'entrée et mesuré, par le biais du spectromètre, l'évolution de la puissance de lumière visible collectée. Nous pouvons constater, sur la figure 6.2, une évolution quadratique de la puissance de la lumière générée en fonction de la puissance du signal fondamental d'entrée sur trois ordres de grandeur. Ceci est caractéristique d'un effet non-

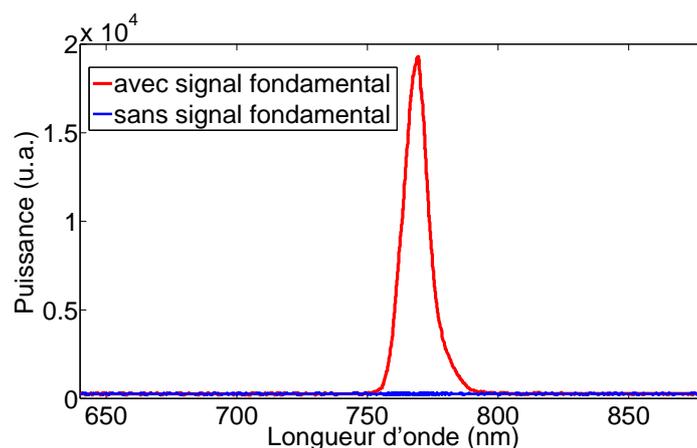


Figure 6.5 – Spectre de la lumière visible générée à la surface de l'échantillon.

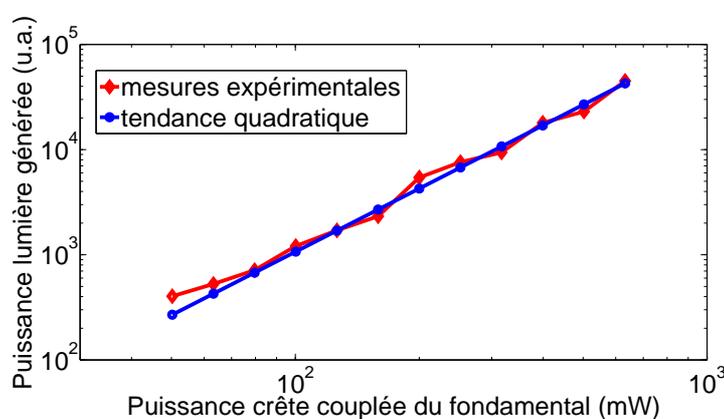


Figure 6.6 – Evolution quadratique de la lumière générée en fonction de la puissance du signal d'entrée.

linéaire du second ordre (équation 6-3). Cette évolution quadratique couplée à la mesure du spectre nous permet de confirmer la génération de seconde harmonique à la surface d'un guide CPh membranaire en GaInP.

Par la suite, nous nous sommes équipés d'une photodiode silicium à large surface (diamètre 10 mm) permettant d'effectuer des mesures dans le visible. Nous remplaçons donc la fibre de collecte et le spectromètre sur le montage expérimental par ce détecteur silicium dans le but de pouvoir effectuer des mesures plus quantitatives et ainsi déterminer des efficacités de conversion de seconde harmonique. Il est vrai que nous n'avons pas d'information sur l'angle d'émission de la SH. Toutefois, nous pouvons supposer que la majeure partie de SH émise au-dessus de la membrane est collectée par le biais de la photodiode à large surface, ayant un diamètre de 10 mm, le guide faisant 1,2 mm de long. La photodiode est placée à 1,5 mm de la surface de l'échantillon. L'angle de collecte total est alors d'environ 150°.

6.3 Mesure de l'efficacité de la génération de seconde harmonique

6.3.1 Génération efficace de SH dans un guide CPh

Concernant l'efficacité de conversion, on retrouve souvent dans la littérature des efficacités normalisées en W^{-1} , telle que donnée par l'équation 6-8. Cette définition de l'efficacité prend en compte les puissances moyennes des signaux.

$$\eta_{GSH,moy} = \frac{P_{SH,moy}}{P_{fondamental,moy}^2} \quad (6-8)$$

Or, nous travaillons avec des signaux impulsionnels; il semble alors plus judicieux d'utiliser les puissances instantanées des signaux. En effet, nous pouvons avoir deux types de signaux présentant des rapports cycliques différents, ce qui implique qu'à puissance moyenne constante nous avons des puissances crêtes différentes et par conséquent des puissances SH différentes également. Nous utilisons alors l'efficacité de conversion normalisée tenant compte des puissances crêtes, qui est définie par l'équation 6-9.

$$\eta_{GSH} = \eta_{GSH,instancee} = \frac{P_{SH,crete}}{P_{fondamental,crete}^2} \quad (6-9)$$

Des mesures quantitatives de l'efficacité de la GSH ont été réalisées en utilisant une photodiode silicium à large surface placée au-dessus du guide présentant une dispersion modifiée similaire au guide utilisé dans la section 3.4 utilisant la technique détaillée dans [154]. Nous travaillons à une longueur d'onde du fondamental de 1540 nm où l'indice de groupe vaut environ 15.

Lors de nos études, nous avons remarqué que les structures adaptatives de modes (les tapers) se détérioraient, voir brûlaient, pour des puissances moyennes de 21 dBm (environ 125 mW) lors du couplage optique. En travaillant dans un premier temps avec un signal NRZ à 10 Gbit/s, nous avons autant de «1» que de «0», soit un facteur 2 entre puissance moyenne et puissance crête. En travaillant dans une gamme de puissance raisonnable, c'est-à-dire 19 dBm de puissance moyenne avant couplage, et en considérant les pertes de couplage par face de 3,5 dB, la puissance crête maximum couplée que l'on peut atteindre est de l'ordre de 70 mW. Or, nous souhaitons observer l'évolution de la SH en fonction de la puissance du fondamental et ce, sur plusieurs ordres de grandeur. Pour ce faire, nous avons utilisé un générateur de séquences et un modulateur d'intensité afin de faire varier le taux de répétition de 10,6 GHz à 530 MHz en conservant une impulsion sur vingt (tel que décrit précédemment dans le chapitre 3). Ainsi, nous avons pu augmenter la puissance crête des impulsions de quelques dizaines de milliwatts au watt, tout en maintenant une puissance moyenne raisonnable.

Nous pouvons constater sur la figure 6.7 que la puissance crête de SH évolue de manière quadratique en fonction de la puissance du fondamental sur quatre ordres de grandeur. Il est à noter que nous utilisons une photodiode lente, ce qui implique que nous

mesurons la puissance moyenne. La puissance crête de SH est calculée en fonction du taux de répétition du signal fondamental.

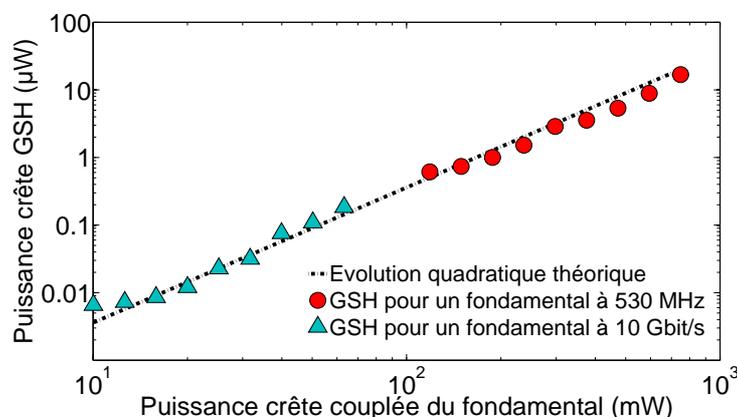


Figure 6.7 – Evolution quadratique de la GSH sur quatre ordres de grandeur en fonction de la puissance du signal fondamental.

L'efficacité est obtenue en utilisant une courbe de tendance à partir de l'équation 6-9 et des données de puissance du fondamental, afin d'être en adéquation avec la puissance de SH mesurée. En dépit de la nature non résonante et non accordée en phase de l'interaction, l'efficacité est égale à $3,6 \cdot 10^{-5} W^{-1}$, ce qui est comparable avec ce qui a été rapporté dans des cavités CPh en silicium [256]. En termes de puissance de SH, un maximum d'environ $20 \mu W$ crête a été atteint (ce qui correspond à une puissance moyenne de $1 \mu W$, pour une puissance crête couplée du fondamental de $748 mW$), ce qui est environ six ordres de grandeur plus fort que ce qui est mesuré dans [256]. À cet égard, notre résultat est plus proche des récents résultats obtenus sur l'interaction accordée en phase dans des guides d'ondes de Bragg de $2,2 mm$ [258], sur lesquels la puissance de SH mesurée varie entre 16 et $60 \mu W$ selon le type d'accord de phase, avec toutefois une puissance crête du fondamental proche de $24 W$.

Comme nous avons pu le faire sur le mélange à quatre ondes au chapitre 3, nous allons par la suite étudier l'impact de l'indice de groupe sur la génération de seconde harmonique dans des guides CPh.

6.3.2 Évolution de la GSH en fonction de l'indice de groupe

Les guides CPh sont très dispersifs et il est donc attendu que la GSH ait une dépendance complexe par rapport à la longueur d'onde. Dans le but d'étudier ce point, nous avons testé deux types de guides CPh : un guide présentant un profil d'indice de groupe standard (guide B), où n_g évolue de manière monotone avec la longueur d'onde, et un guide présentant une zone de fort indice de groupe ($n_g \approx 24$ autour de $1545 nm$) entraînant ainsi un régime de lumière lente (guide A). Les courbes de transmission, ainsi que les profils d'indice de groupe de ces guides, sont présentés sur la figure 6.8. Les profils

d'indice de groupe sont également reportés sur la figure 6.9(a).

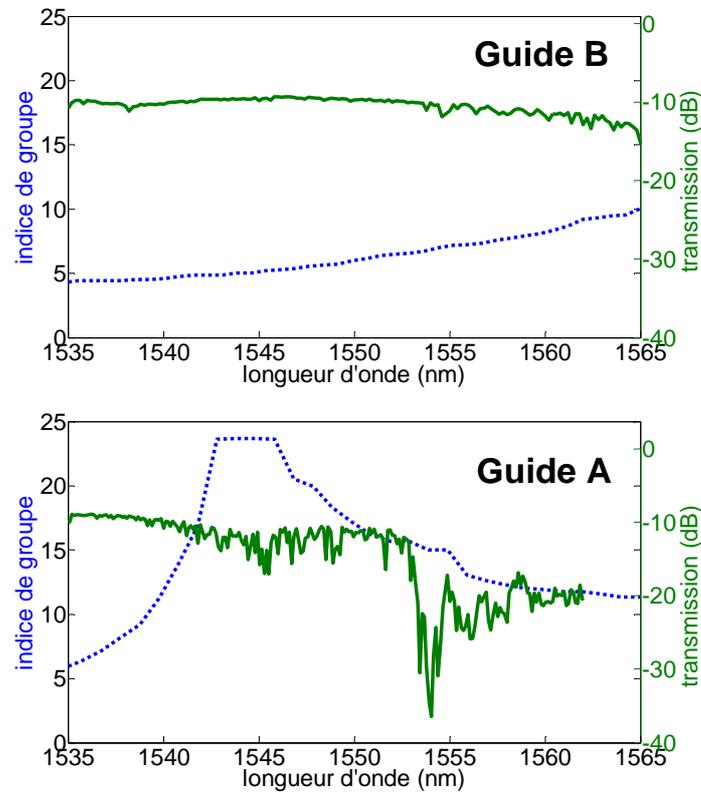


Figure 6.8 – Profils d'indice de groupe des guides testés A et B avec les courbes de transmission associées.

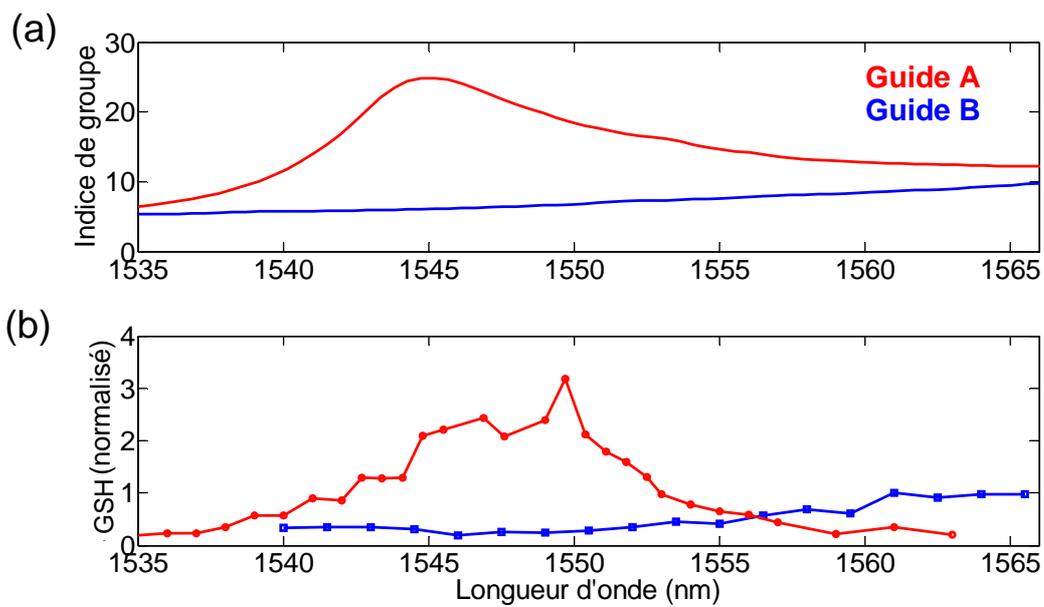


Figure 6.9 – Evolution de la GSH en fonction de l'indice de groupe. (a) Profils d'indice de groupe en fonction de la longueur d'onde, (b) GSH correspondante.

Nous pouvons remarquer que le guide B présente une forte augmentation de l'indice de groupe d'environ 6 à 24 tandis que pour le guide A l'indice de groupe évolue lentement de 5 à 10. Nous pouvons également remarquer que les pertes évoluent de manière proportionnelle à n_g . En effet, pour le guide B les pertes évoluent de -9 dB à -15 dB, soit d'un facteur 4 comme l'indice de groupe. Le comportement est similaire pour le guide A, avec des pertes qui évoluent de -10 dB à -13 dB, soit un facteur 2, comme l'indice de groupe. Sur la figure 6.9(b) sont rapportées les mesures de GSH en fonction de la longueur d'onde du fondamental pour les guides A et B, réalisées avec des puissances crêtes couplées du fondamental respectivement de 180 mW et 420 mW. Pour le guide B, nous pouvons constater que la GSH croît lentement en fonction de la longueur d'onde de manière similaire à l'indice de groupe. Pour le guide A, nous pouvons également constater que la GSH évolue de manière similaire au profil d'indice de groupe. Nous pouvons toutefois noter que le maximum de GSH ne se situe pas à la même longueur d'onde que le maximum d'indice de groupe. Ceci est lié au profil de transmission du guide A (figure 6.8) et aux perturbations liées au régime de lumière lente (section 2.9). En effet, la transmission à la longueur d'onde du maximum d'indice de groupe ($\lambda = 1545\text{nm}$) est de -15 dB tandis qu'elle est de -11 dB à la longueur d'onde du maximum de GSH mesuré ($\lambda = 1550\text{nm}$). Ce creux de transmission, compensant l'amélioration liée au régime de lumière lente, explique pourquoi la longueur d'onde du maximum de GSH mesurée ne correspond pas à la longueur d'onde du maximum d'indice de groupe. Sur la figure 6.9(b), nous pouvons constater une bande passante de conversion à 3 dB du maximum, de 8 nm (voir 10 nm si l'on omet le point de mesure à 1550 nm), ce qui est relativement grand comparé à d'autres réalisations expérimentales reportées dans la littérature, comme nous pourrions le voir par la suite dans le tableau 6.1.

Les mesures présentées sur la figure 6.9 nous indiquent donc que la GSH présente une forte corrélation avec l'indice de groupe de l'onde fondamentale. De plus, ceci est valable pour les deux guides A et B, en dépit du fait qu'ils aient une dispersion différente. Une amélioration liée au régime de lumière lente est donc attendue pour la GSH dans nos guides CPh, de manière similaire à ce qui a été reporté dans [251] pour la GTH dans les guides CPh silicium. De manière plus précise, la théorie de la GSH dans les CPh [267, 268] prédit une dépendance quadratique de l'efficacité de GSH avec l'indice de groupe du mode fondamental n_{gF} , qui peut être écrite de la manière suivante :

$$\eta \propto d_{eff}^2 \frac{n_{gF}^2 n_{gSH}}{A_{eff}} \quad (6-10)$$

où d_{eff} est la projection de la susceptibilité du second ordre (110 pm/V pour le GaInP rapporté sur la bande spectrale de travail considérée [269]) sur le champ électrique de l'onde fondamentale, A_{eff} la section transversale non-linéaire relative à la distribution du champ qui coïncide avec la section transversale géométrique et n_{gF} et n_{gSH} les indices de groupe aux longueurs d'onde du fondamental et de la seconde harmonique. La raison pour la-

quelle le désaccord de phase ne joue pas un rôle crucial comme c'est le cas dans les guides d'ondes non-linéaires est détaillée dans [270]. Il y est montré que la longueur d'interaction non-linéaire est beaucoup plus courte que la longueur du guide, voire même que la longueur de cohérence, étant donné que la longueur de propagation des modes de Bloch à la fréquence de seconde harmonique doit être très courte. Cette courte longueur d'interaction minimise l'effet du désaccord de phase. Nous pensons que cela pourrait être également le cas pour la GSH dans nos guides CPh. Toutefois, une étude approfondie de l'impact des conditions d'accord de phase serait nécessaire pour une meilleure compréhension de la GSH dans ces guides CPh.

Nous avons souhaité effectuer cette comparaison sur un même guide présentant un régime de lumière rapide et un régime de lumière lente. Des mesures d'efficacité ont donc été effectuées sur un troisième guide, appelé guide C, dont le profil d'indice de groupe ainsi que la transmission apparaissent sur la figure 6.10. Nous pouvons encore ici constater l'augmentation des pertes de transmission en régime de lumière lente.

