



HAL
open science

Étude et réalisation de sources photoniques intégrées sur InP pour les applications télécoms à hauts débits et à 1,55 μm

David Carrara

► **To cite this version:**

David Carrara. Étude et réalisation de sources photoniques intégrées sur InP pour les applications télécoms à hauts débits et à 1,55 μm . Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2012. Français. NNT: . tel-00767407v1

HAL Id: tel-00767407

<https://theses.hal.science/tel-00767407v1>

Submitted on 20 Dec 2012 (v1), last revised 16 Oct 2013 (v2)

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

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

Ecole Doctorale EDITE

Thèse présentée pour l'obtention du diplôme de Docteur de Télécom & Management SudParis

*Doctorat conjoint Télécom & Management SudParis et
Université Pierre et Marie Curie*

Spécialité : Electronique et Communications

Réalisée au III-V Lab (Marcoussis/France)

Par

David CARRARA

**Étude et réalisation de sources photoniques
intégrées sur InP pour les applications
télécoms à hauts débits et à 1,55 μm**

Thèse dirigée par Abderrahim RAMDANE et Christophe KAZMIERSKI

Soutenue le 23/05/2012

Devant le jury composé de :

Président du jury :

Georges ALQUIÉ

- UPMC

Rapporteurs :

Christelle AUPETIT

- Xlim, Univ. de Limoges

Béatrice DAGENS

- IEF, Univ. Paris-Sud 11

Examineurs :

Henri BENISTY

- Lab. Charles Fabry, Univ. Paris-Sud 11

Didier ERASME

- TELECOM ParisTech

Olivier GAUTHIER-LAFAYE

- LAAS

Directeur de thèse :

Abderrahim RAMDANE

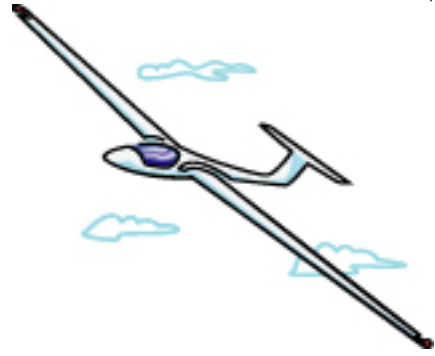
- LPN, TELECOM SudParis

Encadrant scientifique :

Christophe KAZMIERSKI

- III-V Lab

À Santo,



REMERCIEMENTS

CETTE thèse a été menée au sein du laboratoire III-V Lab sur le site de Marcoussis. Je remercie François Brillouet et Dominique Pons, directeur et directeur adjoint pour m'avoir donné tous les moyens possibles pour effectuer ces travaux de thèse dans les meilleures conditions.

Je suis particulièrement honoré que Christelle Aupetit et Béatrice Dagens aient accepté d'être mes rapporteurs. Je les remercie pour le soin qu'elles ont apporté à la lecture du manuscrit et la qualité de leur travail. Je remercie également Henri Benisty, Didier Erasme et Olivier Gauthier-Lafaye pour le temps qu'ils m'ont accordé en assistant à ma soutenance en tant qu'examineurs.

J'exprime ici toute ma gratitude envers Georges Alquié pour avoir accepté de présider le jury et pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail.

Ma reconnaissance va à Abderrahim Ramdane qui a dirigé cette thèse. Son aide, ses suggestions avisées et son expertise ont grandement contribué à la réalisation de ce travail.

J'adresse mes sincères remerciements à Christophe Kazmierski et à Christophe Jany pour m'avoir encadré au sein du III-V Lab. J'ai énormément appris à leur contact et je leur suis infiniment reconnaissant de m'avoir formé aux métiers de l'intégration opto-électronique. Sans l'étendue de leurs connaissances, leur recul, leur expertise, leur exigence de qualité, leur souci de clarté, leur dynamisme, leur disponibilité et leur patience, cette thèse n'aurait pas pu voir le jour. Leurs compétences et les nombreuses discussions que nous avons pu avoir ont fait de cette thèse une expérience extrêmement enrichissante et agréable.

Cette thèse est le fruit d'un travail collectif. Je tiens à exprimer ma reconnaissance aux nombreuses personnes qui ont participé à l'accomplissement de ce projet.

Je remercie Hélène Debrégeas pour avoir été une interlocutrice de choix concernant la conception et la mesure des dispositifs opto-électroniques.

Cristina Arellano m'a grandement aidé pour différents aspects de simulations. Je la remercie pour sa disponibilité, ses conseils et son aide.

Merci à François Alexandre, Jean Decobert, Nadine Lagay, Florence Martin, Olivier Patard et Ronan Guillaumet pour les nombreuses étapes épitaxiales qu'ils ont mis au point et réalisé pour les composants fabriqués durant ce travail.

Je suis très reconnaissant envers Frédéric Pommerau, Francis Poingt et Sophie Barbet de m'avoir fait profiter de leur expertise en matière de procédés de fabrication en salle blanche.

Je tiens à remercier Estelle Derouin et Olivier Drisse pour les écritures réseaux ainsi que Xavier Lafosse et Catherine Fortin pour les traitements AR/HR.

Je remercie également Danièle Carpentier et Natacha Keffen pour la dextérité dont elles ont fait preuve lors des étapes de clivage.

Ma reconnaissance va à Jean-Guy Provost, Romain Berruée, Fabrice Blache, Michel Goix, Gilles Robert, Yaneck Gottesman, Agathe Puget, Oriol Bertran Pardo, Jörg Honecker, Andreas Steffan sans qui la mesure et la caractérisation des composants de la thèse n'auraient pas pu avoir lieu.

Ce travail s'est inséré dans un projet de collaboration entre divers partenaires européens, le projet FP7 MIRTHE financé par la commission européenne. Je remercie l'ensemble des partenaires du projet pour la qualité du travail effectué.

J'adresse ma gratitude à Pascale Téfaine et à Patricia Fixot pour leur dévouement, leur écoute attentive et l'aide qu'elles m'ont apportée lors de mes nombreux déboires administratifs.

Mes remerciements les plus amicaux vont à Philippe Charbonnier avec qui ce fut un plaisir de partager un bureau durant ces trois années.

Je tiens à saluer chaleureusement « les jeunes » du III-V Lab qui ont occupé les postes de thésards, stagiaires et apprentis lors de ma thèse au III-V Lab.

Je remercie ma famille et mes proches pour leur soutien sans faille tout au long de ce travail. Merci en particulier à Claire et à Dominique qui ont fait la chasse aux fautes d'orthographe, aux mauvaises tournures et aux répétitions.

Enfin, je voudrais remercier toutes les personnes que je n'ai pas citées par oubli. Qu'elles trouvent ici toute ma reconnaissance.

TABLE DES MATIÈRES

TABLE DES MATIÈRES	vii
LISTE DES FIGURES	x
INTRODUCTION	1
1 LES FORMATS DE MODULATION DE LA LUMIÈRE	7
1.1 LES SYSTÈMES DE TRANSMISSION	9
1.2 LES FORMATS DE MODULATION ET LE MULTIPLEXAGE	12
1.2.1 Caractéristiques principales d'un format de modulation	13
1.2.2 Le multiplexage	15
1.2.3 Formats de modulation usuels	17
1.2.4 Modulation d'amplitude	18
1.2.5 Modulation de Phase	22
1.2.6 Modulation d'amplitude et de phase	25
1.2.7 Comparaison de différents formats de modulation	26
1.3 SYSTÈMES DE GÉNÉRATION DE FORMATS DE MODULATION AVAN- CÉS	28
1.3.1 Technologie des modulateurs électro-optiques	28
1.3.2 Laser modulé ou DML	29
1.3.3 Modulateurs Mach Zehnder ou MZM	29
1.3.4 Modulateur à électro-absorption ou EAM	34
1.3.5 État de l'art	39
CONCLUSION	44
2 INTÉGRATION DE CIRCUITS PHOTONIQUES SUR PHOSPHURE D'INDIUM	45
2.1 LES MATÉRIAUX SEMI-CONDUCTEURS III-V	47
2.1.1 Choix des matériaux semi-conducteurs	47
2.1.2 Avantages des puits quantiques et de l'AlGaInAs	48
2.1.3 Obtention de ces matériaux	51
2.2 GUIDAGE OPTIQUE ET INTÉGRATION SUR INP	51
2.2.1 Le guidage optique	51
2.2.2 Les structures rubans	57
2.2.3 Intégration photonique sur InP	61
2.3 LES DISPOSITIFS PHOTONIQUES SUR INP	67
2.3.1 Composants actifs	67
2.3.2 Composants passifs	77
CONCLUSION	87

3	CONCEPTION ET RÉALISATION DES CIRCUITS PHOTONIQUES D'ÉTUDE	89
3.1	TRANSMETTEUR QPSK/16-QAM	91
3.1.1	Principe de fonctionnement	91
3.1.2	Simulations	93
3.1.3	Conception du transmetteur	99
3.2	TRANSMETTEUR BPSK	102
3.2.1	Principe de fonctionnement	102
3.2.2	Simulations	105
3.2.3	Conception du transmetteur	106
3.3	RÉALISATION DES COMPOSANTS D'ÉTUDE	107
3.3.1	Etapas technologiques de micro-fabrication en opto-électronique	107
3.3.2	Procédé de fabrication mis en place	113
	CONCLUSION	128
4	OPTIMISATION DES ZONES PASSIVES	129
4.1	L'OLCR : LA RÉFLECTOMÉTRIE OPTIQUE À FAIBLE COHÉRENCE	131
4.1.1	Fonctionnement de l'OLCR	131
4.1.2	Exploitation des réflectogrammes	132
4.2	OPTIMISATION DES PERTES DE PROPAGATION DANS NOTRE STRUCTURE DE GUIDE DROIT	135
4.2.1	Calcul des pertes de propagation d'un guide droit ayant une structure passive SIBH non optimisée	135
4.2.2	Optimisation des pertes de propagation pour la structure SIBH passive	137
4.3	OPTIMISATION DE LA CONCEPTION DES GUIDES COURBÉS	140
4.3.1	Pertes par rayonnement en fonction de l'angle de courbure	140
4.3.2	Pertes par rayonnement en fonction de l'angle au centre des guides en S	141
4.3.3	Règles de conception pour les guides courbés	142
4.4	OPTIMISATION DES MMIs EN STRUCTURE PASSIVE SIBH	142
4.4.1	Modèle prédictif de simulations	142
4.4.2	Tolérances des MMIs	145
4.4.3	Optimisations en réflexion	147
	CONCLUSION	153
5	CARACTÉRISATION DES COMPOSANTS D'ÉTUDE	155
5.1	POST-PROCESSING	157
5.1.1	Pré-test	157
5.1.2	Découpe des wafers et traitements des facettes	160
5.1.3	Tri des circuits et montage sur embase	160
5.1.4	Caractérisations et mise en module des circuits	162
5.2	CARACTÉRISATIONS STATIQUES ET DYNAMIQUES	163
5.2.1	Laser DFB	163
5.2.2	Equilibrage des voies optiques	167
5.2.3	EAM	168
5.2.4	VOA	170
5.2.5	Déphaseur	170
5.2.6	SOA	172

5.2.7	Adaptateur de mode	173
5.2.8	Pertes optiques	174
5.3	DÉMONSTRATIONS DE FONCTIONNALITÉ	175
5.3.1	Transmetteur BPSK	175
5.3.2	Transmetteur QPSK	179
5.4	PERSPECTIVES FUTURES	181
5.4.1	Signaux de contrôle multi-niveaux	181
5.4.2	Radio sur fibre	184
5.4.3	Multiplexage en polarisation	185
5.4.4	Amélioration des MMIs diviseurs	187
	CONCLUSION	188
	CONCLUSION GÉNÉRALE	189
	A MODÉLISATION DU DÉCALAGE DE PHASE GÉNÉRÉ PAR NOS DÉPHASEURS	193
A.1	MÉCANISMES DE VARIATION D'INDICE PAR INJECTION DE PORTEURS	195
A.1.1	Absorption bande de conduction - bande de valence . .	195
A.1.2	Remplissage des bandes	196
A.1.3	Renormalisation du gap	197
A.1.4	Effet « plasma »	198
A.1.5	Modélisation de la variation d'indice globale dans notre structure	198
A.2	VARIATION DE PHASE EN FONCTION DE L'INJECTION DE COURANT	199
	VALORISATION SCIENTIFIQUE	203
	BIBLIOGRAPHIE	205
	NOTATIONS	217

LISTE DES FIGURES

1	Evolution des débits et des infrastructures télécoms	1
2	Efficacité spectrale de différents formats de modulation avancés en fonction du rapport signal sur bruit par bit	2
1.1	Distance de transmission sans régénération en fonction du débit de données pour plusieurs technologies de télécommunications filaires et sans fil	9
1.2	Atténuation des fibres optiques standards en fonction de la longueur d'onde	10
1.3	Architecture des réseaux de transmission optique	11
1.4	Schéma d'un système de transmission numérique	11
1.5	Exemple de diagramme de l'œil usuel	15
1.6	Comparaison entre certains schémas de multiplexage	16
1.7	Classification des plus importants formats de modulation et schémas de multiplexage	17
1.8	Caractéristiques d'un signal NRZ	18
1.9	Caractéristiques d'un signal RZ	19
1.10	Caractéristiques d'un signal CSRZ	20
1.11	Caractéristiques d'un signal 4-ASK	21
1.12	Caractéristiques d'un signal BPSK	22
1.13	Intensité et phase d'un signal DPSK	23
1.14	Caractéristiques d'un signal QPSK	24
1.15	Caractéristiques d'un signal 16 QAM	25
1.16	Schéma d'un Interféromètre de Mach-Zehnder	31
1.17	Fonction de transfert d'un MZM	32
1.18	Configurations de MZM pour réaliser différents formats de modulation	34
1.19	Modification des énergies de Gap sous l'effet d'un champ électrique	35
1.20	Modification de l'absorption dans une diode PIN semi-conductrice lors de l'application d'un champ électrique	36
1.21	Schéma d'intégration d'un Laser et d'un EAM pour former un EML	37
1.22	Configurations d'EAM dans des circuits interférométriques pour réaliser différents formats de modulation	38
1.23	Méthodes typiques de génération de signaux CSRZ	42
2.1	Variation de l'énergie de bande interdite en fonction du paramètre de maille pour différents semi-conducteurs III-V	47

2.2	Représentation d'une diode laser à puits quantiques et des niveaux d'énergie des puits	48
2.3	Gain maximum en fonction de la densité de courant pour un laser à puits quantiques (LPQ) et un laser classique (LC)	49
2.4	Géométries de guide d'onde	52
2.5	Principe de la méthode de l'indice effectif	55
2.6	Simulation du mode optique et de son confinement dans différentes géométries de guides	57
2.7	Schéma de principe des techniques BRS et pnBH	59
2.8	Structure SIBH	60
2.9	Différentes méthodes d'intégration monolithique actif-passif	62
2.10	Procédé de réalisation de la technique d'intégration butt-joint	62
2.11	Principe de la croissance sélective	64
2.12	Principe de fonctionnement de la réaction distribuée basée sur un réseau de Bragg	68
2.13	Structures des deux types de lasers à réaction distribuée	69
2.14	Modification de l'absorption lors de l'application d'un champ électrique dans une diode PIN semi-conductrice gouvernée par l'effet QCSE	70
2.15	Fonction de transfert d'un EAM	71
2.16	Circuit équivalent simplifié d'un EAM	72
2.17	Caractéristique typique du gain d'un SOA en fonction de la puissance de sortie	75
2.18	Géométries de guides courbés	78
2.19	Simulation BPM de la propagation de la lumière dans un guide courbé simple non optimisé	78
2.20	Jonctions Y permettant le couplage/la division de faisceaux optiques	80
2.21	Simulations de propagation optique dans une jonction Y idéale et dans une jonction Y non idéale	81
2.22	Schéma général d'un MMI $N \times M$	82
2.23	Schéma des modes se propageant dans un guide d'onde multimode	82
2.24	Schémas généraux d'un MMI $2 \times N$ et $1 \times N$	85
2.25	Résultat de simulation de propagation optique sous BeamPROP du diviseur de puissance	86
3.1	Schéma du Circuit Photonique Intégré pour la génération d'un signal QPSK/16-QAM	91
3.2	Principe d'opération du transmetteur pour générer un signal QPSK	92
3.3	Principe d'opération du transmetteur pour générer un signal 16-QAM	92
3.4	Simulations sous BeamPROP des quatre états de la modulation QPSK pour le circuit étudié	94
3.5	Fonctionnement schématique du logiciel VPItransmissionMaker/VPIcomponentMaker	95

3.6	Exemple de modélisation d'un EAM réel sous VPIcomponentMaker	96
3.7	Schéma de l'architecture du composant PIC simulée sous VPI	96
3.8	Résultats de simulations sous VPItransmissionMaker du PIC dans une configuration de génération QPSK	97
3.9	Résultats de simulations sous VPItransmissionMaker du PIC dans une configuration de génération 16-QAM	97
3.10	Architecture proposée pour notre PIC transmetteur QPSK/16-QAM	99
3.11	Résultats de modélisation de croissance épitaxiale sélective	102
3.12	Schéma du Circuit Photonique Intégré pour la génération d'un signal à porteuse supprimée	103
3.13	Schéma du Circuit Photonique Intégré à deux étages pour la génération d'un signal CSRZ	104
3.14	Schéma du Circuit Photonique Intégré à un étage pour la génération d'un signal CSRZ	104
3.15	Résultats de simulation système de notre PIC à deux étages pour la génération d'un signal CSRZ	105
3.16	Résultats de simulation système de notre PIC à un étage pour la génération d'un signal CSRZ	106
3.17	Architecture proposée pour notre PIC transmetteur BPSK	106
3.18	Etapes principales d'un procédé de réalisation de composants opto-électroniques	107
3.19	Principe de la lithographie optique associée à une gravure du semi-conducteur	108
3.20	Profils de gravure	110
3.21	Différentes cellules élémentaires composant le réticule du jeu de masques photo-lithographiques	114
3.22	Vues schématiques en 3D et en coupe de l'empilement vertical obtenu après croissance SAG	116
3.23	Contrôle à l'AFM des dimensions d'un réseau DFB	117
3.24	Vues schématiques 3D et en coupe ainsi que vues réelles de dessus obtenues après la gravure du ruban	118
3.25	Vues réelles de dessus obtenues après la définition de zones diélectriques masquées/non masquées	119
3.26	Vue schématiques et réelles obtenues après la reprise SIBH	120
3.27	Vue schématiques et réelles obtenues après la reprise P et le dépôt des métallisations	122
3.28	Vue schématiques et réelles obtenues après la gravure des mesas	123
3.29	Vue schématiques et réelles obtenues à l'issu du procédé de fabrication pour le composant BPSK	125
3.30	Microscopie optique obtenue à l'issu du procédé de fabrication pour le composant QPSK/16-QAM	126
3.31	Coupe schématique d'une zone EAM en technologie SAG-SIBH	127