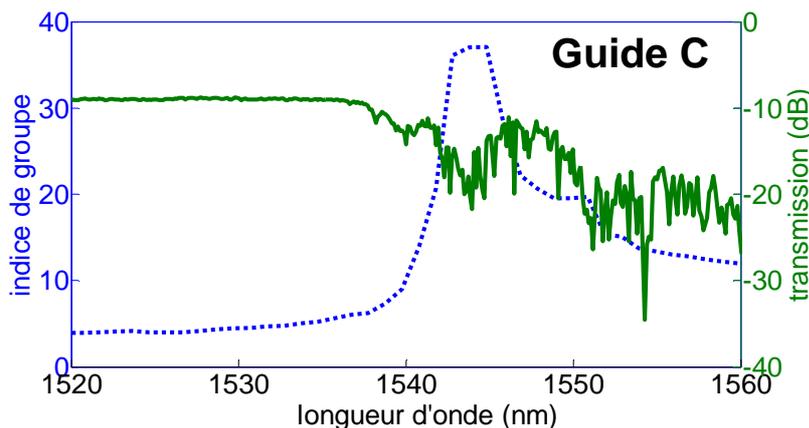


Figure 6.10 – Profil d'indice de groupe du guide C testé avec la courbe de transmission associée.

Les mesures ont été réalisées pour deux longueurs d'onde de fondamental, $\lambda_1 = 1535\text{nm}$ où $n_{g1} = 5$ et $\lambda_2 = 1550\text{nm}$ où $n_{g2} = 20$. Nous utilisons la même configuration expérimentale avec un détecteur silicium de large surface. La puissance crête couplée du fondamental évolue de quelques milliwatts à presque 1 W. De 1 mW à 100 mW, une séquence PRBS à 10 Gbit/s NRZ avec un rapport cyclique de 0.5 est utilisée. Pour atteindre des puissances crêtes plus importantes, le rapport cyclique est diminué à 0,05. Nous pouvons constater sur la figure 6.11 que la puissance crête de SH évolue avec le carré de la puissance crête du fondamental sur au moins quatre ordres de grandeur. Toutefois, nous pouvons également remarquer que les évolutions ne sont pas parfaitement quadratiques (très légèrement sur- ou sous-quadratiques). Les légères déviations sont en partie liées à un décalage résiduel du bias du modulateur MZ durant les expériences qui entraîne une légère déviation de la

puissance crête du fondamental.

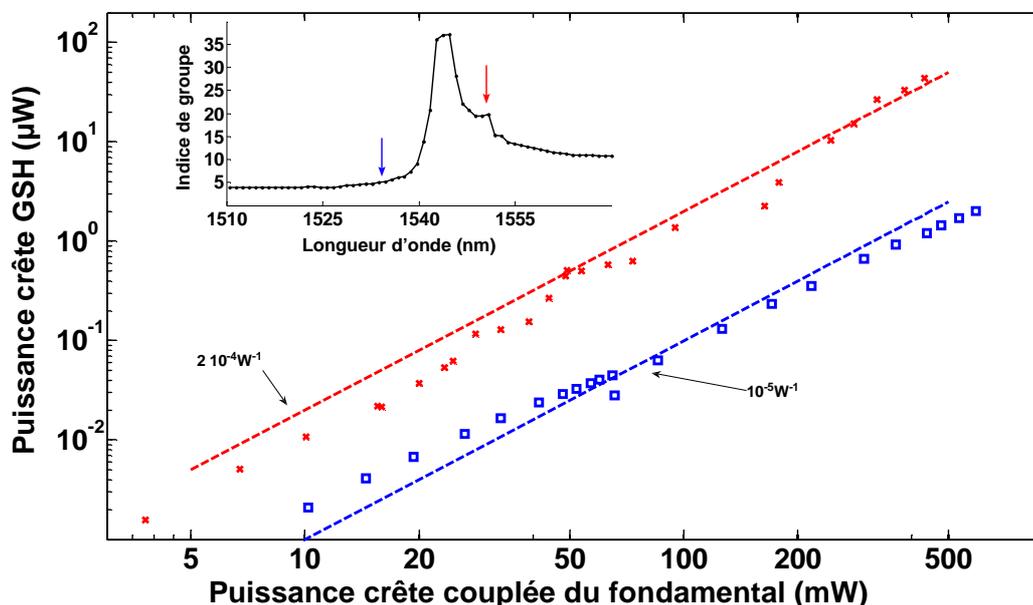


Figure 6.11 – Puissance crête de GSH en fonction de la puissance crête du fondamental pour $\lambda_{\text{fondamental}} = 1535\text{nm}$ (carrés bleus) et $\lambda_{\text{fondamental}} = 1550\text{nm}$ (croix rouges). Évolution quadratique théorique en ligne pointillée. Profil d'indice de groupe du guide en insert.

L'efficacité normalisée $\eta = P_{\text{SHG}}/P_{\text{in}}^2$ relative aux puissances crêtes du fondamental et de la SH est égale à $\eta = 10^{-5}$ lorsque $\lambda_{\text{fondamental}} = 1535\text{nm}$ et augmente jusqu'à $\eta = 2 \cdot 10^{-4}$ lorsque $\lambda_{\text{fondamental}} = 1550\text{nm}$. Nous pouvons donc constater une amélioration d'un facteur 20 (malgré une différence de transmission de presque 8 dB), correspondant à une augmentation approximative d'un facteur 4 sur l'indice de groupe. Cette observation est cohérente avec l'évolution en n_g^2 discutée précédemment. Nous pouvons également faire remarquer que les pertes de propagation sont très grandes dans la zone de l'indice de groupe maximum (environ 1545 nm), ce qui explique qu'une efficacité plus grande soit trouvée pour une longueur d'onde légèrement supérieure à 1550 nm (de manière similaire à la figure 6.9).

Le tableau 6.1 regroupe des réalisations récentes de GSH en optique intégrée. Nous reportons les valeurs d'efficacité η où les puissances du fondamental se réfèrent aux puissances crêtes dans les expériences pulsées. Les composants ayant des géométries très différentes, nous reportons leur longueur. Les valeurs de SH maximales sont indiquées en puissance crête dans les expériences effectuées avec des signaux impulsionnels. Quand l'information était disponible, la bande de conversion de GSH, en référence à la longueur d'onde du fondamental, est également indiquée. Dans le cas des cavités, la bande passante est λ/Q .

Technologie	L (mm)	η (W^{-1})	$P_{SH,crete}$	BP	référence
guide $LiNbO_3$	60	14	élevée	> 0,25 nm	[271]
guide CPh GaP	0,017	5.10^{-7}	1 nW	n.c	[261]
cavité CPh InP	n.c	n.c	10 fW	n.c	[255]
cavité CPh Si	n.c	$3,5.10^{-5}$	50 fW	50 pm	[256]
micro-anneaux GaN	n.c	2.10^{-4}	2 μ W	0,5 nm	[260]
guide fil AlGaAs	1,2	2.10^{-3}	80 pW	n.c	[272]
guide AlGaAs	1,5	7.10^{-3}	1,5 nW	0,3 nm	[273]
guide de Bragg AlGaAs	2,2	2.10^{-7}	190 μ W	0,8 nm	[258]
guide CPh GaInP	1,2	2.10^{-4}	45 μ W	\approx 10 nm	ces travaux

TABLE 6.1 – Comparaison de la GSH dans différents composants d'optique intégrée.

En termes de puissance de seconde harmonique générée, le maximum atteint ici est de 45 μ W crête, ce qui est quelques ordres de grandeur supérieur à ce qui est rapporté dans les composants nano-photoniques. Seuls les guides de Bragg [258] permettent de plus grandes puissances crêtes de SH, cependant l'efficacité de conversion est très faible. À l'inverse, l'efficacité de conversion que nous présentons ici, $\eta = 2.10^{-4}W^{-1}$, est deux ordres de grandeur plus grande que ce qui a été démontré dans des guides CPh en matériaux semi-conducteurs III-V [261] et un ordre de grandeur supérieur aux cavités silicium, tout en offrant la possibilité d'avoir une large bande passante de conversion. Dans les composants photoniques à semi-conducteurs, seuls les guides standards et les guides fils AlGaAs offrent une meilleure efficacité mais au détriment d'une bande passante plus étroite. À notre connaissance, seule la technologie des guides en niobate de lithium ($LiNbO_3$) permet de combiner une forte efficacité et une relativement grande bande de conversion [271]. Cependant, nous pouvons soulever le fait que l'intégration des guides $LiNbO_3$ avec la photonique des semi-conducteurs n'est pas chose aisée.

Nous venons donc de démontrer que le signal optique de seconde harmonique généré était tout à fait convenable et nous verrons par la suite qu'il est probablement suffisant pour implémenter le contrôle optique de performances d'une transmission d'un signal de télécommunications. Mais avant cela, intéressons nous de plus près à la localisation de la GSH dans le guide CPh.

6.4 Localisation de la génération de seconde harmonique.

Nous nous sommes intéressés à la localisation de la génération de seconde harmonique dans le guide CPh. Le signal optique d'entrée est toujours un signal impulsionnel, généré par un laser continu accordable et un modulateur Mach-Zehnder (MZI), ayant des impulsions de 100 ps à une cadence de 500 MHz. La puissance crête des impulsions est augmentée jusqu'à quelques centaines de milliwatts, voir le watt crête. La radiation émise depuis le dessus du guide est détectée par une caméra CCD silicium. En augmentant la

puissance crête du signal injecté, non seulement la luminosité du signal augmente, mais également la zone sur laquelle la radiation est émise (figure 6.12), qui peut s'étendre sur toute la longueur du guide. L'augmentation de l'intensité peut se comprendre, par contre, nous n'avons pas d'explication sur l'augmentation de la longueur de guide qui génère de la SH.

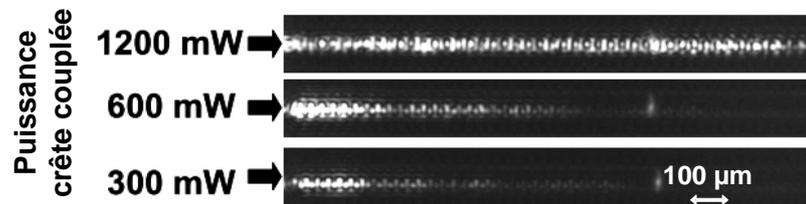


Figure 6.12 – Evolution de la longueur de génération de SH en fonction de la puissance d'entrée.

En analysant précisément la radiation SH émise, nous pouvons constater une périodicité de l'émission de SH. Nous avons donc analysé plus précisément la localisation de la GSH dans le guide afin de déterminer cette périodicité. La figure 6.13 présente le traitement des images acquises sur un guide standard ($4 < n_g < 8$). Pour s'affranchir de la résolution du détecteur, plusieurs images sont prises avec différents zooms de l'objectif. Nous mesurons une périodicité rapide d'environ $30 \mu\text{m}$ et une périodicité lente d'environ $150 \mu\text{m}$ et ce quelque soit la longueur d'onde du fondamental. La référence pour nos mesures est l'écart entre deux guides. Nous avons des difficultés à interpréter ces observations. La périodicité rapide pourrait provenir des interférences liées au motif périodique de la structure. La périodicité lente pourrait être liée au raccord de champ lors de la gravure. Des observations semblables sur un guide présentant un régime de lumière lente vont peut être pouvoir nous aider à interpréter.

Des mesures similaires, avec différentes longueurs d'onde, ont été réalisées sur un guide dont la dispersion a été modifiée afin d'avoir un régime de lumière lente. Nous constatons une diminution de la période (de $30 \mu\text{m}$ à $15 \mu\text{m}$) lorsque l'indice de groupe augmente (de 7 à 35). Par ailleurs, lorsque l'indice de groupe est élevé, nous constatons des zones de forte localisation de la SH comme montré sur la figure 6.14 (a). Il est à noter que les paramètres de visualisation ont été légèrement modifiés afin de ne pas saturer le détecteur aux zones de forte localisation, ce qui explique le fait que l'on n'observe quasiment plus la périodicité rapide. Nous attribuons cette forte localisation à la probable amélioration de la GSH liée à la résonance du champ fondamental au niveau des raccords de champ («stitching») lors de la fabrication de l'échantillon. Nous pouvons en outre constater sur la figure 6.14 (b), qui est une visualisation à la caméra infrarouge du guide testé, les pertes de diffusion liées aux raccords de champs qui coïncident parfaitement avec les zones de forte localisation de la GSH sur la figure 6.14 (a).

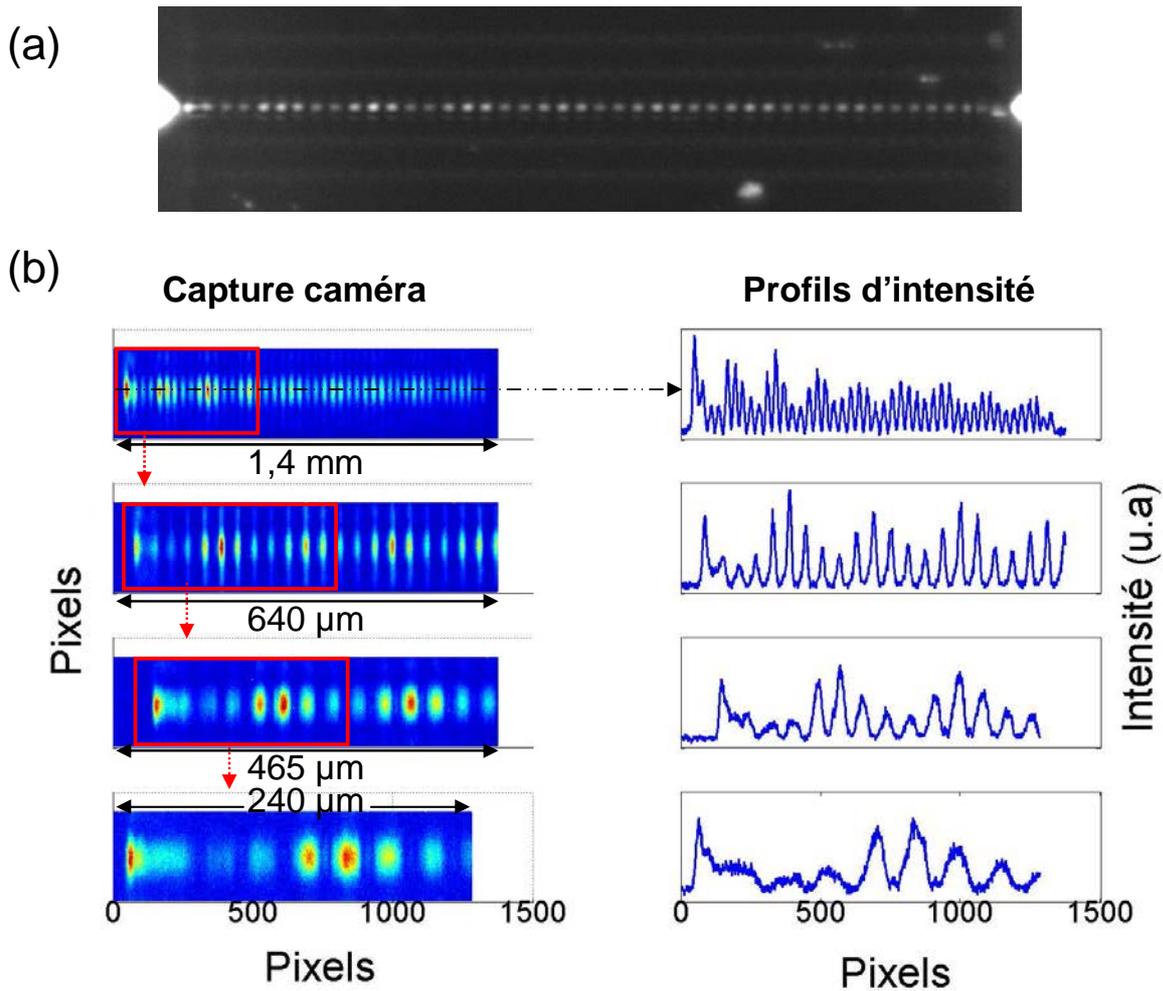


Figure 6.13 – Périodicité de la GSH dans un guide CPh. (a) Image visible de la GSH, (b) Répartition spatiale et profil d'intensité de la GSH en utilisant différents zooms pour la visualisation.

6.4.1 Détérioration des guides

Lors des expériences de GSH, nous avons détérioré beaucoup de guides en cherchant à obtenir un maximum de puissance de SH collectée. En effet, nous avons pour cela travaillé dans des zones de lumière lente et augmenté la puissance injectée du fondamental. Cependant, dans ces conditions expérimentales la plupart des guides testés ont brûlé.

Après études, nous pouvons corrélérer la forte localisation de SH et le point de départ de l'endommagement des guides. D'une part, le régime de lumière lente entraîne une compression spatiale des impulsions et donc une augmentation de l'intensité ; d'autre part les raccords de champs entraînent la résonance du champ optique. Il y a donc des zones de haute densité d'énergie qui entraînent des «points chauds». C'est dans ces zones que la GSH est maximale. C'est depuis un «point chaud» que la membrane va commencer à brûler. Ce point va ensuite se déplacer jusqu'à la sortie du guide, rendant le guide membra-

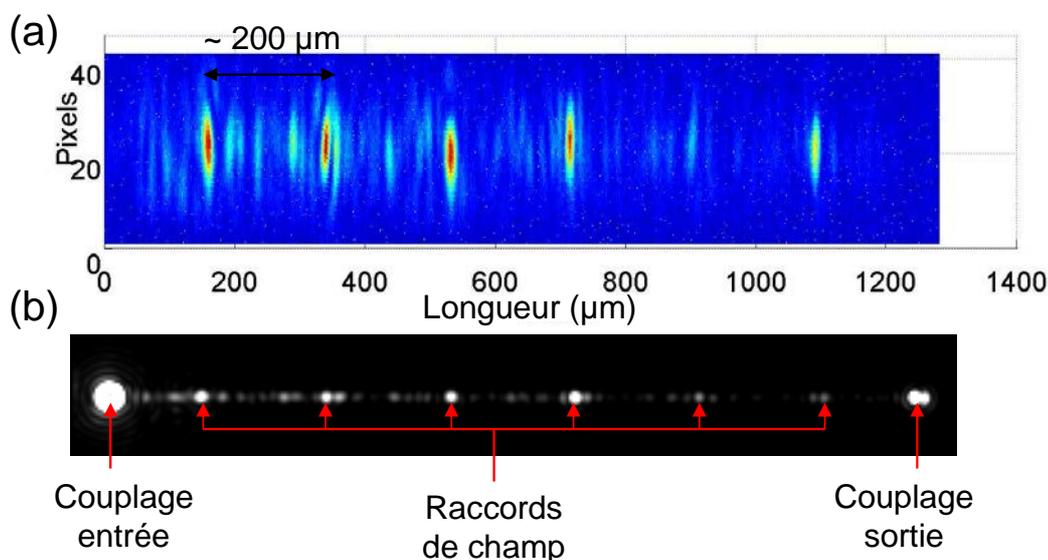


Figure 6.14 – Localisation de la GSH induite par la résonance aux raccords de champs. (a) visualisation de la GSH en caméra visible, (b) visualisation de l'onde fondamentale en caméra infrarouge

naire inutilisable. La figure 6.15 illustre cette corrélation entre les zones de haute énergie où est principalement générée la SH et le point de départ de la détérioration de la membrane. Plusieurs images ont été prises, à polarisation d'entrée fixe (TE) et à puissance fixe, pour différentes longueurs d'onde du fondamental correspondant à différentes valeurs d'indice de groupe. Nous pouvons constater sur la figure 6.15 l'augmentation de SH en un point, correspondant à un mauvais raccord de champ, qui a été le point de départ de la détérioration de la membrane à une puissance estimée à 600 mW crête dans le guide (environ 1,4 W crête avant couplage, soit 70 mW moyen). Dans les zones spectrales de fort indice de groupe, il est donc nécessaire de limiter la puissance d'entrée du fondamental afin de maintenir l'intégrité de la membrane.