4.1	Schéma simplifié d'un OLCR	131
4.2	Illustration de la mesure OLCR et réflectogramme d'un guide droit	133
4.3	Réflectogramme d'un guide droit possédant des défauts	134
4.4	Réflectogramme d'un guide droit en structure SIBH passive non optimisée	136
4.5	Évaluation des pertes de propagation et de la réflectivité des facettes avec la méthode alternative	137
4.6	Profils de concentration de porteurs dans l'InP dopé P avant et après hydrogénation	138
4.7	Illustration de la technique d'analyse des franges de Fabry-Perot pour évaluer les pertes de propagation d'un guide droit	139
4.8	Motifs mesurés pour évaluer les pertes par rayonnement des guides courbes passifs SIBH et résultats de mesures	140
4.9	Motifs mesurés pour évaluer les pertes par rayonnement des guides en S passifs SIBH et résultats de mesures	142
4.10	MMIs fabriqués pour l'établissement du modèle de simulation	143
4.11	Pertes intrinsèques des MMIs 1×1 en fonction de la longueur de cœur de MMI	144
4.12	Simulations sous ALCOR de la propagation lumineuse dans un MMI 1×1 ayant une structure SIBH passive	144
4.13	Tolérances des MMIs 1×1 simulés avec notre modèle	146
4.14	Simulations bidirectionnelles sous ALCOR pour un MMI 2×1 ayant la même puissance et la même phase dans les deux guides d'entrée	148
4.15	Simulations bidirectionnelles sous ALCOR pour un MMI 2×1 où la lumière est injectée dans un seul des guides d'entrée	148
4.16	Mesure OLCR pour un MMI 2×1 où la sonde OLCR est injectée dans un seul des guides d'entrée	149
4.17	Différentes géométries de MMIs 2×1	150
4.18	Simulations sous ALCOR de l'impact de modifications géométriques de MMIs	151
4.19	Évaluation des pertes optiques dans le transmetteur CSRZ	153
4.20	Évaluation des pertes optiques dans le transmetteur QPSK	154
5.1	Mesure des caractéristiques I(V) d'un EAM	157
5.2	Mesure de la résistance inter-électrodes pour notre composant QPSK	159
5.3	Mesures de l'évolution de la capacité d'EAMs en fonction de la tension de polarisation	160
5.4	Schémas de l'embase et des céramiques utilisées pour le transmetteur QPSK	161
5.5	Photographie réelle de l'embase et des céramiques utilisées pour le transmetteur QPSK	162

5.6	Concept de montage de notre transmetteur QPSK et de son embase dans le module OIF	163
5.7	Spectre optique d'un de nos lasers émettant à $\lambda = 1557 \text{ nm}$	164
5.8	Mesures impulsionnelles de la puissance émise en fonction du courant injecté pour neuf lasers	165
5.9	Schéma et caractéristique courant-tension de l'empilement SIBH passif	166
5.10	Schéma de la fuite de porteurs dans une zone active SIBH fonctionnant par injection de porteurs	166
5.11	Puissance laser émise en sortie de notre circuit BPSK avant et après implantation étroite	167
5.12	Mesure de l'équilibrage en puissance des voies de modulation du transmetteur QPSK	168
5.13	Mesure du taux d'extinction de nos EAMs	169
5.14	Mesure de la bande passante de nos EAMs	169
5.15	Mesure de l'atténuation de nos VOAs	170
5.16	mesure de la variation de la transmission du circuit BPSK utilisé comme MZM en fonction de l'injection de courant sur ses déphaseurs	171
5.17	Mesure de l'amplification d'un SOA en fonction de l'injection de courant	172
5.18	Profils d'intensité en champ lointain avec et sans adaptateur de mode	174
5.19	Mesure des pertes optiques par la méthode d'analyse des franges de Fabry-Perot pour l'interféromètre BPSK	174
5.20	Banc de caractérisation utilisé pour la génération d'une modulation BPSK	175
5.21	Diagramme de l'œil en phase et spectre du signal BPSK généré par notre transmetteur BPSK	176
5.22	Banc de caractérisation utilisé pour la génération d'un signal à porteuse supprimée	177
5.23	Evolution du spectre optique et de la suppression de la porteuse en fonction de la tension de modulation V_{pp}	178
5.24	Banc de caractérisation utilisé pour la mesure du transmetteur QPSK	179
5.25	Pointe multiple DC et module OIF modifié utilisés sur le banc de caractérisation du composant QPSK	180
5.26	Photographies du montage par U^2T de notre transmetteur dans un module OIF	181
5.27	Diagrammes de l'œil électriques des signaux multi-niveaux générés par le Power-DAC	182
5.28	Configuration du circuit BSPK pour générer une modulation 16-QAM avec des drivers multi-niveaux	183
5.29	Configuration du circuit QPSK pour générer une modulation 16-QAM avec des drivers multi-niveaux	184
5.30	Utilisation de notre transmetteur BPSK comme convertisseur millimétrique optique à bande latérale pour le transport radio sur fibre	185
5.31	Architecture du transmetteur QPSK à double polarisation	186

5.32	Packaging de notre transmetteur à double polarisation	186
5.33	Architecture d'un MMI 1×4 générant les phases nécessaires à la modulation QPSK	187
A.1	Absorption bande de conduction - bande de valence .	195
A.2	Simulations de la variation d'indice des puits quantiques en fonction de l'énergie pour $P = N = 1 \cdot 10^{18} cm^{-3}$	199
A.3	Simulations de la variation d'indice des barrières en fonction de l'énergie pour $P = N = 1 \cdot 10^{18} cm^{-3}$. . .	199
A.4	Modélisation de la variation de phase en fonction du courant injecté dans nos déphaseurs	200
A.5	Simulations de la transmission d'un MZM en fonction des courants injectés sur les déphaseurs des bras de l'interféromètre	201
A.6	Mesure de la variation de transmission du circuit CSRZ, utilisé comme MZM, en fonction de l'injection de courant sur ses déphaseurs	201

INTRODUCTION

Depuis 50 ans, les réseaux de télécommunications mondiaux basés sur la technologie des fibres optiques sont en constante évolution. L'augmentation continue du nombre de données à transmettre, en partie due au développement des échanges via les Protocoles Internet, oblige à améliorer les capacités de transport par fibre tout en réduisant le coût nécessaire à la transmission d'informations dans ces systèmes. Ces dernières années, l'explosion du trafic est telle qu'il est désormais obligatoire de réaliser un saut technologique dans les capacités de transmission des données pour faire face aux prévisions d'augmentation de la bande passante. En effet, celle-ci devrait progresser durant les dix prochaines années pour passer de quelques dizaines de Gb/s actuellement aux Tb/s. L'évolution des systèmes de télécommunications de 1990 à nos jours ainsi que les prévisions jusqu'en 2020 sont présentées en figure 1. On observe qu'à l'horizon 2020 si une telle évolution se poursuit, il va être nécessaire d'augmenter par un facteur 10 les débits et l'efficacité spectrale (caractérise la capacité d'un format de modulation à transmettre un débit maximum dans une largeur de canal minimale) des systèmes de télécommunications pour tous les types de transmission fibrée.

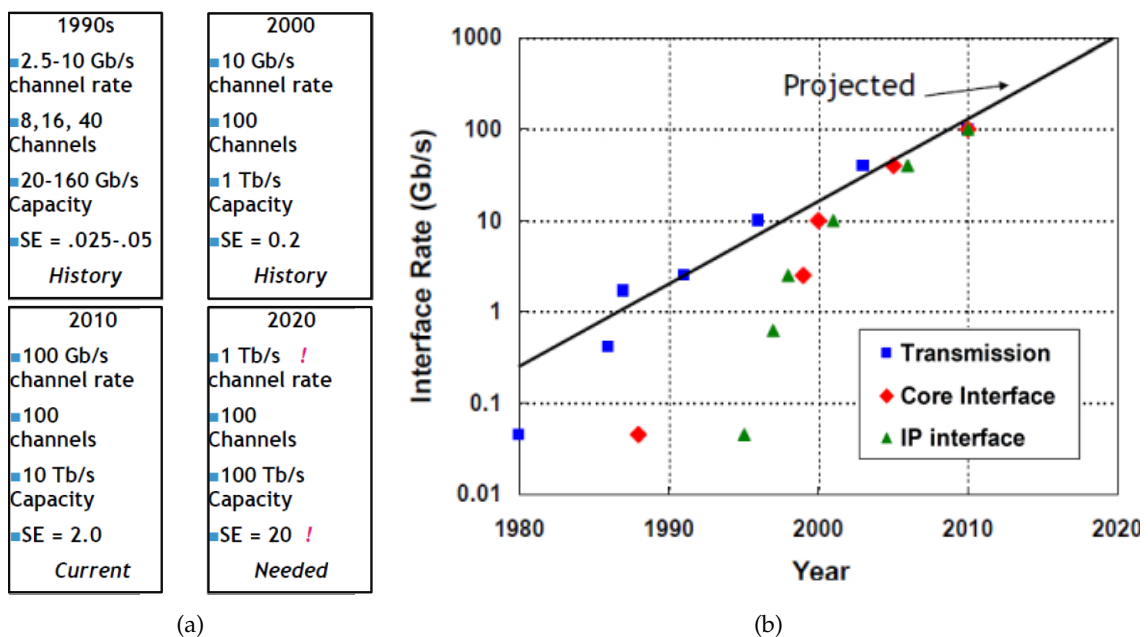


FIGURE 1 – (a) Historique et prévision de l'évolution des infrastructures télécoms, en terme de débit par canaux, nombre de canaux, capacité et efficacité spectrale. (b) Débit des interfaces pour plusieurs types de transmission de données en fonction du temps [1]

L'introduction de canaux additionnels comme première solution envisageable ne permettra pas de résoudre la problématique engendrée par cette nécessité de capacité supplémentaire [2]. De nouveaux concepts et des avancées technologiques ont besoin d'être proposés pour faire face à ce challenge.

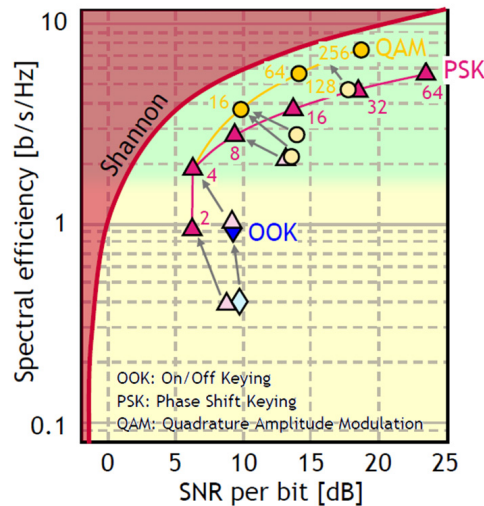


FIGURE 2 – Efficacité spectrale de différents formats de modulation avancés en fonction du rapport signal sur bruit par bit. La limite de Shannon théorique est dessinée sur ce graphique [3]

Le débit maximum d'un canal est donné par la formule de Shannon ; théoriquement, il a été démontré qu'une limite de la capacité dans un canal, ayant une largeur spectrale donnée, existe. En traçant un graphique (figure 2) présentant l'efficacité spectrale de divers formats de modulation en fonction du taux Signal sur Bruit par bit et en faisant apparaître la limite de Shannon, on observe qu'il est nécessaire d'utiliser des formats de modulation à forte efficacité spectrale afin de se rapprocher du débit maximal du canal. Par conséquent, une des solutions retenues pour se diriger vers des réseaux à forte efficacité spectrale et hauts débits consiste à coder l'information à l'aide de formats de modulation de la lumière plus complexes que la simple modulation On/Off (OOK). En effet, il est possible d'encoder une information sur la phase d'un signal (PSK) ou bien en utilisant plusieurs niveaux d'amplitude (AM) ce qui permet d'obtenir un signal avec une plus grande efficacité spectrale [1]. La distance de transmission par fibre de tels signaux s'avère aussi plus longue car ils occupent un spectre de fréquence réduit moins sujet aux effets de dispersion ou de non-linéarité. Cependant, comme le montre le graphique de la figure 2, plus le format de modulation est complexe, plus il est nécessaire d'augmenter le rapport signal sur bruit ; cette augmentation entraîne une réduction de la distance maximale de transmission qui devient limitée par le bruit maximum d'amplification. Ainsi avec un signal 4-PSK, il est possible de réaliser des transmissions sur 1000 km alors qu'avec un signal 16 QAM (Quadrature Amplitude Modulation) cette distance maximale passe à 400 km et avec un signal 64 QAM à 143 km [1]. L'utilisation de tels formats de modulation va donc possiblement engendrer une

restructuration du réseau de télécommunications afin que la transmission et la détection de ces signaux de modulation soient plus aisées. C'est donc dans ce contexte que l'industrie d'équipements de télécommunications envisage de passer à des débits allant de 10 à 100 puis à 1000 Gb/s par canal dans un avenir proche.

Cette mutation du réseau de transport de l'information conduit à innover aussi dans le domaine du composant opto-électronique : pour réduire le coût par bit transmis, il est nécessaire de réaliser des transmetteurs opto-électroniques moins chers, plus petits, consommant moins d'énergie et générant plus de bits par seconde. Actuellement la génération de ce type de formats de modulation complexes passe par l'utilisation de Modulateurs Mach-Zehnder (MZM) basés sur la technologie Niobate de Lithium (LiNbO_3). Malgré les avantages de cette technologie tels que la disponibilité du matériau, son excellente transparence aux longueurs d'onde télécoms et leur faible roll-off à haute fréquence permettant un fonctionnement au-delà des bandes passantes nominales (typiquement 20 GHz), les composants en LiNbO_3 sont de grande taille, ont une forte empreinte environnementale du fait de la quantité de matériel utilisée durant leur réalisation et possèdent des fortes tensions de contrôle et de modulation [4]. Leur évolution vers des débits plus élevés que ceux actuels et des formats plus complexes ne pourra pas s'effectuer sans une augmentation drastique de leur coût. De plus, ils ne sont pas intégrables avec des lasers à semi-conducteurs et la réalisation de Circuits Photoniques Intégrés (PIC) et hybrides basés sur cette technologie n'est pas aisée. Par conséquent, d'autres solutions doivent être étudiées pour permettre une évolution du réseau de transport de l'information qui nécessite une réduction de taille, de coût et de consommation énergétique des composants opto-électroniques ainsi que la génération de formats de modulation à forte efficacité spectrale.

L'intégration monolithique de diverses fonctions optiques dans un unique Circuit Photonique Intégré est une des voies envisagées pour aller dans ce sens. Aujourd'hui, les semi-conducteurs III-V sur substrat InP (Phosphore d'Indium) sont les seuls matériaux à partir desquels il est possible de réaliser sur de très petites dimensions (de l'ordre de quelques mm^2) un grand nombre de fonctions optiques aussi bien actives (Laser, Modulateur, Amplificateur,...) que passives (Guidage, division/recombinaison de faisceaux...) aux longueurs d'onde du réseau télécom avec peu de pertes optiques. Actuellement, un simple circuit photonique intégrant un laser à rétroaction distribuée (laser DFB) et un Modulateur à Electro-Absorption (EAM) est disponible sur le marché des télécommunications sous le nom de Laser et Modulateur à Electro-Absorption Intégré (EML). Il est largement utilisé pour les liaisons OOK binaires à 10 Gb/s, est compétitif pour les applications low-cost à 40 Gb/s et propose une solution pour les systèmes à quatre longueurs d'onde 4x25 Gb/s. L'EML est à ce jour l'unique PIC sur InP ayant trouvé un large succès industriel.

Le but de la présente thèse consiste à étudier puis réaliser deux sources photoniques intégrées sur InP se basant sur la technologie innovante des EAMs pour générer des formats de modulation complexes et permettant d'obtenir des débits élevés (de l'ordre du Térabit/s pour une des sources) aux longueurs d'onde de télécommunications (autour de $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$). De tels transmetteurs optiques à hauts débits pourraient s'intégrer dans des infrastructures de transmission qui vont s'adresser en particulier à différents secteurs d'activités connexes dont :

1. *Les réseaux télécoms* : explosion des transmissions de données via réseau internet (triple play : données + voix + vidéo) dopées par les nouveaux services tels que TV-HD, TV interactive, le marché des jeux interactifs en ligne, et plus généralement l'ensemble des services interactifs présents et à venir (du Web 2.0 vers le Web 3.0 et ces « domaines virtuels » HD-3D).
2. *Les réseaux d'échange massif de données (réseaux d'entreprise et académique)* : par exemple, les unités de stockage d'information (datacenter), les réseaux d'échanges scientifiques (connexions entre pôles de recherche : universitaires ou projets internationaux de type Cern, Iter...) ou les systèmes de calcul distribué.
3. *Les réseaux de connexion locaux de routeurs et/ou d'ordinateurs de type Ethernet* : du 100-Gigabits Ethernet aux Térabits Ethernet.

Ces transmetteurs seront composés de nombreuses fonctions optiques (émission de lumière à $1,55 \mu\text{m}$, division/recombinaison de faisceaux, modulation de l'intensité de la lumière par électro-absorption, gestion de la phase optique, amplification de la lumière,...) qui seront intégrées monolithiquement sur substrat InP. Ce rapport s'articulera autour de cinq chapitres décrivant les différentes phases ayant mené à la fabrication de ces deux circuits photoniques intégrés :

Le chapitre 1 décrira le contexte actuel des télécommunications et présentera en détail les systèmes de transmission optique utilisés dans ce domaine. Les principaux formats de modulation qui y sont utilisés et leurs caractéristiques seront rappelés et comparés. Une revue des différentes méthodes de génération de signaux avancés sera effectuée afin de montrer les tendances existantes.

Dans le chapitre 2, nous expliquerons les raisons de notre choix de l'InP et de ses composés semi-conducteurs comme base pour notre intégration monolithique de diverses fonctions optiques. Quelques fonctions opto-électroniques pouvant être intégrées sur ces matériaux seront présentées et les méthodes pour les fabriquer et les interconnecter sur un même substrat seront étudiées.

Nous analyserons en détail au cours du chapitre 3 les étapes de conception de nos deux circuits d'étude qui ont mené à des architectures spécifiques et innovantes pour répondre aux problématiques

posées. Les paramètres importants de conception seront mis en avant. Après avoir présenté succinctement les différentes étapes pouvant composer un processus de micro-fabrication, nous détaillerons la succession d'étapes que nous avons utilisées et mises au point afin de réaliser nos circuits photoniques.

Du fait de l'architecture de nos composants et des spécificités du processus de réalisation, certaines optimisations des zones passives ont été nécessaires comme le montrera le chapitre 4. Ces optimisations sont principalement liées à la réduction des pertes optiques. L'utilisation d'une méthode de mesure par réflectométrie spécifique nous a permis de les mettre au point.

Le chapitre 5 conclura cette thèse en relatant les caractérisations que nous avons réalisées sur nos deux transmetteurs afin d'étudier le fonctionnement et les performances des différents composants les constituant. Suite à ces mesures, des améliorations possibles du design seront proposées et les perspectives futures pour ces deux circuits photoniques seront envisagées.