Après avoir mis en évidence la génération de seconde harmonique dans un guide CPh GaInP, nous avons caractérisé cette interaction non-linéaire. Nous avons observé son évolution en fonction de l'indice de groupe de l'onde fondamentale ainsi que sa localisation. Il est vrai qu'une analyse plus poussée serait nécessaire afin de mieux comprendre le phénomène, cependant, nous avons tout de même tenté de tirer parti de cette GSH. Nous avons souhaité l'appliquer à la réalisation d'une fonction optique, à savoir le suivi de qualité de signaux de télécommunications. Nous allons détailler nos résultats expérimentaux dans la partie suivante.

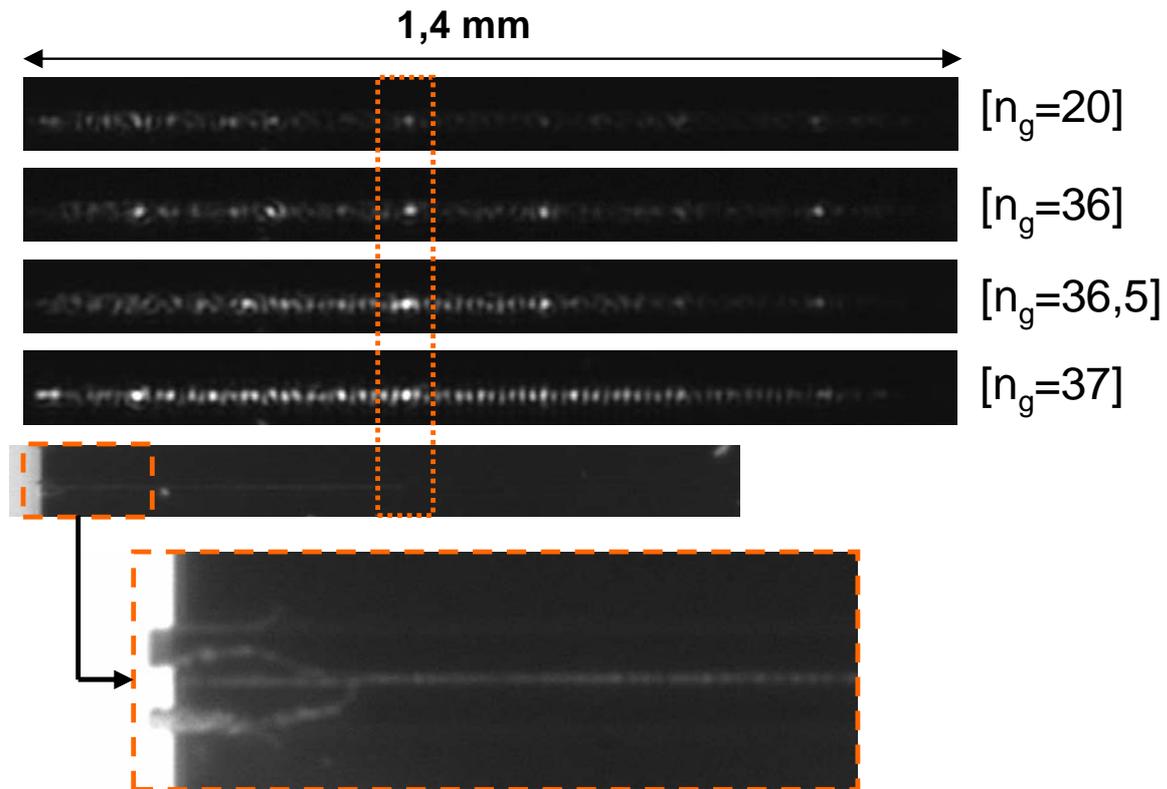


Figure 6.15 – Corrélation entre zones de GSH maximales et origine de la dégradation de la membrane.

6.5 La GSH appliquée au contrôle de signaux de télécommunications

Le suivi de performances d'une transmission optique comprend l'évaluation de la qualité du signal sans regarder directement la séquence de bits transmis. Avec des signaux codés en amplitude, l'implémentation du suivi optique de performances est relativement simple ; la GSH étant dépendante du rapport de la puissance crête sur la puissance moyenne, la GSH peut être de manière aisée reliée au niveau de bruit, ainsi qu'à l'élargissement des impulsions induites par la dispersion.

Les mesures qui suivent sont effectuées sur un guide (guide D) dont le profil d'indice de groupe est présenté sur la figure 6.16.

Pour démontrer cela, nous utilisons un signal de données RZ à 42,5 Gbit/s, ayant un rapport cyclique de 33%. La configuration expérimentale est schématisée sur la figure 6.17. Nous mesurons l'évolution de la GSH en fonction de la longueur d'onde du signal.

Sous ces conditions, la puissance moyenne de SH mesurée est $0,3 \mu\text{W}$, 25 dB au-dessus du niveau de bruit comme nous pouvons le voir sur la figure 6.18.

Cela vaut lorsque la longueur d'onde fondamentale est comprise entre 1530 nm et 1540

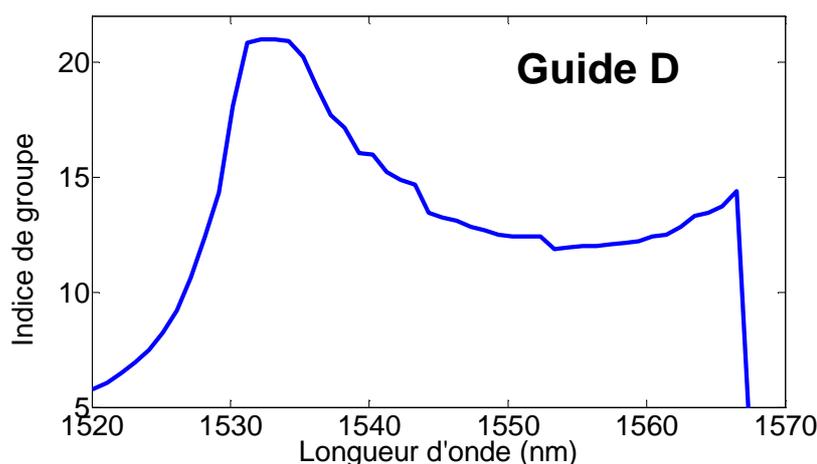


Figure 6.16 – Profil d'indice de groupe du guide utilisé pour démontrer le suivi de qualité des signaux de télécommunications par le biais de la GSH.

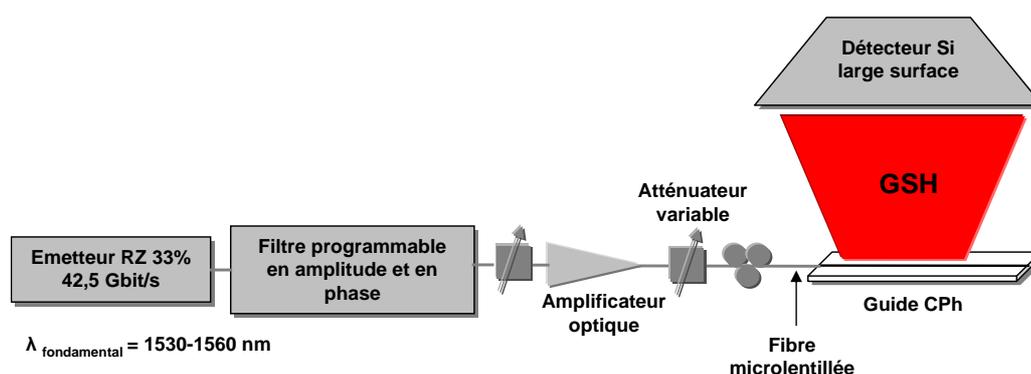


Figure 6.17 – Configuration expérimentale pour la démonstration de suivi de qualité des signaux de télécommunications via la GSH dans un guide CPh.

nm. À des longueurs d'onde plus grandes (≈ 1560 nm), la puissance du SH est réduite. Cependant, nous pouvons remarquer que la puissance de SH collectée est toujours supérieure de 10 dB au niveau de bruit, n'importe où sur la bande C (1530-1560 nm). Un filtre optique programmable est utilisé pour introduire de la dispersion chromatique par le biais d'un chirp linéaire sur le signal fondamental (simulant ainsi la propagation à travers un lien dispersif). Un atténuateur variable est utilisé pour diminuer le rapport signal à bruit optique (OSNR) du signal, en réduisant l'amplitude du signal avant le dernier amplificateur optique.

6.5.1 Contrôle de la dispersion résiduelle d'un signal

La quantité de dispersion introduite sur le canal peut être facilement corrélée à la puissance de GSH mesurée. En effet, si le signal est dispersé, il en résulte une puissance crête

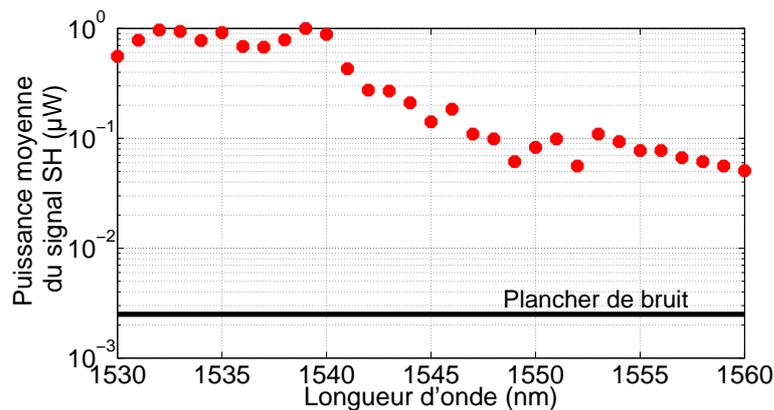


Figure 6.18 – Évolution de la puissance moyenne du SH en fonction de la longueur d'onde pour un signal fondamental RZ 33% à 42,5 Gbit/s.

moins importante et donc moins de GSH. La figure 6.19 présente la dépendance de la GSH en fonction de la valeur de dispersion, tandis que la puissance moyenne du signal d'entrée est maintenue constante. En tenant compte de la figure 6.18, nous considérons le meilleur cas, à 1533 nm (points bleus), et le pire cas, à 1560 nm (triangles rouges). Le maximum de GSH a lieu lorsqu'aucune dispersion n'est introduite. En introduisant de la dispersion, il en résulte une diminution significative de la GSH. La symétrie de la courbe, par rapport à une dispersion accumulée nulle, reflète la manière symétrique dont une dispersion positive ou négative amène à l'élargissement des impulsions. Le signe de la dispersion accumulée ne peut donc être déduit d'une mesure unique comme ici. Il faut pour cela utiliser une technique de mesure différentielle. Cette technique est utilisée dans [274,275].

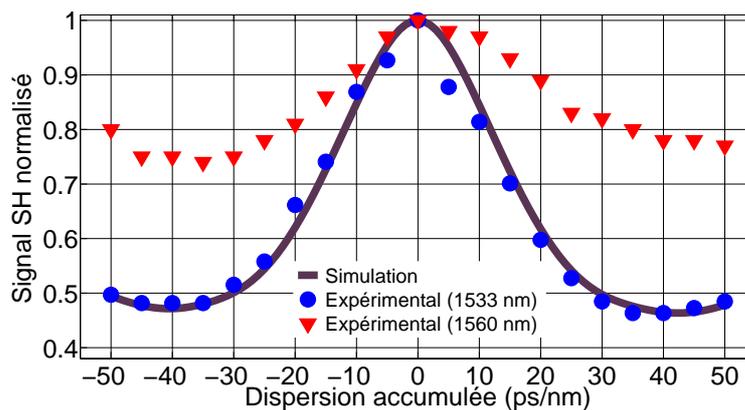


Figure 6.19 – Puissance de SH normalisée en fonction de la dispersion accumulée par le signal fondamental à 1533 nm (points bleus) et 1560 nm (triangles rouges). Le trait plein correspond à la SH générée par la propagation simulée d'un signal RZ 33% à 42,5 Gbit/s à travers un canal dispersif.

Par ailleurs, nous pouvons observer un comportement périodique en fonction de la

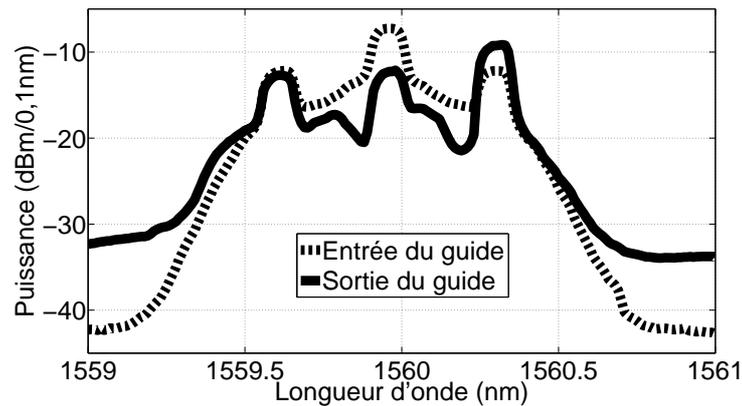


Figure 6.20 – Spectre d’entrée (ligne pointillée) et de sortie du guide (ligne pleine) du signal RZ 33% à 42,5 Gbit/s à 1560 nm.

dispersion, qui est dû à l’effet temporel Talbot [276], qui implique que le train d’impulsions émerge à nouveau à partir du moment où le signal est très fortement dispersé, pour une valeur de dispersion donnée par 6-11 avec T la durée du bit. Cette dispersion accumulée est d’environ 70 ps/nm dans notre cas. Nous pouvons d’ailleurs constater le minimum local autour de $\pm 35 \text{ ps/nm}$ sur la figure 6.19. Dans le cas d’un train de «1» consécutifs, le train d’impulsions ré-émergerait complètement à $\pm 70 \text{ ps/nm}$. Or, nous utilisons ici un train de données réalistes avec une séquence PRBS ; le signal résultant n’est donc plus parfaitement périodique et la ré-émergence est amortie comme on peut le constater sur la figure 6.19. Le maximum secondaire indique alors un recouvrement partiel des impulsions du signal, mais pas la récupération de la séquence de données complète.

$$D_{\text{Talbot}} = \frac{T^2 c}{\lambda^2} \quad (6-11)$$

L’impact de la dispersion sur la GSH a été modélisé avec un signal identique, avec un bon accord avec les résultats expérimentaux, en particulier pour des longueurs d’onde basses ($\approx 1533 \text{ nm}$). L’accord entre simulation et expérience est moins apparent pour des longueurs d’onde plus hautes ($\approx 1560 \text{ nm}$). La courbe mesurée a bien une forme équivalente de cloche mais avec une amplitude plus faible. En effet, à cette longueur d’onde, le mode dans le guide CPh entre dans un régime de propagation où la dispersion générée par le guide lui-même n’est plus négligeable [154]. De plus et probablement la raison principale, la distorsion sur le signal, induite par les variations de transmission à cette longueur d’onde, devient importante, impactant de manière non-négligeable l’interaction non-linéaire. Nous pouvons d’ailleurs constater l’impact de ces perturbations de transmission sur le spectre du signal présenté en figure 6.20.

6.5.2 Contrôle du rapport signal à bruit d'un signal

L'utilisation généralisée des amplificateurs optiques a permis le développement des systèmes de communications optiques longue portée. Toutefois, la mise en cascade d'un grand nombre d'amplificateurs optiques introduit du bruit d'émission spontanée amplifiée sur le signal optique, ce qui va dégrader son OSNR. Si l'OSNR du fondamental diminue, il en résulte une diminution de la puissance crête pour une puissance moyenne du signal maintenue constante.

De manière équivalente à la dispersion, il est donc possible de contrôler le rapport signal à bruit d'un signal télécom en mesurant la GSH. La figure 6.21 relie le signal de SH au rapport signal à bruit optique du signal fondamental, la puissance moyenne d'entrée étant maintenue constante. La même augmentation monotone du signal SH avec le OSNR est observée indépendamment de la longueur d'onde du fondamental, sur la bande C entière.

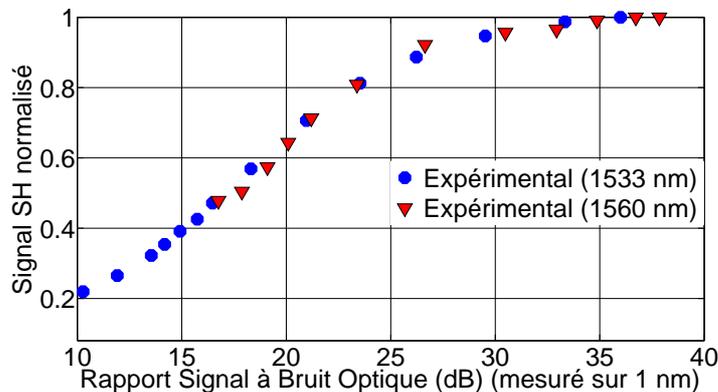


Figure 6.21 – Puissance normalisée de SH en fonction du rapport signal à bruit optique du fondamental (mesuré sur 1 nm) à 1533 nm (points bleus) et à 1560 nm (triangles rouges).

Nous pouvons souligner que des mesures similaires sont effectuées dans [63]. Dans leur expérience, les auteurs utilisent une photodiode avec une meilleure sensibilité et détectent des signaux de contrôle de GTH de l'ordre de la dizaine de picowatts. Dans notre cas, la puissance collectée de SH est d'environ 300 nW pour la même gamme de puissance du signal fondamental. Nous en déduisons donc que, si nous disposions d'une telle photodiode, nous pourrions effectuer du suivi de performance de signaux ayant des puissances cent fois plus faibles qu'actuellement, c'est-à-dire avec des puissances crêtes de l'ordre du milliwatt.