LES FORMATS DE MODULATION DE LA LUMIÈRE

SOMMAIRE

1.1	LES SYSTÈMES DE TRANSMISSION	9
1.2	LES FORMATS DE MODULATION ET LE MULTIPLEXAGE	12
1.2.1	Caractéristiques principales d'un format de modulation	13
1.2.2	Le multiplexage	15
1.2.3	Formats de modulation usuels	17
1.2.4	Modulation d'amplitude	18
1.2.5	Modulation de Phase	22
1.2.6	Modulation d'amplitude et de phase	25
1.2.7	Comparaison de différents formats de modulation	26
1.3	SYSTÈMES DE GÉNÉRATION DE FORMATS DE MODULATION AVANCÉS	28
1.3.1	Technologie des modulateurs électro-optiques	28
1.3.2	Laser modulé ou DML	29
1.3.3	Modulateurs Mach Zehnder ou MZM	29
1.3.4	Modulateur à électro-absorption ou EAM	34
1.3.5	État de l'art	39
	CONCLUSION	44

CE chapitre va introduire les différents formats de modulation pouvant être utilisés pour encoder une information sur un signal lumineux ainsi que les dispositifs capables de générer ces modulations.

1.1 LES SYSTÈMES DE TRANSMISSION

Aujourd'hui, dans le secteur de l'information de nombreuses technologies de télécommunications sont utilisées afin de répondre, avec le meilleur rapport efficacité/coût, au large panel de demandes de bandes passantes nécessaires aux différentes applications supportées par ce secteur : Internet à haut débit, systèmes de télédiffusion multimédia, téléphonie et échange de données mobiles, cloud computing, stockage distant, réseau d'information à haute capacité, ... Ces technologies sont présentées et comparées sur la figure 1.1 en se basant sur la « distance de transmission sans régénération » : cela correspond à la distance pouvant être atteinte par un signal sans effectuer de détection et de retransmission de l'information le long du chemin de propagation.

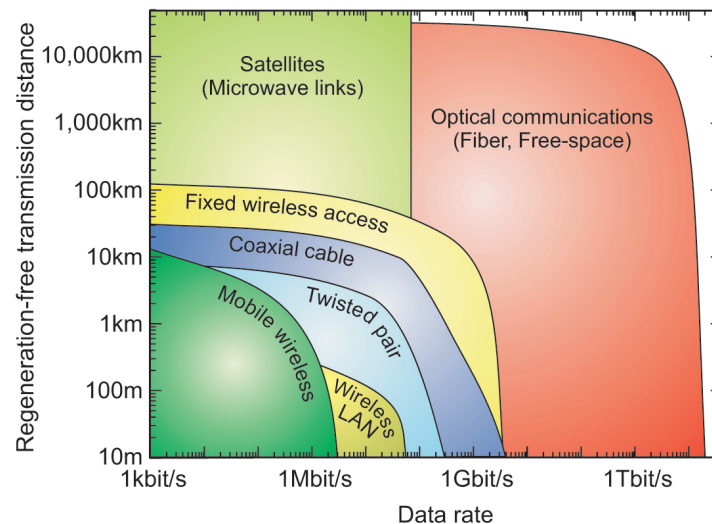


FIGURE 1.1 – Distance de transmission sans régénération en fonction du débit de données pour plusieurs technologies de télécommunications filaires et sans fil [5]

Comme le montre la figure 1.1, les communications optiques par fibre peuvent permettre la transmission de large quantité d'informations à des débits élevés du fait de leur bande passante colossale (plusieurs dizaines de Térakertz) et ce sur de longues distances. A titre d'exemple, des scientifiques allemands ont été capables, en se basant sur la technique de multiplexage par répartition orthogonale des fréquences (OFDM), de transmettre 26 Térabits par seconde de données sur une fibre de 50 km avec un laser unique [6]. Les records actuels de transmission (basés sur le facteur de qualité capacité \times distance) sont détenus par une équipe de Alcatel-Lucent/Draka et une équipe de Subcom qui ont réussi respectivement à transmettre 96 canaux à 100 Gb/s sur une distance de 11680 km [7] et 198 canaux à 100 Gb/s sur une distance de 6860 km [8].

De telles distances de transmission sont atteignables du fait des faibles pertes de propagation optique (0,2 dB/km au plus bas sur la figure 1.2) que les fibres optiques entraînent pour un signal lumineux. Sur cette figure, on remarque qu'il existe deux fenêtres optimales de transmission de part et d'autre du pic d'absorption de l'eau :

- La première fenêtre se situe autour de $1,3 \mu\text{m}$ et correspond au

- minimum de dispersion chromatique dans une fibre optique monomode (dite SMF),
- la seconde fenêtre (constituant les bandes de transmission C et L) se situe autour de $1,55 \mu m$ et correspond au minimum d'atténuation dans une fibre optique monomode ainsi qu'au maximum d'efficacité des amplificateurs à fibre optique dopée erbium (EDFA).

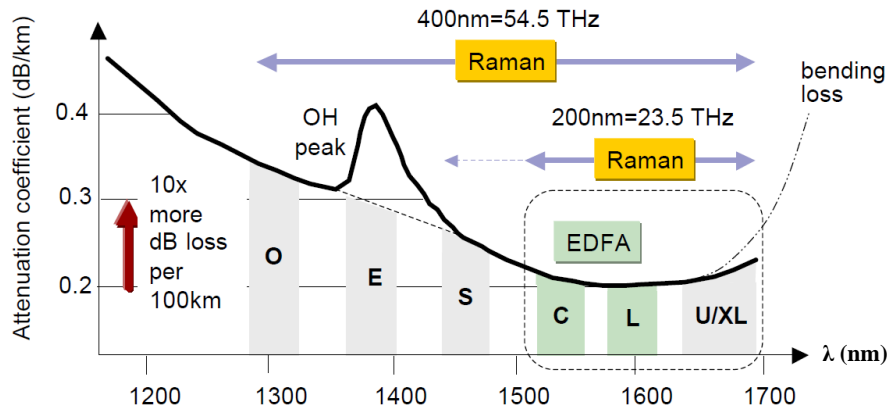


FIGURE 1.2 – Atténuation des fibres optiques standards en fonction de la longueur d'onde [9]

Les systèmes de transmission optique sont classés selon plusieurs catégories en fonction des distances de transmission qu'ils réalisent. Ces catégories sont données dans le tableau 1.1 et sont représentées en figure 1.3 qui montre une architecture classique de réseaux de transmission optique.

Système de transmission optique	Distance (Km)
Ultra Long Haul	> 3000
Long Haul	1000-3000
WAN (Wide Area Network)	300-1000
MAN (Metropolitan Area Network)	< 300
Access	< 100

TABLE 1.1 – Classification des systèmes de transmission optique [10]

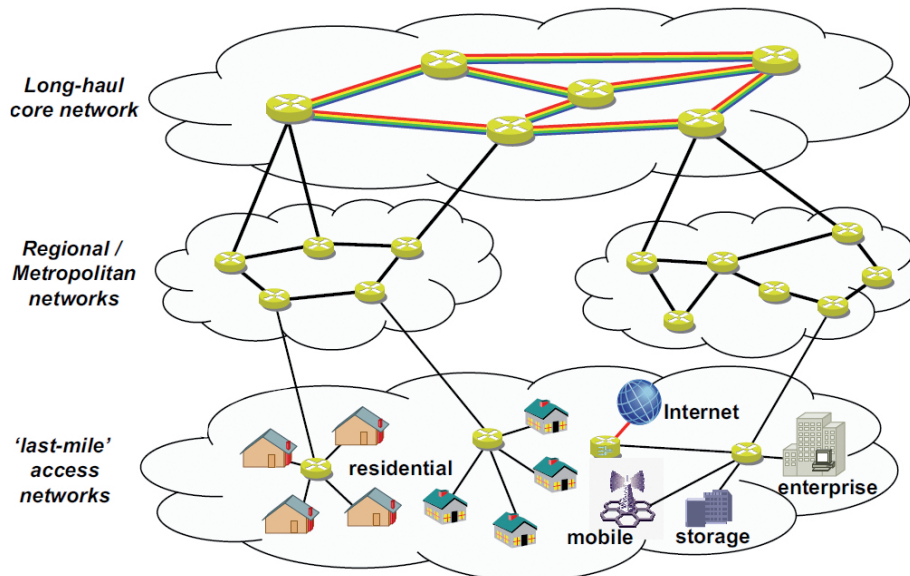


FIGURE 1.3 – Architecture des réseaux de transmission optique [10]

Les différents systèmes de transmission de données présentés sur la figure 1.1 utilisent un support comme la fibre optique, un câble cuivré, un canal radioélectrique, ... afin de véhiculer des signaux numériques contenant l'information entre une source et un destinataire. Leur tâche est de réaliser cette transmission avec la plus grande fiabilité possible. Un schéma des fonctions principales d'un système de transmission est donné en figure 1.4 :

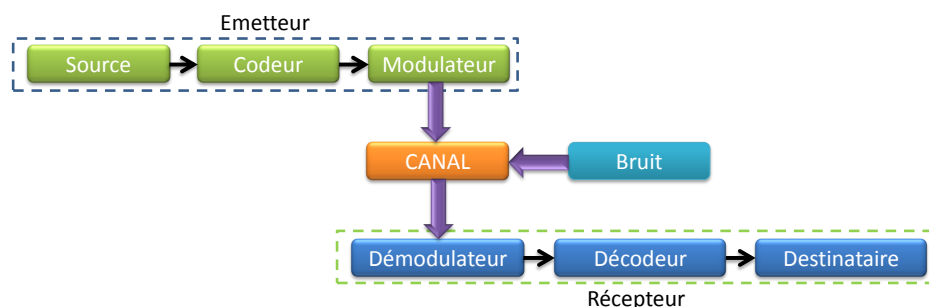


FIGURE 1.4 – Schéma d'un système de transmission numérique [11]

Un système de transmission est généralement constitué des différents éléments suivants :

La source qui correspond à l'information à transmettre.

Le codeur qui peut être composé de deux parties :

- **Le codage de source** qui associe à l'information une suite d'éléments binaires et qui a la possibilité de compresser la suite d'éléments binaires en supprimant des éléments non essentiels.
- **Le codage de canal** qui lutte contre les effets du canal (bruit, perturbation) en introduisant des bits de redondance dans la suite binaire qui autorisent éventuellement une correction d'erreurs lors de la réception. Il est nécessaire qu'un compromis soit fait à cette étape entre le débit et le pouvoir

de correction du système ; ce choix est fait en fonction de l'application visée.

Le modulateur qui permet d'adapter le spectre du signal à celui du canal sur lequel il sera transmis.

Le canal de transmission qui achemine l'information et qui relie la source au destinataire. Il peut être constitué par plusieurs supports physiques (fibre optique, un câble cuivré, une porteuse radioélectrique, CD, ...)

Le bruit qui s'ajoute au signal transmis et le détériore. Il peut provenir de multiples sources : effets indésirables lors de la propagation, brouillage, bruits des équipements, ...

Le démodulateur et le décodeur qui réalisent les fonctions inverses respectivement du modulateur et du codeur. On peut leur ajouter un égaliseur-régénérateur qui lutte contre les effets du canal de transmission pour augmenter la qualité du signal reçu et le débit.

Le destinataire qui peut retrouver l'information transmise.

1.2 LES FORMATS DE MODULATION ET LE MULTIPLEXAGE

Comme vu précédemment, pour adapter le signal à émettre au canal de transmission il est nécessaire d'appliquer une modulation à une onde porteuse. D'après la théorie du signal [12], une onde porteuse possède la forme suivante :

$$S(t) = A \cdot \cos(2\pi f \cdot t + \phi) \quad (1.1)$$

où A est son amplitude, f sa fréquence, ϕ sa phase et t le temps. L'adaptation du signal au canal de transmission par l'intermédiaire d'une modulation de la porteuse ne pourra donc s'effectuer que par la modification d'une ou plusieurs de ces variables. Concernant les transmissions par fibre, la porteuse est un signal lumineux qui possède un état de polarisation. Il sera aussi possible de modifier cet état afin de réaliser une modulation en terme de polarisation.

1.2.1 Caractéristiques principales d'un format de modulation

Actuellement, de très nombreux systèmes de transmission d'informations sont déployés de par le monde, chacun avec leurs avantages et leurs inconvénients, utilisant des technologies et des formats de modulation spécifiques. Les définitions suivantes concernent les paramètres importants utilisés pour caractériser et pour comparer ces systèmes :

- *Symbole et alphabet* : Lors de la modulation, l'information est transmise en faisant varier un état de l'onde porteuse qui peut prendre M valeurs. L'ensemble de ces valeurs M est appelé *alphabet* et chaque élément de cet alphabet est appelé *symbole*. Pour un *alphabet* de taille M , le *symbole* est dit M -aire (par exemple si $M=2$, on dit que le *symbole* est binaire). Un *symbole* peut être réel ou complexe. Lors de la modulation M -aire, on pourra associer un *symbole* de n digits binaires à un état de modulation. Le nombre total d'états (et donc de symboles M -aire) sera égale à 2^n et chaque *symbole* M -aire de cet *alphabet* véhiculera l'équivalent de $n = \log_2 M$ bits.
- *Rapidité de modulation* : Le nombre de variations d'états par seconde de l'onde porteuse lors de la modification simultanée d'un ou plusieurs de ses paramètres (variation de phase, d'amplitude, de fréquence, ...) définira la *rapidité de modulation* $R = \frac{1}{T}$ qui s'exprime en bauds, et où T est la durée d'un symbole en seconde.
- *Débit binaire* : Les symboles étant constitués de n bits, on définit, de la même manière que précédemment, le *débit binaire* D comme étant le nombre de bits transmis par seconde. Le *débit binaire* $D = \frac{1}{T_b}$ s'exprime en bits par seconde avec T_b la durée d'un bit. Etant donné qu'un symbole est constitué de n bits, on a la relation $T = nT_b$ et donc $D = nR$; le *débit binaire* sera toujours égal (dans le cas d'une source binaire) ou supérieur à la rapidité de modulation.
- *Le taux d'erreur par bit transmis* correspond au nombre de bits erronés divisés par le nombre total de bits transmis durant l'intervalle de temps d'étude. Cette valeur nous informe sur la qualité d'un système de transmission. Elle est fonction de la technique et du canal de transmission utilisés.
- *L'occupation spectrale* évalue la largeur occupée par le signal transmis dans le spectre optique. La connaissance de cette valeur permet d'optimiser l'utilisation de la bande passante du canal de transmission.
- *L'efficacité spectrale* d'un signal modulé donne le nombre de bits utiles qu'il transmet par seconde et par Hertz. Elle se définit par le paramètre $\eta = \frac{D}{B}$ où D est le débit binaire, B la largeur de bande occupée par le signal modulé et s'exprime en bit/seconde/Hertz. Pour une modulation utilisant des symboles M -aires, lorsque $M > 2$ (on qualifie généralement ce genre de modulation de *multi-niveaux*), on obtient :

$\eta = \frac{1}{T \cdot B} \log_2 M$ bit/s/Hz. Ainsi, plus le nombre de bits n par symbole augmente, plus l'efficacité spectrale à débit et canal constants augmente. Mais cela entraîne une diminution de la tolérance au bruit en contrepartie. On observe une diminution de la rapidité de modulation à débit constant lors de l'utilisation de modulations multi-niveaux ce qui est bénéfique en présence de distorsions dispersives de signaux lors de la transmission. De plus, cela permet d'utiliser des composants électroniques et opto-électroniques moins rapides et donc moins coûteux (mais plus complexes). Afin de répondre aux demandes croissantes en capacité de transmission, il est obligatoire d'utiliser de plus en plus de formats de modulation à forte efficacité spectrale.

- *Constellation optique* : Dans le cas des modulations de phase ou d'amplitude, la théorie du signal statue que le signal modulé peut s'écrire [13] : $m(t) = \text{Re}[\alpha(t) \cdot e^{j(\omega t + \phi)}]$ où $f = \frac{\omega}{2\pi}$ et ϕ sont des caractéristiques de l'onde porteuse de la modulation tandis que $\alpha(t)$ provient du signal modulant. Il est possible de faire apparaître une amplitude complexe du signal modulé, $\alpha(t) \cdot e^{j\phi} = x(t) + jy(t)$, qui peut être représentée par un point dans le plan complexe. On associe un point à chaque état de modulation et l'ensemble de ces points représentés dans le domaine complexe est appelé *constellation*. x et y sont souvent notés I et Q (respectivement « In phase » et « in Quadrature »). La distance à l'origine d'un point de la *constellation* sera proportionnelle à la racine carrée de l'énergie nécessaire à l'émission du symbole considéré. Son angle par rapport à l'axe des abscisses donnera la phase correspondante au symbole. On cherchera à rapprocher au maximum les points du centre de la *constellation* afin de minimiser l'énergie nécessaire à la transmission. Cependant, pour différencier deux symboles, il est nécessaire d'avoir une distance minimale entre ceux-ci, et ce afin que la probabilité d'erreurs soit la plus faible possible. En augmentant l'efficacité spectrale (et donc le nombre de points de la *constellation*) et/ou en diminuant leur distance par rapport à l'origine de la *constellation*, on risque de rapprocher les points jusqu'à ce qu'ils ne puissent plus se distinguer les uns des autres : il est donc nécessaire de faire un compromis sur ces différents aspects.
- *Diagramme de l'œil* : ce type d'oscillogramme est obtenu par la superposition, pendant un temps défini, des combinaisons possibles pour passer entre les différents niveaux logiques du signal modulé, comme montré sur la figure 1.5. Le *diagramme de l'œil* permet d'analyser la forme du signal modulé pour les différents états et évalue différents critères de performances du signal modulé. Ainsi l'ouverture de l'œil mesure le bruit ajouté au signal, la largeur du trait de l'œil indique la présence d'Interférences Inter Symbole (ISI), le dépassement de la valeur nominale et l'inertie du signal traduisent une possible distorsion, et enfin la largeur de l'œil mesure l'efficacité

de synchronisation et la présence d'un décalage éventuel à la périodicité du signal (effet de gigue).

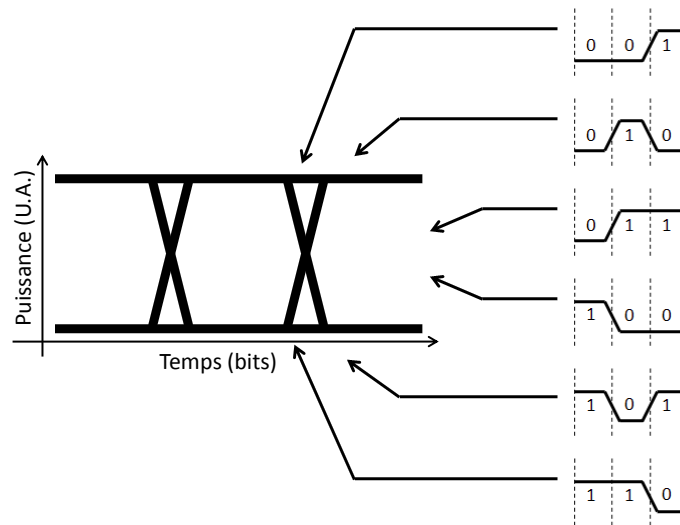


FIGURE 1.5 – Exemple de diagramme de l'œil usuel

L'ensemble de ces caractéristiques permet de comparer efficacement différents systèmes de transmission et les formats de modulation qu'ils utilisent. Il est bien sûr nécessaire de prendre également en compte la complexité et le coût des éléments émetteurs et récepteurs du système.