Par le biais des expériences que nous venons de présenter, nous avons donc démontré la faisabilité du suivi de performances en ligne de signaux de télécommunications à très haut débit par le biais de GSH dans des guides CPh en matériau III-V.

6.6 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons démontré de la génération de seconde harmonique dans des guides CPh GaInP. Nous avons d'abord mis en évidence l'évolution quadratique du signal généré en fonction de la puissance du fondamental, typique d'un effet non-linéaire du second ordre. Puis, des mesures au spectromètre ont confirmé la GSH. Par la suite, nous avons démontré la dépendance de la GSH en fonction de l'indice de groupe de l'onde fondamentale en utilisant deux guides présentant des profils d'indice de groupe différents. Ceci a permis de mettre en avant l'amélioration de la GSH grâce au régime de lumière lente. Nous avons ainsi pu démontrer une efficacité de conversion relativement importante de $2.10^{-4}W^{-1}$, avec une puissance crête maximum de SH de $45 \mu W$, comparé à ce qui peut se faire dans d'autres composants d'optique intégrée. De plus, l'intérêt de réaliser de la GSH dans un guide plutôt que dans une cavité est d'obtenir une bande de conversion plus importante, à savoir 8 nm dans notre cas.

Nous nous sommes également intéressés à la localisation de la GSH dans le guide CPh. Nous avons pu mettre en évidence une amélioration de la GSH au niveau des raccords de champ du guide, notamment dans le régime de lumière lente. Les raccords de champs doivent probablement créer un effet de cavité et entraîner une résonance accrue de l'onde fondamentale menant à l'amélioration locale de la GSH. Toutefois, des analyses approfondies sont nécessaires afin de mieux comprendre le phénomène.

Nous avons par la suite utilisé cette GSH afin de réaliser une fonction de suivi de performances d'une transmission optique sur un signal à très haut débit. Nous avons alors réalisé le suivi optique de la dispersion et de l'OSNR d'un signal RZ à 42,5 Gbit/s sur la bande C entière, en réalisant une mesure unique de la SH. Ce suivi est efficace mais ne permet pas de déterminer le signe de la dispersion résiduelle par exemple. Une technique de mesure différentielle serait plus adaptée. Cette technique pourrait également permettre de rendre ce suivi de performances plus robuste à la présence de multiples déficiences par rapport à l'analyse absolue de la dispersion ou de l'OSNR que nous présentons ici. Cependant, cette démonstration de principe reste intéressante, au vu des avantages d'intégration que présentent les CPh.

Conclusion et perspectives

L'objectif de cette thèse consistait à étudier expérimentalement des fonctions de traitement optique de signaux multiplexés en longueur d'onde (WDM : Wavelength Division Multiplexing) ou en temps (OTDM : Optical Time Division Multiplexing) à l'aide de composants de nouvelles générations à savoir les cristaux photoniques en matériaux semi-conducteurs III-V. Ces travaux de recherche se sont déroulés au laboratoire Foton (Fonctions Optiques pour les Technologies de l'informatiON) et se sont inscrits dans le cadre du projet européen Copernicus.

Nous avons débuté ce manuscrit par un rappel sur les systèmes de télécommunications optiques qui fait l'objet du chapitre 1. Nous avons rappelé les éléments constituant un émetteur et un récepteur d'un système de transmission optique. Nous avons abordé les techniques de multiplexage permettant d'augmenter la capacité de transmission. Puis, les critères de qualité d'une transmission utilisés dans ce travail de thèse ont été détaillés. Ce chapitre s'est terminé par une présentation des différentes fonctions de traitement optique du signal que nous nous sommes proposés de réaliser durant ces travaux.

Comme nous avons pu le voir au chapitre 2, les recherches sur les cristaux photoniques au cours de la dernière décennie ont considérablement changé l'approche utilisée pour le confinement des photons. Nous avons vu que les cristaux photoniques étaient très efficaces pour confiner la lumière dans des résonateurs de très petit volume avec de très grands facteurs de qualité. C'est d'ailleurs ce qui avait été prédit lorsque le concept des cristaux photoniques a été proposé par Yablonovitch et John quelques années auparavant. Les avancées de la recherche sur les cavités ont également permis d'améliorer les guides à cristaux photoniques, ainsi que le couplage guide/cavité qui demeure une fonctionnalité importante pour l'intégration photonique. Par ailleurs, nous avons vu que le couplage de la lumière dans la puce pouvait être problématique, étant donné les faibles tailles de modes dans les cristaux photoniques comparées à celles rencontrées dans les composants optiques classiques. Cependant, ce n'est pas un problème fondamental. En effet, nous avons vu que l'utilisation de fibres optiques micro-lentillées combinée à l'ajout de structures adaptatives de modes permettait de réduire les pertes de couplage aux alentours de 3 dB par face. Toutes ces avancées sont liées à des progrès notables accomplis dans les processus de nano-fabrication sur semi-conducteurs induites par les technologies CMOS mais également à une bonne compréhension du mécanisme de confinement de la

lumière dans ces structures complexes que sont les cristaux photoniques.

Pour résumer, les structures à cristaux photoniques, de par leurs propriétés de confinement et de ralentissement de la lumière, permettent d'augmenter les interactions lumière-matière et donc de concevoir des composants plus efficaces pour la réalisation de fonctions de traitement du signal sur porteuse optique. L'émergence des cristaux photoniques pourrait ouvrir la voie à une réelle intégration photonique. Afin de réaliser des fonctions de traitement du signal, nous avons utilisé les propriétés linéaires et non-linéaires de ces structures.

Comme nous l'avons discuté au chapitre 2, le régime de lumière lente est censé améliorer les interactions lumière-matière. Nous avons discuté des différentes techniques utilisées pour atteindre ce régime dans des guides à cristaux photoniques, qui ont plus de degrés de libertés que les cavités, notamment en termes de bande passante. Nous avons mis expérimentalement en valeur cette amélioration, notamment dans l'effet du mélange à quatre ondes et dans la génération de seconde harmonique.

Plus précisément, dans le chapitre 3, nous avons étudié l'effet du mélange à quatre ondes dans un guide à cristaux photoniques membranaire en phosphore d'indium et de gallium. Nous avons ainsi démontré expérimentalement de la conversion de longueur d'onde à 10 GHz. Des mesures dynamiques nous ont permis de constater toute absence de limitations relatives aux porteurs, indiquant la possibilité de travailler avec des signaux à haute cadence. Nous avons par la suite démontré l'amélioration du mélange à quatre ondes dans le régime de lumière lente en comparant, à l'aide d'une cartographie de l'efficacité du FWM, ce processus dans un guide à cristaux photoniques W1 standard et dans un guide ayant bénéficié d'une ingénierie de dispersion afin d'augmenter l'indice de groupe. De relativement bonnes efficacités ont été obtenues, de l'ordre de -22 dB (incluant les pertes de couplage). Ce résultat indique le bénéfice potentiel de l'ingénierie de dispersion du guide par une augmentation de 7 dB comparé à un guide standard. Malgré cela, la bande de conversion utile reste limitée (environ 2 nm). Des efforts supplémentaires doivent être consentis sur l'ingénierie de dispersion, notamment sur le fait d'obtenir une bande plus large présentant une dispersion de vitesse de groupe quasi-nulle, dans le but d'augmenter la bande de conversion afin de pouvoir implémenter une fonction de démultiplexage temporel de signaux de télécommunications à haut débit sur ce type de guide à cristaux photoniques.

Lors des expériences réalisées sur le mélange à quatre ondes sur les guides à cristaux photoniques en phosphore d'indium et de gallium, nous avons constaté de la génération de lumière à la surface des guides. Ce phénomène s'est avéré être de la génération de seconde harmonique et a fait l'objet d'une étude au chapitre 6.

La combinaison des cavités et des guides d'ondes dans les cristaux photoniques nous a permis de réaliser divers dispositifs de traitement tout optique, comme nous avons pu le voir aux chapitres 4 et 5. En plus de leur petite taille, ils peuvent fonctionner avec très peu d'énergie, prouvant une nouvelle fois qu'ils sont adaptés pour une intégration à grande

échelle sur une seule puce.

Dans le chapitre 4, nous avons dans un premier temps démontré la réalisation d'un filtre optique basé sur la technologie des cristaux photoniques en phosphure d'indium et de gallium, brique de base d'un futur démultiplexeur WDM. Nous avons rapporté de bonnes performances en termes de pertes d'insertion et atteint une efficacité d'extraction de 43 % proche du maximum théorique, ainsi qu'une isolation de 20 dB à 500 GHz de la longueur d'onde du filtre. Ce filtre a été utilisé dans des expériences «système» pour réaliser l'extraction d'un signal 28 Gbit/s NRZ avec une très faible pénalité mesurée liée à la diaphonie des canaux adjacents espacés de 235 GHz, ainsi que l'extraction d'un signal 56 Gbit/s DQPSK sans pénalité significative (<0,5 dB) après le passage dans le filtre. Ces résultats ont permis de valider cette brique de base et ont mené à la réalisation d'une nouvelle génération de composant. Nous avons dans un second temps démontré pour la première fois un démultiplexage WDM à 100 Gbit/s NRZ sur quatre canaux à 25 Gbit/s dans des conditions systèmes. Le démultiplexage de canaux sans erreur a été réalisé en utilisant un composant présentant 6 ports avec une très faible pénalité de puissance (<1 dB) liée à la diaphonie entre canaux. Ces résultats montrent le fort potentiel d'une telle technologie pour le démultiplexage WDM avec un faible encombrement.

Dans un second temps, nous avons abordé la commutation optique à l'aide d'une cavité CPh en arséniure de gallium obtenu à partir du changement d'indice lié à l'absorption à deux photons. Nous avons modélisé ce phénomène à l'aide de la théorie des modes couplés afin de comprendre les phénomènes mis en jeu et anticiper le comportement de la cavité pour les réalisations expérimentales ultérieures. Nous avons démontré la commutation par le biais de mesures du contraste de modulation dont les valeurs sont cependant restées très faibles. Par ailleurs, les démonstrations expérimentales ont vite été limitées par la mise en évidence d'un processus de dégradation du matériau liée à de l'oxydation photo-induite menant à un décalage irréversible de la résonance de la cavité. Nous avons alors présenté différentes solutions alternatives, dont une solution hybride alliant les semi-conducteurs III-V et le silicium qui a été présentée dans le chapitre 5.

Le chapitre 5 a abordé une plateforme particulièrement intéressante, car elle utilise le meilleur de chaque classe de matériau à savoir le silicium pour la fonction passive de propagation et les semi-conducteurs III-V pour la fonction active de porte optique à l'aide d'une cavité à cristaux photoniques en phosphure d'indium. La commutation optique a été mise en évidence et nous avons mesuré des contrastes de modulation de l'ordre de 11 dB avec un temps de recouvrement de 16 ps. Cette structure a été utilisée pour réaliser, avec des puissances de quelques milliwatts, soit une énergie de commutation d'environ 400 fJ, de la conversion de longueur d'onde sans erreur d'un signal de télécommunications NRZ à 10 et 20 Gbit/s. Une autre fonction a été réalisée, à savoir un limiteur de puissance à 10 Gbit/s, démontrant ainsi sa capacité à limiter le bruit d'intensité sur les niveaux «1» d'un signal télécom haut débit avec une énergie de commutation de 100 fJ. Ces résultats sont encourageants et démontrent les fortes possibilités qu'offre la technologie des circuits

photoniques à cristaux photoniques III-V sur silicium pour le traitement tout optique de l'information.

Dans le chapitre 6, nous avons étudié l'effet de génération de seconde harmonique dans un guide à cristaux photoniques membranaire en phosphure d'indium et de gallium. Nous avons tout d'abord mis en évidence l'évolution quadratique du signal généré en fonction de la puissance du signal fondamental, typique d'un processus non-linéaire d'ordre 2. Puis, une mesure au spectromètre a confirmé la génération de seconde harmonique. Nous avons ensuite étudié cette génération en fonction de l'indice de groupe, mettant en avant l'amélioration du processus dans le régime de lumière lente. Nous avons ainsi pu démontrer une efficacité de conversion importante de $2 \cdot 10^{-4} W^{-1}$ comparative-ment aux efficacités obtenues sur d'autres composants d'optique intégrée, avec une puissance crête maximum de seconde harmonique de $45 \mu W$ et une bande de conversion de 8 nm. Nous avons également étudié la localisation de la GSH dans le guide CPh. Nous avons pu mettre en avant une amélioration de la GSH au niveau des raccords de champ du guide, probablement liée à un effet de résonance accrue du champ fondamental au niveau de ces raccords. Nous avons finalement utilisé cette génération de seconde harmonique afin de réaliser une démonstration de principe d'une fonction de suivi de performances optiques en ligne en termes de dispersion cumulée et de rapport signal à bruit optique, sur un signal RZ à 42,5 Gbit/s. Toutefois, des analyses approfondies de la GSH dans un guide CPh seraient nécessaires afin de mieux comprendre le phénomène, notamment en termes de désaccord de phase et de localisation.

Ce travail exploratoire et expérimental nous a donc permis de démontrer la faisabilité de certaines fonctions de traitement du signal optique grâce aux propriétés très intéressantes des cristaux photoniques. Malgré les difficultés rencontrées lors de ces travaux, ces résultats sont encourageants. Les recherches sur l'ingénierie de dispersion doivent continuer afin de tirer le meilleur de ce que peut apporter le régime de lumière lente dans les cristaux photoniques III-V. Toutefois, cela nécessite une optimisation des processus de fabrication. En effet, lors de ces travaux, les perturbations de transmission liées au désordre de fabrication ont été un facteur limitant pour l'utilisation de signaux de télécommunications à haut débit. Nous pouvons cependant préciser que nous avons travaillé sur des guides à cristaux photoniques relativement longs par rapport à l'état de l'art. Une autre perspective d'évolution est également l'amélioration des pertes de guidage et de couplage, en vue d'une future intégration, même si, comme nous avons pu le voir, les pertes restent raisonnables en l'état actuel compte tenu des très faibles dimensions mises en jeu.

Concernant les cavités, un meilleur contrôle du processus de fabrication peut permettre également une bonne reproductibilité des longueurs d'onde visées pour le démultiplexeur WDM réalisé. Une accordabilité de la résonance des cavités de ce composant est une bonne perspective. Dans la perspective de photonique intégrée, il est intéressant d'envisager par exemple des fonctions d'aiguillage spatial avec la réalisation de résonateurs couplés à des réseaux de guides. Pour la cavité III-V sur silicium, une réduction de l'ISL

de la cavité, visant à réunir deux résonances sur la bande C, permettrait un meilleur taux de couplage pour les signaux afin d'augmenter les performances de la fonction de conversion de longueur d'onde. La réalisation de nano-lasers efficaces basée sur l'intégration hétérogène de III-V sur silicium est également une étape clé. En effet, pour aller plus loin dans l'intégration photonique, il est nécessaire de pouvoir réunir les différents éléments constituant la fonction optique sur une même puce, à savoir le laser, la fonction linéaire ou non-linéaire et la détection.

Les systèmes électroniques utilisés pour les télécommunications commencent à montrer leurs limites en termes de vitesse de fonctionnement. Par ailleurs, leur taille et leur consommation d'énergie importante peuvent affecter négativement leur déploiement. L'implémentation de fonctions tout-optiques à l'échelle d'une puce supprimerait la limitation de bande passante et réduirait la consommation d'énergie. Au cours des travaux relatés dans ce manuscrit de thèse, nous avons démontré la faisabilité de certaines fonctions basées sur la technologie des cristaux photoniques en matériaux semi-conducteurs III-V. Bien que nous ne croyons pas que les composants à cristaux photoniques pourront remplacer tous les composants électroniques sur une puce, ils seront probablement en mesure de remplacer certaines parties de puces électroniques, en particulier lorsque l'électronique à haute vitesse consommera trop d'énergie. Dans ce sens, beaucoup de résultats innovants sont également parus ces dernières années sur des fonctions optiques à base de technologie photonique sur silicium. Les efforts de recherche doivent continuer afin de tirer le meilleur de chaque technologie dans le but de pouvoir répondre aux demandes actuelles d'augmentation de bande passante, de miniaturisation et de réduction de consommation énergétique.

Bibliographie

- [1] B. Mukherjee. *Optical communication networks*. McGraw-Hill New York, 1997.
- [2] S.J.B. Yoo. Wavelength conversion technologies for wdm network applications. *Lightwave Technology, Journal of*, 14(6) :955–966, jun 1996.
- [3] T. Durhuus, B. Mikkelsen, C. Joergensen, S. Lykke Danielsen, and K.E. Stubkjaer. All-optical wavelength conversion by semiconductor optical amplifiers. *Lightwave Technology, Journal of*, 14(6) :942–954, 1996.
- [4] S.L. Danielsen, C. Jørgensen, M. Vaa, B. Mikkelsen, K.E. Stubkjær, P. Doussiere, and FL Pommerau. Bit error rate assessment of 40 gbit/s all-optical polarisation independent wavelength converter. *Electronics letters*, 32(18) :1688, 1996.
- [5] D. Nasset, T. Kelly, and D. Marcenac. All-optical wavelength conversion using soa nonlinearities. *Communications Magazine, IEEE*, 36(12) :56–61, 1998.
- [6] W. Mao, P.A. Andrekson, and J. Toulouse. All-optical wavelength conversion based on sinusoidal cross-phase modulation in optical fibers. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 17(2) :420–422, 2005.
- [7] SJB Yoo. Polarisation independent, multi-channel, multi-format wavelength conversion by difference-frequency generation in algaas waveguides. In *Optical Communication, 1998. 24th European Conference on*, volume 1, pages 653–654. IEEE, 1998.
- [8] Yong Liu, Eduward Tangdionga, Zhonggui Li, Huug de Waardt, AMJ Koonen, GD Khoe, Xuwen Shu, Ian Bennion, and HJS Dorren. Error-free 320-gb/s all-optical wavelength conversion using a single semiconductor optical amplifier. *Journal of Lightwave Technology*, 25(1) :103–108, 2007.
- [9] M.C. Tatham, G. Sherlock, and L.D. Westbrook. 20-nm optical wavelength conversion using nondegenerate four-wave mixing. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 5(11) :1303–1306, nov. 1993.
- [10] Kyo Inoue and Hiromu Toba. Wavelength conversion experiment using fiber four-wave mixing. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 4(1) :69–72, 1992.
- [11] Sy Dat Le, Mathilde Gay, Laurent Bramerie, Marcia Costa e Silva, Kevin Lenglé, Thierry Chartier, Monique Thual, Jean-Claude Simon, Laurent Brilland, David Méchin, Perrine Toupin, and Johann Troles. Wavelength conversion in a highly nonlinear chalcogenide microstructured fiber. *Opt. Lett.*, 37(22) :4576–4578, Nov 2012.