1.2.2 Le multiplexage

Une fois le signal modulé, il est alors possible de l'émettre et de le propager sur un canal de transmission. Afin de tirer pleinement profit du canal, la technique dite de *multiplexage* est utilisée afin de transmettre plusieurs informations indépendantes sur le même support de propagation [14]. On dit alors que chaque transmission utilise une voie sur le canal. Il existe plusieurs types de multiplexage [15] :

- *Le multiplexage en temps* : nommé TDM (Time Division Multiplexing), il consiste à diviser la bande passante en un certain nombre d'intervalles de temps fixes consacrés chacun à la transmission d'une des voies. En plaçant les différentes voies dans des intervalles de temps consécutifs, on crée une trame dans laquelle chaque information est repérée par la place qu'elle occupe. Un intervalle de temps de synchronisation est utilisé généralement pour assurer une réception correcte de la bonne voie par chaque destinataire. En fonction des applications, différentes techniques d'assignation des intervalles de temps existent.
- *Le multiplexage en fréquence* : dans ce multiplexage, chaque information est modulée sur une fréquence porteuse qui lui est propre. En tenant compte de l'élargissement spectral du signal modulé, un espacement de fréquence entre les différentes porteuses peut être défini et il sera ensuite possible de

les superposer sur le même canal. Du côté de la réception, chaque porteuse pourra être séparée par un filtrage ou une démodulation synchrone. Si l'espacement de fréquence entre les différentes porteuses est choisi de manière à ce qu'aucun des signaux modulés ne se superpose, on parle généralement d'Orthogonal Frequency-Division Multiplexing (OFDM). S'il est choisi pour que les différents signaux modulés se superposent afin d'optimiser l'utilisation du spectre disponible, on parle alors de Wavelength Division Multiplexing (WDM). La figure 1.6 permet de visualiser les différences existantes entre les multiplexages OFDM, WDM et TDM.

- *Le multiplexage en polarisation* : dans les télécommunications optiques, une onde lumineuse est utilisée pour transporter le signal modulé. Comme toute onde lumineuse, celle-ci possède un état de polarisation. En encodant deux signaux différents sur les deux états orthogonaux de polarisation de la lumière (nommés polarisation X et Y généralement) et en les recombinaut, un multiplexage en polarisation (PM) peut être généré.
- *Le multiplexage en code* : cette technique nommée Code Division Multiple Acces (CDMA) fait appel au principe de « modulation à spectre étalé » ou « spread-spectrum » [14]. En multipliant le signal par une séquence binaire pseudo-aléatoire à un débit plus élevé, le spectre du signal s'étale. Par conséquent, si chaque émetteur utilise une séquence binaire pseudo-aléatoire non corrélée avec les autres, on peut transmettre plusieurs informations en même temps dans la même bande de fréquence. Côté réception, en corrélant le signal reçu avec la séquence binaire pseudo-aléatoire de l'utilisateur souhaité, il est possible de séparer les signaux et d'extraire le bon signal. Les autres signaux ayant leur spectre étalé apparaissent comme du bruit.

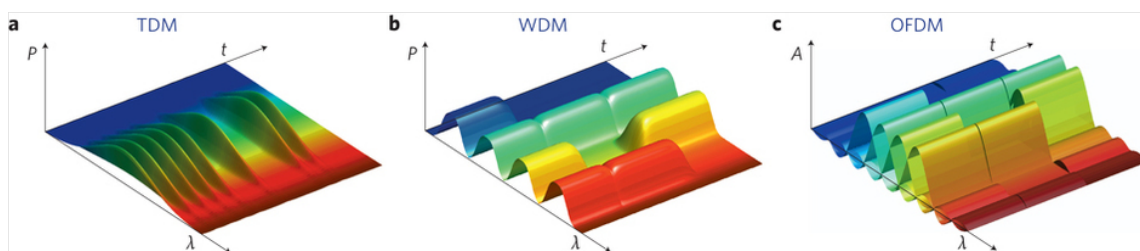


FIGURE 1.6 – Comparaison entre les schémas de multiplexage a) TDM b) WDM et c) OFDM [6]

1.2.3 Formats de modulation usuels

Suivant la méthode de modification des paramètres de transmission, de nombreux formats de modulation et schémas de multiplexage différents peuvent être produits, comme le montre la figure 1.7. Elle référence les principaux formats de modulation utilisés aujourd'hui dans les télécommunications optiques.

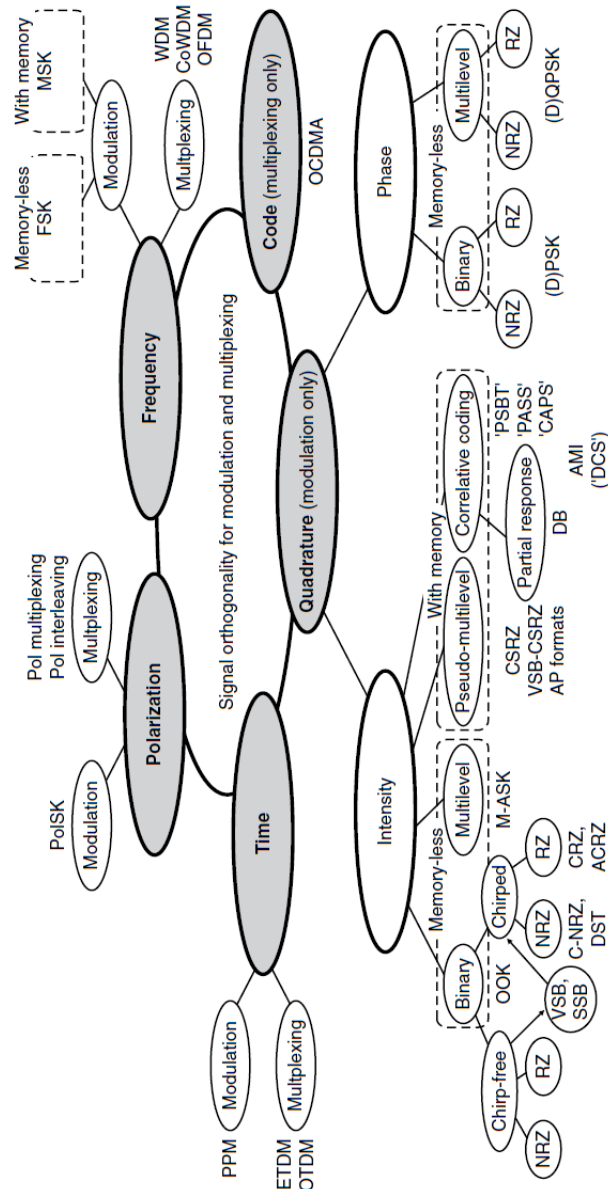


FIGURE 1.7 – Classification des plus importants formats de modulation et schémas de multiplexage utilisés dans les communications optiques aujourd'hui [15]

Dans les paragraphes suivants nous détaillerons certains formats de modulation utilisés communément dans les systèmes de télécommunications. Il ne s'agit pas d'une liste exhaustive des formats de modulation existants mais une présentation des formats jugés intéressants dans le domaine des transmissions optiques actuellement.

1.2.4 Modulation d'amplitude

1.2.4.1 Modulation NRZ-OOK : Non Return to Zero On/Off Keying (ou modulation tout ou rien sans retour à zéro)

Il s'agit de la méthode la plus simple pour générer une modulation optique. Cette modulation binaire possède deux états de modulation : généralement, en optique l'état « haut - 1 » se traduit par le maximum d'intensité du signal optique et l'état « bas - 0 » par un minimum d'intensité du signal. Il n'existe pas d'état intermédiaire. Ce codage est très simple à mettre en œuvre, il suffit par exemple d'alimenter une diode laser et de la moduler avec le signal électrique à deux états directement. L'extinction du faisceau laser correspondra au niveau bas et son émission au niveau haut. Cependant ce code peut engendrer des erreurs d'interprétation si les états entre l'émission et la réception sont inversés. De plus, la modulation NRZ ne possédant pas d'état intermédiaire, il peut s'avérer difficile de synchroniser l'émission et la réception, et de réaliser une récupération d'horloge.