- [12] S.D. Le, M. Gay, L. Bramerie, M. Costa e Silva, K. Lengle, C. Pareige, T. Chartier, M. Thual, J.C. Simon, L. Brilland, et al. All-optical wavelength conversion of a 56 gb/s dqpsk signal and all-optical demultiplexing of a 170 gb/s ook signal in chalcogenide photonic crystal fibers. In *European Conference and Exhibition on Optical Communication*. Optical Society of America, 2012.
- [13] M.A. Foster, A.C. Turner, R. Salem, M. Lipson, and A.L. Gaeta. Broad-band continuous-wave parametric wavelength conversion in silicon nanowaveguides. *Optics Express*, 15(20) :12949–12958, 2007.
- [14] R. Espinola, J. Dadap, R. Osgood, Jr, S. McNab, and Y. Vlasov. C-band wavelength conversion in silicon photonic wire waveguides. *Optics Express*, 13(11) :4341–4349, 2005.
- [15] Q. Xu, V.R. Almeida, and M. Lipson. Micrometer-scale all-optical wavelength converter on silicon. *Optics letters*, 30(20) :2733–2735, 2005.
- [16] Rajesh Kumar, Thijs Spuesens, Pauline Mechet, Pragati Kumar, Oded Raz, Nicolas Olivier, Jean-Marc Fedeli, Gunther Roelkens, Roel Baets, Dries Van Thourhout, and Geert Morthier. Ultrafast and bias-free all-optical wavelength conversion using iii-v-on-silicon technology. *Opt. Lett.*, 36(13) :2450–2452, Jul 2011.
- [17] R. Kumar, T. Spuesens, P. Mechet, N. Olivier, J.M. Fedeli, P. Regreny, G. Roelkens, D. van Thourhout, and G. Morthier. 10gbit/s bias-free and error-free all-optical nrz-ook to rz-ook format conversion using iii-v-on-silicon microdisk resonator. In *Optical Fiber Communication Conference*. Optical Society of America, 2012.
- [18] L. Liu, R. Kumar, K. Huybrechts, T. Spuesens, G. Roelkens, E.J. Geluk, T. De Vries, P. Regreny, D. Van Thourhout, R. Baets, et al. An ultra-small, low-power, all-optical flip-flop memory on a silicon chip. *Nature Photonics*, 4(3) :182–187, 2010.
- [19] J. Lloret, R. Kumar, S. Sales, F. Ramos, G. Morthier, P. Mechet, T. Spuesens, D. Van Thourhout, N. Olivier, J.-M. Fédéli, and J. Capmany. Ultracompact electro-optic phase modulator based on iii-v-on-silicon microdisk resonator. *Opt. Lett.*, 37(12) :2379–2381, Jun 2012.
- [20] E. Tangdiongga, Y. Liu, H. de Waardt, GD Khoe, and HJS Dorren. 320-to-40-gb/s demultiplexing using a single soa assisted by an optical filter. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 18(8) :908–910, 2006.
- [21] M. Scaffardi, F. Fresi, G. Meloni, A. Bogoni, L. Poti, N. Calabretta, and M. Guglielmucci. Ultra-fast 160 : 10gbit/s time demultiplexing by four wave mixing in 1m-long $b < sub > 2 < /sub > o < sub > 3 < /sub >$ -based fiber. *Optics communications*, 268(1) :38–41, 2006.
- [22] JP Turkiewicz, E. Tangdiongga, GD Khoe, and H. de Waardt. Clock recovery and demultiplexing performance of 160-gb/s otdm field experiments. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 16(6) :1555–1557, 2004.

- [23] Takuya Ohara, Hidehiko Takara, Ippei Shake, Takashi Yamada, Motohaya Ishii, Ikuo Ogawa, Minoru Okamoto, and Satoki Kawanishi. Highly stable 160-Gb/s OTDM technologies based on integrated MUX/DEMUX and Drift-Free PLL-Type clock recovery. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 13(1) :40–48, 2007.
- [24] 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. 2 :35–38, 2007.
- [25] S. Wielandy, M. Fishteyn, and B. Zhu. Optical performance monitoring using nonlinear detection. *Journal of Lightwave Technology*, 22(3) :784–793, March 2004.
- [26] DC Kilper, R. Bach, DJ Blumenthal, D. Einstein, T. Landolsi, L. Ostar, M. Preiss, and AE Willner. Optical performance monitoring. *Lightwave Technology, Journal of*, 22(1) :294–304, 2004.
- [27] T. Ng, JL Blows, M. Rochette, JA Bolger, I. Littler, and B. Eggleton. In-band osnr and chromatic dispersion monitoring using a fibre optical parametric amplifier. *Optics Express*, 13(14) :5542–5552, 2005.
- [28] M.D. Pelusi, A. Fu, and B.J. Eggleton. Multi-channel in-band osnr monitoring using stimulated brillouin scattering. *Optics Express*, 18(9) :9435–9446, 2010.
- [29] L.M. Lunardi, D.J. Moss, S. Chandrasekhar, L.L. Buhl, M. Lamont, S. McLaughlin, G. Randall, P. Colbourne, S. Kiran, and CA Hulse. Tunable dispersion compensation at 40-gb/s using a multicavity etalon all-pass filter with nrz, rz, and cs-rz modulation. *Journal of lightwave technology*, 20(12) :2136, 2002.
- [30] BJ Eggleton, B. Mikkelsen, G. Raybon, A. Ahuja, JA Rogers, PS Westbrook, TN Nielsen, S. Stulz, and K. Dreyer. Tunable dispersion compensation in a 160-gb/s tdm system by a voltage controlled chirped fiber bragg grating. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 12(8) :1022–1024, 2000.
- [31] JH Lee, HY Choi, SK Shin, and YC Chung. A review of the polarization-nulling technique for monitoring optical-signal-to-noise ratio in dynamic wdm networks. *Lightwave Technology, Journal of*, 24(11) :4162–4171, 2006.
- [32] T.B. Anderson, A. Kowalczyk, K. Clarke, S.D. Dods, D. Hewitt, and J.C. Li. Multi impairment monitoring for optical networks. *Lightwave Technology, Journal of*, 27(16) :3729–3736, 2009.
- [33] M. Pelusi, F. Luan, T.D. Vo, M.R.E. Lamont, S.J. Madden, D.A. Bulla, D.Y. Choi, B. Luther-Davies, and B.J. Eggleton. Photonic-chip-based radio-frequency spectrum analyser with terahertz bandwidth. *Nature Photonics*, 3(3) :139–143, 2009.
- [34] P.S. Westbrook, B.J. Eggleton, G. Raybon, S. Hunsche, and T.H. Her. Measurement of residual chromatic dispersion of a 40-gb/s rz signal via spectral broadening. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 14(3) :346–348, 2002.

- [35] T.T. Ng, J.L. Blows, J.T. Mok, R.W. McKerracher, and B.J. Eggleton. Cascaded four-wave mixing in fiber optical parametric amplifiers : Application to residual dispersion monitoring. *Journal of lightwave technology*, 23(2) :818, 2005.
- [36] M. Matsumoto and O. Leclerc. Analysis of 2r optical regenerator utilising self-phase modulation in highly nonlinear fibre. *Electronics Letters*, 38(12) :576–577, 2002.
- [37] O. Leclerc, B. Lavigne, E. Balmefrezol, P. Brindel, L. Pierre, D. Rouvillain, and F. Seigneau. Optical regeneration at 40 gb/s and beyond. *Lightwave Technology, Journal of*, 21(11) :2779–2790, 2003.
- [38] A. Hirano, T. Kataoka, S. Kuwahara, M. Asobe, and Y. Yamabayashi. All-optical limiter circuit based on four-wave mixing in optical fibres. *Electronics Letters*, 34(14) :1410–1411, jul 1998.
- [39] M. Gay, L. Bramerie, D. Massoubre, A. O’Hare, A. Shen, J.L. Oudar, and J.C. Simon. Cascadability assessment of a 2r regenerator based on a saturable absorber and a semiconductor optical amplifier in a path switchable recirculating loop. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 18(11) :1273–1275, 2006.
- [40] D. Wolfson, P.B. Hansen, A. Kioch, and K.E. Stubkjaer. All-optical 2r regeneration based on interferometric structure incorporating semiconductor optical amplifiers. *Electronics Letters*, 35(1) :59–60, 1999.
- [41] N. Pleros, G.T. Kanellos, C. Bintjas, A. Hatziefremidis, and H. Avramopoulos. Optical power limiter using a saturated soa-based interferometric switch. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 16(10) :2350–2352, oct. 2004.
- [42] D. Miller. Device requirements for optical interconnects to silicon chips. *Proceedings of the IEEE*, 97(7) :1166–1185, 2009.
- [43] C. Monat, M. Ebnali-Heidari, C. Grillet, B. Corcoran, B. J. Eggleton, T. P. White, L. OFaolain, J. Li, and T. F. Krauss. Four-wave mixing in slow light engineered silicon photonic crystal waveguides. *Optics Express*, 18(22) :22915–22927, 2010.
- [44] V. Eckhouse, I. Cestier, G. Eisenstein, S. Combrié, P. Colman, A. De Rossi, M. Santiagiustina, CG Someda, and G. Vadal . Highly efficient four wave mixing in GaInP photonic crystal waveguides. *Optics Letters*, 35(9) :1440–1442, 2010.
- [45] F.C. Ndi, J. Toulouse, T. Hodson, and D.W. Prather. All-optical switching in silicon photonic crystal waveguides by use of the plasma dispersion effect. *Optics letters*, 30(17) :2254–2256, 2005.
- [46] D.M. Beggs, T.P. White, L. OFaolain, and T.F. Krauss. Ultracompact and low-power optical switch based on silicon photonic crystals. *Optics letters*, 33(2) :147–149, 2008.
- [47] D.M. Szymanski, B.D. Jones, MS Skolnick, AM Fox, D. O’Brien, TF Krauss, and JS Roberts. Ultrafast all-optical switching in algaas photonic crystal waveguide interferometers. *Applied Physics Letters*, 95(14) :141108–141108, 2009.

- [48] K. Asakawa, Y. Sugimoto, Y. Watanabe, N. Ozaki, A. Mizutani, Y. Takata, Y. Kitagawa, H. Ishikawa, N. Ikeda, K. Awazu, et al. Photonic crystal and quantum dot technologies for all-optical switch and logic device. *New Journal of Physics*, 8(9) :208, 2006.
- [49] T. Tanabe, K. Nishiguchi, A. Shinya, E. Kuramochi, H. Inokawa, M. Notomi, K. Yamada, T. Tsuchizawa, T. Watanabe, H. Fukuda, et al. Fast all-optical switching using ion-implanted silicon photonic crystal nanocavities. *Applied Physics Letters*, 90 :031115, 2007.
- [50] 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(7) :477–483, 2010.
- [51] M Brunstein, A M Yacomotti, R Braive, S Barbay, I Sagnes, L Bigot, L Le-Gratiet, and J A Levenson. All-Optical, All-Fibered ultrafast switching in 2-D InP-Based photonic crystal nanocavity. *IEEE Photonics Journal*, 2(4) :642–651, August 2010.
- [52] I.K. Hwang, M.K. Kim, and Y.H. Lee. All-optical switching in ingaasp–inp photonic crystal resonator coupled with microfiber. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 19(19) :1535–1537, 2007.
- [53] B. Corcoran, M.D. Pelusi, C. Monat, J. Li, L. OFaolain, 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(9) :1728–1730, 2011.
- [54] I. Cestier, A. Willinger, V. Eckhouse, G. Eisenstein, S. Combrié, P. Colman, G. Lehouchq, and A. De Rossi. Time domain switching / demultiplexing using four wave mixing in gainp photonic crystal waveguides. *Opt. Express*, 19(7) :6093–6099, Mar 2011.
- [55] Zexuan Qiang, Weidong Zhou, and Richard A. Soref. Optical add-drop filters based on photoniccrystal ring resonators. *Opt. Express*, 15(4) :1823–1831, Feb 2007.
- [56] K. Hwang and G. Song. Design of a high-q channel add-drop multiplexer based on the two-dimensional photonic-crystal membrane structure. *Optics express*, 13(6) :1948–1957, 2005.
- [57] T. Niemi, L.H. Frandsen, K.K. Hede, A. Harpoth, P.I. Borel, and M. Kristensen. Wavelength-division demultiplexing using photonic crystal waveguides. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 18(1) :226–228, 2006.
- [58] F. Monifi, M. Djavid, A. Ghaffari, and MS Abrishamian. A new bandstop filter based on photonic crystals. *Proc. PIER, Cambridge, USA*, 2008.
- [59] Chao Chen, Xuechun Li, Hanhui Li, Kun Xu, Jian Wu, and Jintong Lin. Bandpass filters based on phase-shifted photonic crystal waveguide gratings. *Opt. Express*, 15(18) :11278–11284, Sep 2007.

- [60] S. Robinson and R. Nakkeeran. Investigation on two dimensional photonic crystal resonant cavity based bandpass filter. *Optik-International Journal for Light and Electron Optics*, 2011.
- [61] R. Zengerle and O. Leminger. Phase-shifted bragg-grating filters with improved transmission characteristics. *Lightwave Technology, Journal of*, 13(12) :2354–2358, 1995.
- [62] S. Robinson and R. Nakkeeran. Add drop filter for itu-t g. 694.2 cwdm systems. In *Electronics Computer Technology (ICECT), 2011 3rd International Conference on*, volume 2, pages 1–4. IEEE, 2011.
- [63] B. Corcoran, C. Monat, M. Pelusi, C. Grillet, TP White, L. OFaolain, TF Krauss, BJ Eggleton, and DJ Moss. Optical signal processing on a silicon chip at 640Gb/s using slow-light. *Optics Express*, 18(8) :7770–7781, 2010.
- [64] J.A.A. ; Manzano O.G.I. ; Mendez E.A. Guryev, I.V. ; Lucio. Optical power limiter on the basis of 2d photonic crystal. *Advanced Optoelectronics and Lasers, 2008. CAOL 2008. 4th International Conference on*, pages pp.180–182, 2008.
- [65] I. Guryev, I. Sukhoivanov, E.A. Mendez, and J.A. Lucio. Characterization and optimization of photonic crystal optical power limiters. *Journal of Electromagnetic Analysis and Applications*, 3(6) :208–212, 2011.
- [66] I.V. Guryev and I.A. Sukhoivanov. The accurate parameters fitting of the nonlinear 1d photonic crystal for effective optical power limiting. In *Laser and Fiber-Optical Networks Modeling, 8-th International Conference on*, pages 407 –410, 29 2006-july 1 2006.
- [67] Yong Zeng, Xiaoshuang Chen, and Wei Lu. Optical limiting in defective quadratic nonlinear photonic crystals. *Journal of Applied Physics*, 99(12) :123107 –123107–4, jun 2006.
- [68] G.P. Agrawal. *Fiber-optic communication systems*, volume 222. Wiley, 2011.
- [69] L. Rayleigh. On the maintenance of vibrations by forces of double frequency, and on the propagation of waves through a medium endowed with a periodic structure. *Philosophical Magazine*, 24 :145–159, 1887.
- [70] Wood. R. W. On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum. *Philosophical Magazine*, 4 :396–402, 1902.
- [71] L. Rayleigh. Note on the remarkable case of diffraction spectra described by prof. wood. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 14(79) :60–65, 1907.
- [72] W. L. Bragg. The diffraction of short electromagnetic waves by a crystal. *receedings of the Cambridge Philosophical Society*, 17 :43–57, 1913.
- [73] Depuis le site internet. [http : //www.physics.usyd.edu.au/theory/seamouse/aphrodita.html](http://www.physics.usyd.edu.au/theory/seamouse/aphrodita.html).
- [74] Depuis le site internet. [http : //www.ics.mq.edu.au/lstew/research/outline.html](http://www.ics.mq.edu.au/lstew/research/outline.html).

- [75] Depuis le site internet. [http : // www.mfa.kfki.hu / int / nano / online / 2002_butterfly / index.html](http://www.mfa.kfki.hu/int/nano/online/2002_butterfly/index.html).
- [76] M. Lax. Multiple scattering of waves. *Rev. Mod. Phys.*, 23 :297–310, 1951.
- [77] V. P. Bykov. Spontaneous emission in a periodic structure. *Soviet Journal of Experimental and theoretical Physics*, 35 :269–273, 1972.
- [78] F. Bloch. Über die quantenmechanik der elektronen in kristallgittern. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 52(7) :555–600, 1929.
- [79] K. Ohtaka. Energy band of photons and low-energy photon diffraction. *Phys. Rev. B*, 19 :5057–5067, May 1979.
- [80] R. Zengerle. Light propagation in singly and doubly periodic planar waveguides. *Journal of modern optics*, 34(12) :1589–1617, 1987.
- [81] E. Yablonovitch. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. *Physical review letters*, 58(20) :2059–2062, 1987.
- [82] S. John. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices. *Physical Review Letters*, 58(23) :2486–2489, 1987.
- [83] E. Yablonovitch and K. M. Leung. Hope for photonic bandgaps. *Nature*, 351 :278, 1991.
- [84] E. R. Brown, C. D. Parker, and E. Yablonovitch. Radiation properties of a planar antenna on a photonic-crystal substrate. *Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics*, 10 :404–407, 1993.
- [85] Thomas F. Krauss, Richard M. De La Rue, and Stuart Brand. Two-dimensional photonic-bandgap structures operating at near-infrared wavelengths. *Nature*, 383(6602) :699–702, 1996.
- [86] E. Yablonovitch, TJ Gmitter, RD Meade, AM Rappe, KD Brommer, and JD Joannopoulos. Donor and acceptor modes in photonic band structure. *Physical Review Letters*, 67(24) :3380–3383, 1991.
- [87] M. Plihal and AA Maradudin. Photonic band structure of two-dimensional systems : The triangular lattice. *Physical Review B*, 44(16) :8565, 1991.
- [88] T. Baba, D. Sano, K. Nozaki, K. Inoshita, Y. Kuroki, and F. Koyama. Observation of fast spontaneous emission decay in gainasp photonic crystal point defect nanocavity at room temperature. *Applied physics letters*, 85 :3989, 2004.
- [89] S. Combrié. *Etude et réalisation de structures en cristaux photoniques pour les applications de traitement du signal optique*. Université Paris XI UFR Scientifique d’Orsay, 2006.
- [90] Pierre COLMAN. *Circuits nanophotoniques pour le traitement tout-optique du signal*. PhD thesis, Université Paris 6, 2011.
- [91] K. Vynck. Propriétés optiques de matériaux diélectriques nanostructurés : des cristaux photoniques aux métamatériaux. 2008.

- [92] T.E. Sale. Vertical cavity surface emitting lasers. 1995.
- [93] K. Sakoda. *Optical properties of photonic crystals*. Springer-Verlag, 2001.
- [94] J.M. Lourtioz, H. Benisty, D. Pagnoux, V. Berger, J.M. Gerard, and D. Maystre. *Photonic crystals : towards nanoscale photonic devices*. Springer Verlag, 2008.
- [95] K. Inoue and K. Ohtaka. *Photonic crystals : physics, fabrication, and applications*. Springer Verlag, 2004.
- [96] K. M. Ho, C. T. Chan, and C. M. Soukoulis. Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures. *Phys. Rev. Lett.*, 65 :3152–3155, Dec 1990.
- [97] Eli Yablonovitch. Photonic crystals : semiconductors of light. *Scientific American*, 285(6) :34–41, 2001.
- [98] S. Lin, JG Fleming, DL Hetherington, BK Smith, R. Biswas, KM Ho, MM Sigalas, W. Zubrzycki, SR Kurtz, and J. Bur. A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths. *Nature*, 394(6690) :251–253, 1998.
- [99] A. Chelnokov, S. David, K. Wang, F. Marty, and J.M. Lourtioz. Fabrication of 2-d and 3-d silicon photonic crystals by deep etching. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 8(4) :919–927, 2002.
- [100] J.M. LOURTIOZ, H. BENISTY, V. BERGER, J.M. GÉRARD, D. MAYSTRE, and A. TCHELNOKOV. Les cristaux photoniques ou la lumière en cage (coll. technique et scientifique des télécommunications). *Recherche*, 2003.
- [101] F. Raineri. Optique non linéaire dans les cristaux photoniques en semiconducteurs iii-v. 2004.
- [102] Patric Strasser. *The development of a fabrication process for passive photonic crystal devices in InP/InGaAsP*. PhD thesis, SWISS FEDERAL INSTITUTE OF TECHNOLOGY ZURICH, 2008.
- [103] A. Yacomotti, F. Raineri, C. Cojocar, P. Monnier, J. Levenson, and R. Raj. Nonadiabatic dynamics of the electromagnetic field and charge carriers in high-q photonic crystal resonators. *Physical Review Letters*, 96(9), March 2006.
- [104] F. Raineri, G. Vecchi, AM Yacomotti, C. Seassal, P. Viktorovitch, R. Raj, and A. Levenson. Doubly resonant photonic crystal for efficient laser operation : Pumping and lasing at low group velocity photonic modes. *Applied Physics Letters*, 86(1) :011116–011116, 2005.
- [105] L. C. Andreani C. Hermann O. Hess et U. Gosele C. Jamois, R. Wehrspohn. Silicon-based two-dimensional photonic crystal waveguides. *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications*, 1 :1–13, 2003.
- [106] Bong-Shik Song, Susumu Noda, Takashi Asano, and Yoshihiro Akahane. Ultra-high-Q photonic double-heterostructure nanocavity. *Nature Materials*, 4(3) :207–210, February 2005.

- [107] Y. Takahashi, H. Hagino, Y. Tanaka, B.S. Song, T. Asano, and S. Noda. High-q nanocavity with a 2-ns photon lifetime. *Optics express*, 15(25) :17206–17213, 2007.
- [108] Takashi Asano, Bong-Shik Song, and Susumu Noda. Analysis of the experimental q factors (1 million) of photonic crystal nanocavities. *Opt. Express*, 14(5) :1996–2002, Mar 2006.
- [109] S. Combrié, A. De Rossi, Q.V. Tran, and H. Benisty. GaAs photonic crystal cavity with ultrahigh Q : microwatt nonlinearity at 1.55 μm . *Optics letters*, 33(16) :1908–1910, 2008.
- [110] AD Bristow, J.P.R. Wells, WH Fan, AM Fox, MS Skolnick, DM Whittaker, A. Tahraoui, TF Krauss, and JS Roberts. Ultrafast nonlinear response of AlGaAs two-dimensional photonic crystal waveguides. *Applied Physics Letters*, 83 :851, 2003.
- [111] C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Regreny, M. Gendry, P.R. Romeo, P. Viktorovitch, M. Le Vassor dYerville, D. Cassagne, JP Albert, et al. Two-dimensional hexagonal-shaped microcavities formed in a two-dimensional photonic crystal on an inp membrane. *Journal of applied Physics*, 93(1) :23–31, 2003.
- [112] T.N. Nguyen, K. Lengle, M. Thual, P. Rochard, M. Gay, L. Bramerie, S. Malaguti, G. Bellanca, and S. Dat. A non-destructive method to measure coupling and propagation losses in optical guided structures. *Journal of the Optical Society of America B*, 29 :12, 2012.
- [113] L. Ofaolain, X. Yuan, D. McIntyre, S. Thoms, H. Chong, RM De La Rue, and T.F. Krauss. Low-loss propagation in photonic crystal waveguides. *Electronics letters*, 42(25) :1454–1455, 2006.
- [114] B. Cluzel, D. Gerard, E. Picard, T. Charvolin, V. Calvo, E. Hadji, and F. De Fornel. Experimental demonstration of bloch mode parity change in photonic crystal waveguide. *Applied physics letters*, 85(14) :2682–2684, 2004.
- [115] S. Olivier, H. Benisty, C. Weisbuch, C. Smith, T. Krauss, and R. Houdré. Coupled-mode theory and propagation losses in photonic crystal waveguides. *Optics express*, 11(13) :1490–1496, 2003.
- [116] M.Y. Tekeste, J.M. Yarrison-Rice, et al. High efficiency photonic crystal based wavelength demultiplexer. *Opt. Express*, 14(17) :7931–7942, 2006.
- [117] H. Kogelnik and T. Li. Laser beams and resonators. *Proceedings of the IEEE*, 54(10) :1312–1329, 1966.
- [118] H. Kogelnik. Coupling and conversion coefficient for optical modes. *Proc. Symp. Quasi -Opt.*, 14 :333–347, 1964.
- [119] Q.V. Tran, S. Combrié, P. Colman, and A. De Rossi. Photonic crystal membrane waveguides with low insertion losses. *Applied Physics Letters*, 95 :061105, 2009.

- [120] M. Thual, P. Chanclou, O. Gautreau, L. Caledec, C. Guignard, and P. Besnard. Appropriate micro-lens to improve coupling between laser diodes and singlemode fibres. *Electronics Letters*, 39(21) :1504 – 1506, oct. 2003.
- [121] M. Thual, P. Rochard, P. Chanclou, and L. Quétel. Contribution to research on micro-lensed fibers for modes coupling. *Fiber and Integrated Optics*, 27(6) :532–541, 2008.
- [122] R. Billington. Effective area of optical fibres—definition and measurement techniques. *The national physical laboratory Centre for Optical and Environmental Metrology*, 1999.
- [123] B.E.A. Saleh, M.C. Teich, and B.E. Saleh. *Fundamentals of photonics*, volume 22. Wiley Online Library, 1991.
- [124] A. Akrouf, K. Lengle, T.N. Nguyen, P. Rochard, L. Bramerie, M. Gay, M. Thual, S. Malaguti, A. Armaroli, G. Bellanca, S. Trillo, S. Combrie, and A. De Rossi. Coupling between phc membrane and lensed fiber : Simulations and measurements. In *Numerical Simulation of Optoelectronic Devices (NUSOD), 2011 11th International Conference on*, pages 137 –138, sept. 2011.
- [125] R.S. Tucker, P.C. Ku, and C.J. Chang-Hasnain. Slow-light optical buffers : capabilities and fundamental limitations. *Journal of lightwave technology*, 23(12) :4046, 2005.
- [126] F. Xia, L. Sekaric, and Y. Vlasov. Ultracompact optical buffers on a silicon chip. *Nature Photonics*, 1(1) :65–71, 2006.
- [127] A. Melloni, A. Canciamilla, C. Ferrari, F. Morichetti, L. OFaolain, TF Krauss, R. De La Rue, A. Samarelli, and M. Sorel. Tunable delay lines in silicon photonics : coupled resonators and photonic crystals, a comparison. *Photonics Journal, IEEE*, 2(2) :181–194, 2010.
- [128] J.B. Khurgin. Optical buffers based on slow light in electromagnetically induced transparent media and coupled resonator structures : comparative analysis. *JOSA B*, 22(5) :1062–1074, 2005.
- [129] J. Adachi, N. Ishikura, H. Sasaki, and T. Baba. Wide range tuning of slow light pulse in soi photonic crystal coupled waveguide via folded chirping. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 16(1) :192–199, 2010.
- [130] P. Yeh. *Optical waves in layered media*. Wiley-Interscience, 1988.
- [131] T.F. Krauss. Slow light in photonic crystal waveguides. *Journal of Physics D Applied Physics*, 40 :2666, 2007.
- [132] L.V. Hau, S.E. Harris, Z. Dutton, and C.H. Behroozi. Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas. *Nature*, 397(6720) :594–598, 1999.
- [133] P. Palinginis, S. Crankshaw, F. Sedgwick, E.T. Kim, M. Moewe, C.J. Chang-Hasnain, H. Wang, and S.L. Chuang. Ultraslow light (? 200. *Applied Physics Letters*, 87(17) :171102–171102, 2005.

- [134] Hui Su and Shun Lien Chuang. Room-temperature slow light with semiconductor quantum-dot devices. *Opt. Lett.*, 31(2) :271–273, Jan 2006.
- [135] J. Sharping, Y. Okawachi, and A. Gaeta. Wide bandwidth slow light using a raman fiber amplifier. *Optics Express*, 13(16) :6092–6098, 2005.
- [136] M. González Herráez, K.Y. Song, and L. Thévenaz. Arbitrary-bandwidth brillouin slow light in optical fibers. *Optics express*, 14(4) :1395–1400, 2006.
- [137] F. Xia, L. Sekaric, M. OBoyle, and Y. Vlasov. Coupled resonator optical waveguides based on silicon-on-insulator photonic wires. *Applied physics letters*, 89(4) :041122–041122, 2006.
- [138] A. Melloni, F. Morichetti, and M. Martinelli. Linear and nonlinear pulse propagation in coupled resonator slow-wave optical structures. *Optical and Quantum Electronics*, 35(4) :365–379, 2003.
- [139] Yurii A. Vlasov, Martin O’Boyle, Hendrik F. Hamann, and Sharee J. McNab. Active control of slow light on a chip with photonic crystal waveguides. *Nature*, 438(7064) :65–69, November 2005.
- [140] M. Notomi, K. Yamada, A. Shinya, J. Takahashi, C. Takahashi, and I. Yokohama. Extremely large group-velocity dispersion of line-defect waveguides in photonic crystal slabs. *Phys. Rev. Lett.*, 87 :253902, Nov 2001.
- [141] M. Notomi, E. Kuramochi, and T. Tanabe. Large-scale arrays of ultrahigh-q coupled nanocavities. *Nature photonics*, 2(12) :741–747, 2008.
- [142] Y.A. Vlasov, M. O’Boyle, H.F. Hamann, and S.J. McNab. Active control of slow light on a chip with photonic crystal waveguides. *Nature*, 438(7064) :65–69, 2005.
- [143] RJP 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(4) :1658–1672, 2006.
- [144] E. Kuramochi, M. Notomi, S. Hughes, A. Shinya, T. Watanabe, and L. Ramunno. Disorder-induced scattering loss of line-defect waveguides in photonic crystal slabs. *Physical Review B*, 72(16) :161318, 2005.
- [145] H. Gersen, TJ Karle, RJP Engelen, W. Bogaerts, JP Korterik, NF Van Hulst, TF Krauss, and L. Kuipers. Real-space observation of ultraslow light in photonic crystal waveguides. *Physical review letters*, 94(7) :73903, 2005.
- [146] L.H. Frandsen, A.V. Lavrinenko, J. Fage-Pedersen, P.I. Borel, et al. Photonic crystal waveguides with semi-slow light and tailored dispersion properties. *Opt. Express*, 14(20) :9444–9450, 2006.
- [147] J. Li, T.P. White, L. OFaolain, A. Gomez-Iglesias, and T.F. Krauss. Systematic design of flat band slow light in photonic crystal waveguides. *Optics express*, 16(9) :6227–6232, 2008.

- [148] T. Baba and D. Mori. Slow light engineering in photonic crystals. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 40 :2659, 2007.
- [149] A.Y. Petrov and M. Eich. Zero dispersion at small group velocities in photonic crystal waveguides. *Applied physics letters*, 85(21) :4866–4868, 2004.
- [150] SA Schulz, L. OFaolain, DM Beggs, TP White, A. Melloni, and TF Krauss. Dispersion engineered slow light in photonic crystals : a comparison. *Journal of Optics*, 12 :104004, 2010.
- [151] Y. Hamachi, S. Kubo, and T. Baba. Low dispersion slow light and nonlinearity enhancement in lattice-shifted photonic crystal waveguide. In *Lasers and Electro-Optics, 2008 and 2008 Conference on Quantum Electronics and Laser Science. CLEO/QELS 2008. Conference on*, pages 1–2. IET, 2008.
- [152] L. OFaolain, T.P. White, D. OBrien, X. Yuan, M.D. Settle, and T.F. Krauss. Dependence of extrinsic loss on group velocity in photonic crystal waveguides. *Opt. Express*, 15(20) :13129–13138, 2007.
- [153] D.M. Beggs, L. OFaolain, and T.F. Krauss. Accurate determination of the functional hole size in photonic crystal slabs using optical methods. *Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications*, 6(3) :213–218, 2008.
- [154] Pierre Colman, Sylvain Combrié, Gaëlle Lehoucq, and Alfredo De Rossi. Control of dispersion in photonic crystal waveguides using group symmetry theory. *Opt. Express*, 20(12) :13108–13114, Jun 2012.
- [155] T. Kawasaki, D. Mori, and T. Baba. Experimental observation of slow light in photonic crystal coupled waveguides. 2007.
- [156] D. Mori and T. Baba. Wideband and low dispersion slow light by chirped photonic crystal coupled waveguide. *Optics Express*, 13(23) :9398–9408, 2005.
- [157] S.C. Huang, M. Kato, E. Kuramochi, C.P. Lee, and M. Notomi. Time-domain and spectral-domain investigation of inflection-point slow-light modes in photonic crystal coupled waveguides. *Optics Express*, 15(6) :3543–3549, 2007.
- [158] M. Notomi, T. Tanabe, A. Shinya, E. Kuramochi, H. Taniyama, S. Mitsugi, and M. Morita. Nonlinear and adiabatic control of high-q photonic crystal nanocavities. *Opt. Express*, 15(26) :17458–17481, Dec 2007.
- [159] S. Mazoyer. *Lumière lente dans les guides à cristaux photoniques réels*. PhD thesis, Université Paris Sud-Paris XI, 2011.
- [160] Maksim Skorobogatiy, Guillaume Bégin, and Anne Talneau. Statistical analysis of geometrical imperfections from the images of 2d photonic crystals. *Opt. Express*, 13(7) :2487–2502, Apr 2005.
- [161] Alexander Petrov, Michael Krause, and Manfred Eich. Backscattering and disorder limits in slow light photonic crystal waveguides. *Opt. Express*, 17(10) :8676–8684, May 2009.

- [162] D. Gerace and L.C. Andreani. Disorder-induced losses in photonic crystal waveguides with line defects. *Optics letters*, 29(16) :1897–1899, 2004.
- [163] S. Hughes, L. Ramunno, Jeff Young, and J. Sipe. Extrinsic optical scattering loss in photonic crystal waveguides : Role of fabrication disorder and photon group velocity. *Physical Review Letters*, 94(3), January 2005.
- [164] S.G. Johnson, ML Povinelli, M. Soljačić, A. Karalis, S. Jacobs, and JD Joannopoulos. Roughness losses and volume-current methods in photonic-crystal waveguides. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 81(2) :283–293, 2005.
- [165] M. Notomi. Manipulating light with strongly modulated photonic crystals. *Reports on Progress in Physics*, 73 :096501, 2010.
- [166] ML Povinelli, S.G. Johnson, E. Lidorikis, JD Joannopoulos, and M. Soljagic. Effect of a photonic band gap on scattering from waveguide disorder. *Applied physics letters*, 84(18) :3639–3641, 2004.
- [167] L.C. Andreani and D. Gerace. Light–matter interaction in photonic crystal slabs. *Physica status solidi (b)*, 244(10) :3528–3539, 2007.
- [168] L. OFaolain, S. A. Schulz, D. M. Beggs, T. P. White, M., L. Kuipers, F. Morichetti, A. Melloni, S. Mazoyer, J. P. Hugonin, et al. Loss engineered slow light waveguides. *Optics Express*, 18(26) :27627–27638, 2010.
- [169] R.W. Boyd. *Nonlinear optics*. Academic press, 2002.
- [170] R.L. Sutherland. *Handbook of nonlinear optics*, volume 82. CRC, 2003.
- [171] G. Agrawal. Nonlinear fiber optics. *Nonlinear Science at the Dawn of the 21st Century*, pages 195–211, 2000.
- [172] PA Franken, AE Hill, C.W. Peters, and G. Weinreich. Generation of optical harmonics. *Physical Review Letters*, 7(4) :118–119, 1961.
- [173] Quere Fabien. *Etude des mécanismes d'excitation électronique associés au claquage des diélectriques induit par un champ laser intense*. PhD thesis, Université Paris Sorbonne, 2010.
- [174] S. Song, C.T. Allen, K.R. Demarest, and R. Hui. Intensity-dependent phase-matching effects on four-wave mixing in optical fibers. *Lightwave Technology, Journal of*, 17(11) :2285–2290, 1999.
- [175] S. Combrié, Q.V. Tran, A. De Rossi, C. Husko, and P. Colman. High quality GaInP nonlinear photonic crystals with minimized nonlinear absorption. *Applied Physics Letters*, 95 :221108, 2009.
- [176] H. Chen. Simultaneous measurements of non-linear coefficient, zero-dispersion wavelength and chromatic dispersion in dispersion-shifted fibers by four-wave mixing. *Optics communications*, 220(4) :331–335, 2003.

- [177] K. Lengle, A. Akrouf, M. Costa e Silva, L. Bramerie, S. Combrié, P. Colman, J.C. Simon, and A. De Rossi. 10ghz demonstration of four-wave-mixing in photonic crystal waveguides. In *Optical Communication (ECOC), 2010 36th European Conference and Exhibition on*, pages 1–3. IEEE, 2010.
- [178] Omer Khayam and Henri Benisty. General recipe for flatbands in photonic crystal-waveguides. *Opt. Express*, 17(17) :14634–14648, Aug 2009.
- [179] 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(7) :1072–1074, 2009.
- [180] S. Combrié, N.V.Q. Tran, E. Weidner, A. De Rossi, S. Cassette, P. Hamel, Y. Jaouen, R. Gabet, and A. Talneau. Investigation of group delay, loss, and disorder in a photonic crystal waveguide by low-coherence reflectometry. *Applied physics letters*, 90(23) :231104–231104, 2007.
- [181] M. Patterson, S. Hughes, S. Combrié, N.V. Tran, A. De Rossi, R. Gabet, Y. Jaou n, et al. Disorder-induced coherent scattering in slow-light photonic crystal waveguides. In *International Quantum Electronics Conference*. Optical Society of America, 2009.
- [182] C. Husko, S. Combrié, Q.V. Tran, F. Raineri, C.W. Wong, and A. De Rossi. Non-trivial scaling of self-phase modulation and three-photon absorption in III-V photonic crystal waveguides. *Optics Express*, 17(25) :22442–22451, 2009.
- [183] C. Husko, P. Colman, S. Combrié, A. De Rossi, and C.W. Wong. Effect of multiphoton absorption and free carriers in slow-light photonic crystal waveguides. *Optics letters*, 36(12) :2239–2241, 2011.
- [184] J. Li, L. OFaolain, I.H. Rey, and T.F. Krauss. Four-wave mixing in photonic crystal waveguides : slow light enhancement and limitations. *Optics Express*, 19(5) :4458–4463, 2011.
- [185] M. Ebnali-Heidari, C. Monat, C. Grillet, and MK Moravvej-Farshi. A proposal for enhancing four-wave mixing in slow light engineered photonic crystal waveguides and its application to optical regeneration. *Opt. Express*, 17 :18340–18353, 2009.
- [186] M.R. Lamont, B.T. Kuhlmeier, and C.M. de Sterke. Multi-order dispersion engineering for optimal four-wave mixing. *Optics Express*, 16(10) :7551–7563, 2008.
- [187] P. Colman, I. Cestier, A. Willinger, S. Combrie, 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(14) :2629–2631, 2011.
- [188] 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(19) :3936–3938, 2011.

- [189] Simon Mazoyer, Alexandre Baron, Jean-Paul Hugonin, Philippe Lalanne, and Andrea Melloni. Slow pulses in disordered photonic-crystal waveguides. *Appl. Opt.*, 50(31) :G113–G117, Nov 2011.
- [190] Ziyang Zhang and Min Qiu. Small-volume waveguide-section high q microcavities in 2d photonic crystal slabs. *Opt. Express*, 12(17) :3988–3995, Aug 2004.
- [191] Hongliang Ren, Chun Jiang, Weisheng Hu, Mingyi Gao, and Jingyuan Wang. Photonic crystal channel drop filter with a wavelength-selective reflection micro-cavity. *Opt. Express*, 14(6) :2446–2458, Mar 2006.
- [192] L. Frandsen, A. Harpøth, P. Borel, M. Kristensen, J. Jensen, and O. Sigmund. Broad-band photonic crystal waveguide 60 bend obtained utilizing topology optimization. *Optics Express*, 12(24) :5916–5921, 2004.
- [193] Y. BenM’Salle, Q. Le, L. Bramerie, Q. Nguyen, E. Borgne, P. Besnard, A. Shen, F. Lelarge, S. LaRochelle, L. Rusch, et al. Quantum-dash mode-locked laser as a source for 56 gbit/s dqpsk modulation in wdm multicast applications. *Photonics Technology Letters, IEEE*, (99) :1–1, 2011.
- [194] S. Robinson and R. Nakkeeran. Investigation on parameters affecting the performance of two dimensional photonic crystal based bandpass filter. *Optical and Quantum Electronics*, pages 1–14, 2012.
- [195] F. Van Laere, T. Stomeo, C. Cambournac, M. Ayre, R. Brenot, H. Benisty, G. Roelkens, T.F. Krauss, D. Van Thourhout, and R. Baets. Nanophotonic polarization diversity demultiplexer chip. *Lightwave Technology, Journal of*, 27(4) :417–425, 2009.
- [196] H. Takano, B.S. Song, T. Asano, and S. Noda. Highly efficient multi-channel drop filter in a two-dimensional hetero photonic crystal. *Optics express*, 14(8) :3491–3496, 2006.
- [197] J.J.V. Olmos, M. Tokushima, and K.I. Kitayama. Photonic add-drop filter based on integrated photonic crystal structures. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 16(1) :332–337, 2010.
- [198] S. Combrié, G. Lehoucq, S. Xavier, A. De Rossi, K. Lenglé, L. Bramerie, M. Gay, JC. Simon, Bellanca, Malaguti, and Trillo. 40 gb/s wavelength division demultiplexing with a phc filter. In *Proc. MOC, Sendai, Japan*, 2011.
- [199] GW Cong, R. Akimoto, K. Akita, T. Hasama, and H. Ishikawa. Low-saturation-energy-driven ultrafast all-optical switching operation in (cds/znse)/bete intersubband transition. *Optics express*, 15(19) :12123–12130, 2007.
- [200] A.V. Gopal, H. Yoshida, A. Neogi, N. Georgiev, and T. Mozume. Intersubband absorption saturation in ingaas-alassb quantum wells. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 38(11) :1515–1520, 2002.

- [201] S. Nakamura, Y. Ueno, and K. Tajima. Femtosecond switching with semiconductor-optical-amplifier-based symmetric mach–zehnder-type all-optical switch. *Applied Physics Letters*, 78(25) :3929–3931, 2001.
- [202] M.L. Nielsen, J. Mørk, R. Suzuki, J. Sakaguchi, and Y. Ueno. Experimental and theoretical investigation of the impact of ultra-fast carrier dynamics on high-speed soa-based all-optical switches. *Optics express*, 14(1) :331–347, 2006.
- [203] T. Yamamoto, E. Yoshida, and M. Nakazawa. Ultrafast nonlinear optical loop mirror for demultiplexing 640 gbit/s tdm signals. *Electronics Letters*, 34(10) :1013–1014, 1998.
- [204] J.H. Lee, T. Tanemura, Y. Takushima, and K. Kikuchi. All-optical 80-gb/s add-drop multiplexer using fiber-based nonlinear optical loop mirror. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 17(4) :840–842, 2005.
- [205] T.A. Ibrahim, W. Cao, Y. Kim, J. Li, J. Goldhar, P.T. Ho, and C.H. Lee. Lightwave switching in semiconductor microring devices by free carrier injection. *Lightwave Technology, Journal of*, 21(12) :2997–3003, 2003.
- [206] V.R. Almeida, C.A. Barrios, R.R. Panepucci, and M. Lipson. All-optical control of light on a silicon chip. *Nature*, 431(7012) :1081–1084, 2004.
- [207] T. Tanabe, M. Notomi, S. Mitsugi, A. Shinya, and E. Kuramochi. All-optical switches on a silicon chip realized using photonic crystal nanocavities. *Applied Physics Letters*, 87(15) :151112–151112, 2005.
- [208] T. Tanabe, M. Notomi, S. Mitsugi, A. Shinya, and E. Kuramochi. Fast bistable all-optical switch and memory on a silicon photonic crystal on-chip. *Optics letters*, 30(19) :2575–2577, 2005.
- [209] V. Van, TA Ibrahim, K. Ritter, PP Absil, FG Johnson, R. Grover, J. Goldhar, and P.T. Ho. All-optical nonlinear switching in gaas-algaas microring resonators. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 14(1) :74–76, 2002.
- [210] C. Husko, A. De Rossi, S. Combrié, Q.V. Tran, F. Raineri, and C.W. Wong. Ultra-fast all-optical modulation in GaAs photonic crystal cavities. *Applied Physics Letters*, 94 :021111, 2009.
- [211] H. Nakamura, Y. Sugimoto, and K. Asakawa. Ultra-fast photonic crystal/quantum dot all-optical switch for future photonic networks. In *Lasers and Electro-Optics, 2006 and 2006 Quantum Electronics and Laser Science Conference. CLEO/QELS 2006. Conference on*, pages 1–2. IEEE, 2006.
- [212] A. De Rossi, M. Lauritano, S. Combrié, Q.V. Tran, and C. Husko. Interplay of plasma-induced and fast thermal nonlinearities in a GaAs-based photonic crystal nanocavity. *Physical Review A*, 79(4) :43818, 2009.
- [213] S. Combrié, S. Bansropun, M. Lecomte, O. Parillaud, S. Cassette, H. Benisty, and J. Nagle. Optimization of an inductively coupled plasma etching process of gainp/

- gaas based material for photonic band gap applications. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 23 :1521, 2005.
- [214] Tal Carmon, Lan Yang, and Kerry Vahala. Dynamical thermal behavior and thermal self-stability of microcavities. *Opt. Express*, 12(20) :4742–4750, Oct 2004.
- [215] Paul Barclay, Kartik Srinivasan, and Oskar Painter. Nonlinear response of silicon photonic crystal microresonators excited via an integrated waveguide and fiber taper. *Opt. Express*, 13(3) :801–820, Feb 2005.
- [216] Toshitsugu Uesugi, Bong-Shik Song, Takashi Asano, and Susumu Noda. Investigation of optical nonlinearities in an ultra-high-q si nanocavity in a two-dimensional photonic crystal slab. *Opt. Express*, 14(1) :377–386, Jan 2006.
- [217] T. Uesugi, B.S. Song, T. Asano, and S. Noda. Investigation of optical nonlinearities in an ultra-high-q si nanocavity in a two-dimensional photonic crystal slab. *Optics Express*, 14(1) :377–386, 2006.
- [218] H. Kawashima, Y. Tanaka, N. Ikeda, Y. Sugimoto, T. Hasama, and H. Ishikawa. Optical bistable response in algaas-based photonic crystal microcavities and related nonlinearities. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 44(9) :841–849, 2008.
- [219] T. Tanabe, H. Taniyama, and M. Notomi. Carrier diffusion and recombination in photonic crystal nanocavity optical switches. *Journal of Lightwave Technology*, 26(11) :1396–1403, 2008.
- [220] M. Dinu, F. Quochi, and H. Garcia. Third-order nonlinearities in silicon at telecom wavelengths. *Applied Physics Letters*, 82(18) :2954–2956, 2003.
- [221] FK Reinhart. A heuristic approach to precisely represent optical absorption and refractive index data for photon energies below, at, and above the band gap of semiconductors : The case of high-purity gaas. part i. *Journal of applied physics*, 97(12) :123534–123534, 2005.
- [222] E. Weidner, S. Combrié, A. De Rossi, J. Nagle, S. Cassette, A. Talneau, and H. Benisty. Achievement of ultrahigh quality factors in GaAs photonic crystal membrane nanocavity. *Applied Physics Letters*, 89 :221104, 2006.
- [223] F. Intonti, N. Caselli, S. Vignolini, F. Riboli, S. Kumar, A. Rastelli, O.G. Schmidt, M. Francardi, A. Gerardino, L. Balet, et al. Mode tuning of photonic crystal nanocavities by photoinduced non-thermal oxidation. *Applied Physics Letters*, 100(3) :033116–033116, 2012.
- [224] K. Lengle, L. Bramerie, M. Gay, M.C.E. Silva, S. Lobo, J.C. Simon, P. Colman, S. Combrié, A. De Rossi, et al. Investigation of fwm in dispersion-engineered gain photonic crystal waveguides. *Optics Express*, 20(15) :16154–16165, 2012.
- [225] P. Colman, C. Husko, S. Combrié, I. Sagnes, CW Wong, and A. De Rossi. Temporal solitons and pulse compression in photonic crystal waveguides. *Nature Photonics*, 4(12) :862–868, 2010.

- [226] Michael W. Lee, Christian Grillet, Christelle Monat, Eric Mägi, Snjezana Tomljenovic-Hanic, Xin Gai, Steve Madden, Duk-Yong Choi, Douglas Bulla, Barry Luther-Davies, and Benjamin J. Eggleton. Photosensitive and thermal nonlinear effects in chalcogenide photonic crystal cavities. *Opt. Express*, 18(25) :26695–26703, Dec 2010.
- [227] V. Eckhouse, I. Cestier, G. Eisenstein, S. Combrié, G. Lehoucq, and A. De Rossi. Kerr-induced all-optical switching in a gain photonic crystal fabry-perot resonator. *Opt. Express*, 20(8) :8524–8534, Apr 2012.
- [228] 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 Reviews*, 4(6) :751–779, 2010.
- [229] M.J. Koblinsky, B. A. Block, and J. Zheng. On-chip optical interconnects. *Intel Technology Journal*, 8 :129–141, 2004.
- [230] D.A.B. Miller. Physical reasons for optical interconnection. *International Journal of Optoelectronics*, 11(3) :155–168, 1997.
- [231] M.J.R. Heck, Hui-Wen Chen, A.W. Fang, B.R. Koch, Di Liang, Hyundai Park, M.N. Sysak, and J.E. Bowers. Hybrid silicon photonics for optical interconnects. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 17(2) :333–346, march-april 2011.
- [232] P. Dumon, W. Bogaerts, V. Wiaux, J. Wouters, S. Beckx, J. Van Campenhout, D. Taillaert, B. Luyssaert, P. Bienstman, D. Van Thourhout, et al. Low-loss soi photonic wires and ring resonators fabricated with deep uv lithography. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 16(5) :1328–1330, 2004.
- [233] Y.A. Vlasov and S.J. McNab. Losses in single-mode silicon-on-insulator strip waveguides and bends. *Opt. Express*, 12(8) :1622–1631, 2004.
- [234] 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(10) :9221–9231, 2011.
- [235] Y. Halioua, A. Bazin, P. Monnier, T.J. Karle, I. Sagnes, G. Roelkens, D. Van Thourhout, F. Raineri, and R. Raj. Iii-v photonic crystal wire cavity laser on silicon wafer. *JOSA B*, 27(10) :2146–2150, 2010.
- [236] A.W. Fang, H. Park, O. Cohen, R. Jones, M.J. Paniccia, and J.E. Bowers. Electrically pumped hybrid alginas-silicon evanescent laser. *Opt. Express*, 14(20) :9203–9210, 2006.
- [237] J. Van Campenhout, P. Rojo Romeo, P. Regreny, C. Seassal, D. Van Thourhout, S. Versuyft, L. Di Cioccio, J.M. Fedeli, C. Lagahe, and R. Baets. Electrically pumped in-p-based microdisk lasers integrated with a nanophotonic silicon-on-insulator waveguide circuit. *Optics Express*, 15(11) :6744–6749, 2007.

- [238] A.W. Fang, B.R. Koch, R. Jones, E. Lively, D. Liang, Y.H. Kuo, and J.E. Bowers. A distributed bragg reflector silicon evanescent laser. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 20(20) :1667–1669, 2008.
- [239] T. Dupont, L. Grenouillet, A. Chelnokov, and P. Viktorovitch. Contradirectional coupling between iii-v stacks and silicon-on-insulator corrugated waveguides for laser emission by distributed feedback effect. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 22(19) :1413–1415, oct.1, 2010.
- [240] Hyundai Park, Alexander W. Fang, Oded Cohen, Richard Jones, Mario J. Paniccia, and John E. Bowers. A hybrid alginas ndash ;silicon evanescent amplifier. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 19(4) :230–232, feb.15, 2007.
- [241] H.W. Chen, Y. Kuo, and J.E. Bowers. High speed hybrid silicon evanescent mach-zehnder modulator and switch. *Opt. Express*, 16(25) :20571–20576, 2008.
- [242] L. Liu, J. Van Campenhout, G. Roelkens, R.A. Soref, D. Van Thourhout, P. Rojo-Romeo, P. Regreny, C. Seassal, J.M. Fédéli, and R. Baets. Carrier-injection-based electro-optic modulator on silicon-on-insulator with a heterogeneously integrated iii-v microdisk cavity. *Optics letters*, 33(21) :2518–2520, 2008.
- [243] W. Bogaerts, R. Baets, P. Dumon, V. Wiaux, S. Beckx, D. Taillaert, B. Luysaert, J.V. Campenhout, P. Bienstman, and D.V. Thourhout. Nanophotonic waveguides in silicon-on-insulator fabricated with CMOS technology. *Journal of Lightwave Technology*, 23(1) :401, 2005.
- [244] G. K. Celler and Sorin Cristoloveanu. Frontiers of silicon-on-insulator. *Journal of Applied Physics*, 93(9) :4955–4978, 2003.
- [245] P. Kapur and K.C. Saraswat. Optical interconnects for future high performance integrated circuits. *Physica E : Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 16(3) :620–627, 2003.
- [246] JS Foresi, PR Villeneuve, J. Ferrera, ER Thoen, G. Steinmeyer, S. Fan, JD Joannopoulos, LC Kimerling, H.I. Smith, and EP Ippen. Photonic-bandgap microcavities in optical waveguides. *Nature*, 390(6656) :143–145, 1997.
- [247] Y. Tanaka, T. Asano, and S. Noda. Design of photonic crystal nanocavity with q-factor of $\sim 10^9$. *Lightwave Technology, Journal of*, 26(11) :1532–1539, june1, 2008.
- [248] D. Taillaert, F. Van Laere, M. Ayre, W. Bogaerts, D. Van Thourhout, P. Bienstman, and R. Baets. Grating couplers for coupling between optical fibers and nanophotonic waveguides. *Jpn. J. Appl. Phys*, 45(8A) :6071–6077, 2006.
- [249] L. Jia, J. Song, T.Y. Liow, Q. Fang, M. Yu, GQ Lo, and D.L. Kwong. Integrated in-band optical signal-to-noise ratio monitor implemented on soi platform. *Optics Express*, 20(8) :8512–8517, 2012.
- [250] A. Fiore, V. Berger, E. Rosencher, P. Bravetti, and J. Nagle. Phase matching using an isotropic nonlinear optical material. *Nature*, 391(6666) :463–466, 1998.

- [251] B. Corcoran, C. Monat, C. Grillet, DJ Moss, BJ Eggleton, TP White, L. O'Faolain, and TF Krauss. Green light emission in silicon through slow-light enhanced third-harmonic generation in photonic-crystal waveguides. *Nature Photonics*, 3(4) :206–210, 2009.
- [252] M. Cazzanelli, F. Bianco, E. Borga, G. Pucker, M. Ghulinyan, E. Degoli, E. Luppi, V. Véniard, S. Ossicini, D. Modotto, et al. Second-harmonic generation in silicon waveguides strained by silicon nitride. *Nature Materials*, 11(2) :148–154, 2011.
- [253] Y. Dumeige, P. Vidakovic, S. Sauvage, I. Sagnes, JA Levenson, C. Sibia, M. Centini, G. DAguanno, and M. Scalora. Enhancement of second-harmonic generation in a one-dimensional semiconductor photonic band gap. *Applied Physics Letters*, 78(20) :3021–3023, 2001.
- [254] J. Martorell, R. Vilaseca, and R. Corbalan. Second harmonic generation in a photonic crystal. *Applied physics letters*, 70(6) :702–704, 1997.
- [255] Murray McCutcheon, Jeff Young, Georg Rieger, Dan Dalacu, Simon FrÃ©dÃ©rick, Philip Poole, and Robin Williams. Experimental demonstration of second-order processes in photonic crystal microcavities at submilliwatt excitation powers. *Physical Review B*, 76(24), December 2007.
- [256] 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(25) :26613–26624, 2010.
- [257] J. Bravo-Abad, A. Rodriguez, P. Bermel, S.G. Johnson, J.D. Joannopoulos, and M. Soljaic. Enhanced nonlinear optics in photonic-crystal microcavities. *Optics express*, 15(24) :16161–16176, 2007.
- [258] P. Abolghasem, J. Han, B.J. Bijlani, and A.S. Helmy. Type-0 second order nonlinear interaction in monolithic waveguides of isotropic semiconductors. *Optics Express*, 18(12) :12681–12689, 2010.
- [259] A. S. Helmy. Phase matching using bragg reflection waveguides for monolithic nonlinear optics applications. *Opt. Express*, 14(3) :1243–1252, Feb 2006.
- [260] 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(11) :10462–10470, 2011.
- [261] K. Rivoire, S. Buckley, F. Hatami, and J. Vuckovic. Second harmonic generation in gap photonic crystal waveguides. *Applied Physics Letters*, 98(26) :263113–263113, 2011.
- [262] M. Bass, P. A. Franken, J. F. Ward, and G. Weinreich. Optical rectification. *Phys. Rev. Lett.*, 9 :446–448, Dec 1962.
- [263] JA Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and PS Pershan. Interactions between light waves in a nonlinear dielectric. *Physical Review*, 127(6) :1918, 1962.

- [264] R. Vito et al. Nonlinear frequency conversion under general phase mismatched condition : the role of phase locking and random nonlinear domains. 2011.
- [265] V. Berger. Nonlinear photonic crystals. *Physical review letters*, 81(19) :4136–4139, 1998.
- [266] N. G. R. Broderick, G. W. Ross, H. L. Offerhaus, D. J. Richardson, and D. C. Hanna. Hexagonally poled lithium niobate : a two-dimensional nonlinear photonic crystal. *Physical review letters*, 84(19) :4345–4348, 2000.
- [267] Rumén Iliev, Christoph Etrich, Thomas Pertsch, Falk Lederer, and Yuri S. Kivshar. Huge enhancement of backward second-harmonic generation with slow light in photonic crystals. *Physical Review A*, 81(2), February 2010.
- [268] Rumén Iliev, Christoph Etrich, Thomas Pertsch, and Falk Lederer. Slow-light enhanced collinear second-harmonic generation in two-dimensional photonic crystals. *Physical Review B*, 77(11), March 2008.
- [269] Yoshiyasu Ueno, Vincent Ricci, and George I. Stegeman. Second-order susceptibility of $\text{Ga}_0.5\text{In}_0.5\text{P}$ crystals at $1.5 \mu\text{m}$ and their feasibility for waveguide quasi-phase matching. *J. Opt. Soc. Am. B*, 14(6) :1428–1436, Jun 1997.
- [270] 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(7) :6831–6840, 2010.
- [271] Krishnan R. Parameswaran, Roger K. Route, Jonathan R. Kurz, Rostislav V. Roussev, Martin M. Fejer, and Masatoshi Fujimura. Highly efficient second-harmonic generation in buried waveguides formed by annealed and reverse proton exchange in periodically poled lithium niobate. *Opt. Lett.*, 27(3) :179–181, Feb 2002.
- [272] D. Duchesne, KA Rutkowska, M. Volatier, F. Légaré, S. Delprat, M. Chaker, D. Modotto, A. Locatelli, C. De Angelis, M. Sorel, et al. Second harmonic generation in InGaAs photonic wires using low power continuous wave light. *Optics express*, 19(13) :12408–12417, 2011.
- [273] S. Ducci, L. Lanco, V. Berger, A. De Rossi, V. Ortiz, and M. Calligaro. Continuous-wave second-harmonic generation in modal phase matched semiconductor waveguides. *Applied physics letters*, 84(16) :2974–2976, 2004.
- [274] S. Wielandy, M. Fishteyn, T. Her, D. Kudelko, and C. Zhang. Real-time measurement of accumulated chromatic dispersion for automatic dispersion compensation. *Electronics Letters*, 38(20) :1198–1199, 2002.
- [275] T. Inui, KR Tamura, K. Mori, and T. Morioka. Bit rate flexible chirp measurement technique using two-photon absorption. *Electronics Letters*, 38(23) :1459–1460, 2002.
- [276] J. Azaña and M.A. Muriel. Technique for multiplying the repetition rates of periodic trains of pulses by means of a temporal self-imaging effect in chirped fiber gratings. *Optics letters*, 24(23) :1672–1674, 1999.

Annexe

Liste des publications

Publications dans des revues à comité de lecture

- [1] **K. Lenglé**, L. Bramerie, M. Gay, M. Costa e Silva, S. Lobo, J.C. Simon, P. Colman, S. Combrie, A. De Rossi, "Investigation of FWM in dispersion-engineered GaInP photonic crystal waveguides", *Optics Express*, 20 (15) :16154–16165, 2012.
- [2] **K. Lenglé**, M. Gay, L. Bramerie, JC Simon, S. Combrie, G. Lehoucq, A. De Rossi, S. Malaguti, G. Bellanca, and S. Trillo, "Wavelength division demultiplexing and cross-talk assessment of a photonic crystal filter", *Photonics Technology Letters*, 24 (23) :2109–2111, 2012.
- [3] **K. Lenglé**, L. Bramerie, M. Gay, JC Simon, S. Combrie, G. Lehoucq, A. De Rossi, "Efficient Second Harmonic Generation in Nanophotonic Waveguides for Optical Signal Processing", *Applied Physics Letter*, 102 (151114), 2013.
- [4] T. N. Nguyen, M. Gay, **K. Lenglé**, L. Bramerie, M. Thual, JC Simon, S. Malaguti, G. Bellanca, S. Trillo, S. Combrie, G. Lehoucq, and A. De Rossi, "100 Gbit/s Wavelength Division Demultiplexing Using a Photonic Crystal 4-Channel Drop Filter", *Photonics Technology Letters*, 25 (9), 813-816, 2013.
- [5] T. N. Nguyen, **K. Lenglé**, M. Thual, P. Rochard, M. Gay, L. Bramerie, S. Malaguti, G. Bellanca, S. D. Le, and T. Chartier, "A non-destructive method to measure coupling and propagation losses in optical guided structures," *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 29, no. 12, 2012.

Conférences scientifiques internationales

- [1] **K. Lenglé**, A. Akrouf, M. Costa e Silva, L. Bramerie, S. Combrie, P. Colman, J.C. Simon, and A. De Rossi. "10 Ghz demonstration of four-wave-mixing in photonic crystal waveguides", *ECOC 2010, 36th European Conference and Exhibition on Optical Communication*, pages 1–3. IEEE, 2010.

- [2] **K. Lenglé**, Laurent Bramerie, Mathilde Gay, Jean Claude Simon, Sylvain Combrie, Pierre Colman, and Alfredo De Rossi. "Enhanced four wave mixing in slow light GaInP photonic crystals waveguides and 40 Gbit/s transmission assessment", *CLEO/Europe and EQEC 2011 Conference Digest*, page CD10-2, Optical Society of America, 2011.
- [3] **K. Lenglé**, M. Gay, A. Bazin, I. Sagnes, R. Braive, P. Monnier, L. Bramerie, N. Nguyen, C. Pareige, R. Madec, "Fast all-optical 10 Gb/s NRZ wavelength conversion and power limiting function using hybrid inp on SOI nanocavity", *European Conference and Exhibition on Optical Communication*, Optical Society of America, 2012.
- [4] **K. Lenglé**, L. Bramerie, M. Gay, J.C. Simon, S. Combrié, L. Gaelle, S. Xavier, and A. De Rossi, "Efficient second harmonic generation in photonic crystal waveguides for optical performance monitoring in the full C-band at 42.5 Gb/s", *European Conference and Exhibition on Optical Communication*, Optical Society of America, 2012.
- [5] **K. Lenglé**, L. Bramerie, M. Gay, J.C. Simon, S. Combrié, G. Lehoucq, A. De Rossi, S. Malaguti, S. Trillo, and G. Bellanca, "Low insertion losses and high drop efficiency photonic crystal filter for advanced telecom modulation formats", *CLEO : Science and Innovations*, Optical Society of America, 2012.
- [6] A. Akrouf, **K. Lenglé**, T.N. Nguyen, P. Rochard, L. Bramerie, M. Gay, M. Thual, S. Malaguti, A. Armaroli, G. Bellanca, S. Trillo, S. Combrie, and A. De Rossi. "Coupling between photonic crystals membrane and lensed fiber : Simulations and measurements", *11th International Conference on Numerical Simulation of Optoelectronic Devices (NUSOD)*, pages 137 –138, 2011.

Conférences scientifiques nationales

- [1] **K. Lenglé**, L. Bramerie, S. Combrié, A. Akrouf, A. De Rossi, and J. C. Simon, "Conversion de longueur d onde à haut taux de répétition par mélange quatre ondes dans un guide à cristaux photoniques", *JNOG 2010*.
- [2] **K. Lenglé**, L. Bramerie, M. Gay, J.C. Simon, S. Combrié, P. Colman, A. De Rossi, "Amélioration du mélange a quatre ondes dans des guides à cristaux photoniques en GaInP dans un régime de lumière lente et évaluation des transmissions a 40 Gbit/s", *Journée Nationale de l'Optique Guidée*, 2011.
- [3] T.N. Nguyen, **K. Lenglé**, A. Akrouf, P. Rochard, L. Bramerie, M. Gay, M. Thual, S. Malaguti, A. Armaroli, G. Bellanca, "Couplage entre une membrane à cristaux photoniques en matériaux III-V et une fibre micro-lentillée : simulations et mesures", *JNOG 2011*, 2011.
- [4] T.N. Nguyen, **K. Lenglé**, M. Thual, P. Rochard, M. Gay, L. Bramerie, S. Malaguti, G. Bellanca, S.D. Le, T. Chartier, "Une methode simple et non-destructive de mesure des pertes de couplage et des pertes du guide dans des guides optiques", *Journées Nationales d'Optique Guidée, Lyon 2012*, pages 222–224, 2012.

Collaborations de recherche avec d'autres doctorants du laboratoire

Publications dans des revues à comité de lecture

- [1] S. D. Le, M. Gay, L. Bramerie, M. Costa e Silva, **K. Lenglé**, T. Chartier, M. Thual, J.-C. Simon, L. Brilland, D. Méchin, P. Toupin, and J. Troles, "Wavelength conversion in a highly nonlinear chalcogenide microstructured fiber," *Optics Letters*, vol. 37, no. 22, 2012.
- [2] S. D. Le, M. Gay, L. Bramerie, M. Costa e Silva, **K. Lenglé**, T. Chartier, M. Thual, J.-C. Simon, L. Brilland, D. Méchin, P. Toupin, and J. Troles, "All-optical wavelength conversion of a 42.7 Gb/s signal in a chalcogenide microstructured fiber," *Journal of Science and Technology Special Issue on Electronics*, vol. 3, pp. 1–8, 2012.
- [3] S. D. Le, D. M. Nguyen, M. Thual, L. Bramerie, M. C. e Silva, **K. Lenglé**, M. Gay, T. Chartier, L. Brilland, D. Méchin, P. Toupin, and J. Troles, "Efficient four-wave mixing in an ultra-highly nonlinear suspended-core chalcogenide $\text{As}_{38}\text{Se}_{62}$ fiber," *Optics Express*, vol. 19, no. 26, pp. B653–B660, 2011.
- [4] M. Thual, D. M. Nguyen, S. D. Le, **K. Lenglé**, T. Chartier, J. Troles, Q. Coulombier, D. Méchin, L. Brillant, T. N. Nguyen, S. Blin, C. Bastianelli, and L. Bramerie, "Recent advances on low loss and highly nonlinear AsSe suspended core photonic crystal fiber," *Special Issue on Electronics, Telecommunications and Information Technology*, vol. 1, pp. 1–10, 2010.
- [5] D. Nguyen, S. D. Le, **K. Lenglé**, D. Méchin, M. Thual, T. Chartier, Q. Coulombier, J. Troles, L. Bramerie, and L. Brilland, "Demonstration of nonlinear effects in an ultra-highly nonlinear AsSe suspended-core chalcogenide fiber," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 22, no. 24, pp. 1844–1846, 2010.

Conférences scientifiques internationales

- [1] S. D. Le, M. Gay, L. Bramerie, M. Costa e Silva, **K. Lenglé**, T. Chartier, M. Thual, L. Brilland, D. Méchin, P. Toupin, and J. Troles, "All-optical wavelength conversion of a 56 Gb/s DQPSK signal and all-optical demultiplexing of a 170 Gb/s OOK signal in chalcogenide photonic crystal fibers," in *38th European Conference and Exhibition on Optical Communication (ECOC)*, 2012.
- [2] S. D. Le, D. M. Nguyen, M. Thual, L. Bramerie, M. Costa e Silva, **K. Lenglé**, M. Gay, T. Chartier, J. Simon, L. Brilland, D. Méchin, , P. Toupin, and J. Troles, "42.7 Gb/s RZ-33% wavelength conversion in a chalcogenide microstructured fiber," in *Optical Fiber Communication Conference (OFC)*. Optical Society of America, 2012.

- [3] S. D. Le, D. M. Nguyen, M. Thual, L. Bramerie, M. Costa e Silva, **K. Lenglé**, M. Gay, T. Chartier, D. Brilland, L. Méchin, P. Toupin, and J. Troles, "Efficient four-wave mixing in a ultra-highly nonlinear suspended-core chalcogenide fiber," in *37th European Conference and Exhibition on Optical Communication (ECOC)*, 2011.
- [4] T. Chartier, D. M. Nguyen, S. D. Le, **K. Lenglé**, L. Bramerie, M. Thual, J. Troles, Q. Coulombier, T. N. Nguyen, L. Brilland, D. Méchin, C. Fortier, J. Fatome, F. Smektala, and G. Renversez, "Chalcogenide photonic crystal fibers for telecommunication applications," in *ICPA*, 2010.

Conférences scientifiques nationales

- [1] S. D. Le, M. Gay, , Laurent Bramerie, M. C. e Silva, **K. Lenglé**, C. Pareige, T. Chartier, M. Thual, J.-C. Simon, L. Brilland, D. Méchin, P. Toupin, and J. Troles, "Conversion de longueur d'onde et démultiplexage optique dans des fibres optiques microstructurées en verres de chalcogénures," *JNOG*, 2012.
- [2] T. N. Nguyen, **K. Lenglé**, M. Thual, P. Rochard, M. Gay, L. Bramerie, S. Malaguti, G. Bellanca, S. D. Le, and T. Chartier, "Une methode simple et non-destructive de mesure des pertes de couplage et des pertes du guide dans des guides optiques", *JNOG*, 2012.
- [3] S. D. Le, D. M. Nguyen, M. Thual, L. Bramerie, M. Costa e Silva, **K. Lenglé**, M. Gay, T. Chartier, L. Brilland, D. Méchin, , P. Toupin, and Troles, "Mélange à quatre ondes dans une fibre optique à coeur suspendu en verre de chalcogénure AsSe très fortement non-linéaire," *JNOG*, 2011.
- [4] D. M. Nguyen, S. D. Le, **K. Lenglé**, L. Brilland, Q. Coulombier, J. Troles, D. Méchin, T. Chartier, and M. Thual, "fibre optique à coeur suspendu en verre de chalcogénure AsSe très fortement non-linéaire," *JNOG*, 2010.

Résumé

Traitement tout optique du signal à base de composants à cristaux photoniques en matériaux semi-conducteurs III-V.

Kévin LENGLE

Ces travaux de thèse sont consacrés à l'étude expérimentale de fonctions de traitement optique de signaux, multiplexés en longueur (WDM) ou en temps (OTDM), à base de composants à cristaux photoniques (CPh) en matériaux semi-conducteurs III-V réalisés dans le cadre du projet européen Copernicus. Les propriétés dispersives singulières qu'il est possible d'obtenir dans ces structures ont été étudiées au travers d'effets non linéaires améliorés dans le régime de lumière lente. Ainsi, une étude sur le mélange à quatre ondes a été réalisée avec des applications de conversion de longueur d'onde à haut débit et de démultiplexage temporel. Par ailleurs, de la génération de seconde harmonique a été démontrée avec une efficacité record pour ce type de structure, et appliquée au monitoring de signaux télécoms à 42,5 Gbit/s. Des nanocavités CPh ont été utilisées en tant que filtres extracteurs de longueurs d'onde pour démontrer le démultiplexage d'un signal WDM à 100 Gbit/s. Par la suite, nous avons travaillé sur une plate-forme photonique hybride. L'intégration hétérogène de nanocavités CPh en semi-conducteurs III-V sur des guides silicium nous a permis de réaliser de la commutation optique très rapide appliquée à des fonctions de conversion de longueur d'onde jusqu'à 20 Gbit/s et de limiteur de puissance à 10 Gbit/s. Tous ces résultats sont très prometteurs pour l'intégration photonique avec la micro-électronique et la technologie CMOS. Par le biais de ces travaux, nous montrons que les cristaux photoniques, de par leurs propriétés de confinement et de ralentissement de la lumière, sont des structures particulièrement intéressantes pour la réalisation de fonctions de traitement du signal sur porteuse optique.

Mots-clés :

cristaux photoniques, semi-conducteurs III-V, nanocavité, lumière lente, traitement tout-optique du signal