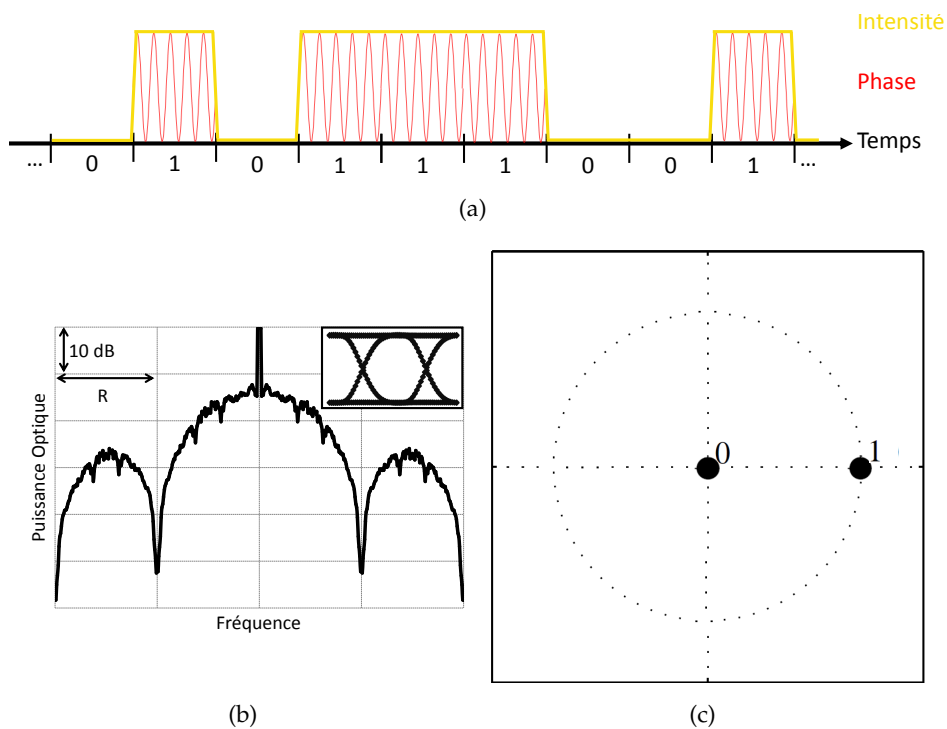


FIGURE 1.8 – (a) Intensité et phase en fonction de l'information à encoder, (b) Spectre optique, diagramme de l'œil et (c) constellation d'un signal NRZ

La figure 1.8 présente quelques caractéristiques « idéalisées » (obtenues par simulation) d'un signal OOK-NRZ : intensité et phase optique du signal modulé en fonction des bits encodés, spectre optique (puissance optique en fonction de la fréquence), diagramme de l'œil et constellation. Sur la figure 1.8(b), on observe que le spectre optique est constitué d'une portion continue qui reflète la forme des pulses d'information NRZ individuels et d'une forte composante discrète à la longueur d'onde de la porteuse.

1.2.4.2 Modulation RZ-OOK : Return to Zero On/Off Keying (ou modulation tout ou rien avec retour à zéro)

Cette modulation est très proche de la modulation NRZ-OOK. Bien qu'elle possède deux états, le signal tombe à l'état bas entre deux bits successifs, comme le montre la figure 1.9(a), même dans le cas d'une succession de 1 ou de 0. Cette modulation devient ainsi auto-synchronisée (pas de nécessité de transmettre un signal d'horloge en plus du signal modulé pour synchroniser le transmetteur et le récepteur) et permet de s'affranchir de certains inconvénients d'un signal NRZ. Cette modulation peut être obtenue électroniquement en générant directement le signal RZ électrique ou bien par voie optique en ajoutant un hacheur de pulses (un modulateur d'intensité optique contrôlé par la fréquence d'horloge) à un générateur optique de signal NRZ. Ceci rend donc cette modulation un peu plus complexe à générer qu'une modulation NRZ.

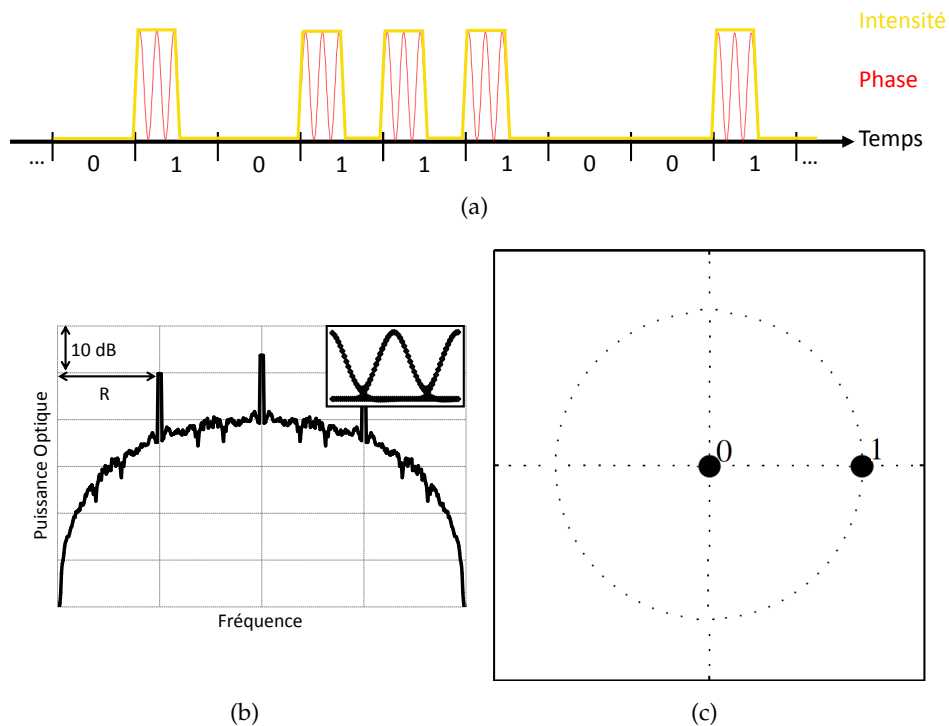


FIGURE 1.9 – (a) Intensité et phase en fonction de l'information à encoder, (b) Spectre optique, diagramme de l'œil et (c) constellation d'un signal RZ

L'impact du retour à zéro entre deux bits dans la modulation RZ est visible sur le spectre optique et le diagramme de l'œil de la figure 1.9(b) ; néanmoins on observe que la constellation (figure 1.9(c)) n'est pas modifiée par rapport à celle d'un signal NRZ. De nombreuses recherches [16, 17, 18] ont comparé des signaux RZ et des signaux NRZ dans le cadre de transmissions fibrées afin de connaître les avantages et inconvénients de chaque format et de démontrer la supériorité de l'un sur l'autre.

1.2.4.3 Modulation CSRZ : Carrier Suppressed Return to Zero (ou modulation à porteuse supprimée avec retour à zéro)

C'est un format de modulation pseudo multi-niveaux pour lequel l'intensité du signal tombe à zéro entre deux bits successifs (comme pour le RZ) et la phase du signal prend la valeur 0 ou π entre deux bits successifs, comme le montre la figure 1.10(a). Ainsi, suite à cette inversion alternative de phase, le champ optique de la moitié des bits a en moyenne un signe positif alors que l'autre moitié a un signe négatif. Il en résulte une enveloppe du champ optique nulle ce qui a pour conséquence de faire disparaître la porteuse à la fréquence optique centrale [5].

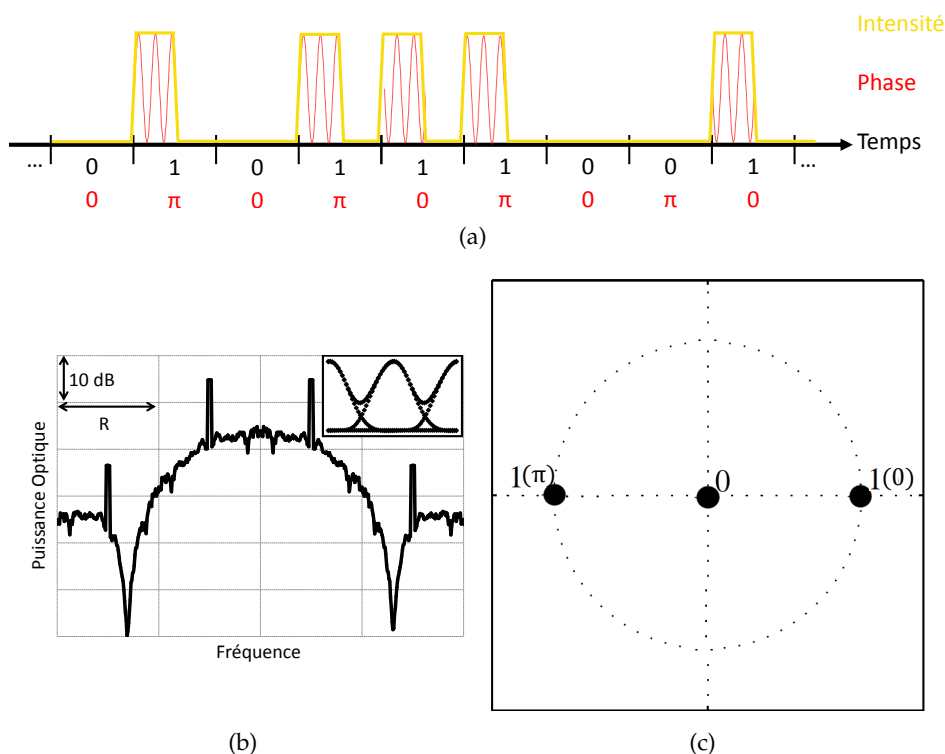


FIGURE 1.10 – (a) Intensité et phase en fonction de l'information à encoder, (b) Spectre optique, diagramme de l'œil et (c) constellation d'un signal CSRZ

Le format CSRZ est considéré comme ayant une meilleure tolérance aux effets non linéaires des fibres (auto-modulation de phase et mélange à 4 ondes principalement) et à la dispersion chromatique [19] :

- Vu que les phases optiques du signal CSRZ sont périodiques à la moitié de la rapidité de modulation R , on observe l'apparition de composantes discrètes à $\pm R/2$ sur le spectre optique (cf. figure 1.10(b)). De plus, le signal CSRZ occupe une largeur de bande spectrale plus étroite d'un facteur $3/4$ que le signal RZ équivalent. Ces deux caractéristiques de la modulation CSRZ augmentent sa tolérance à la dispersion chromatique et permettent d'appliquer une compensation de dispersion chromatique plus efficacement que pour un signal RZ [20, 21].
- Concernant la meilleure résistance aux effets non-linéaires, dans un signal CSRZ, vu que la porteuse est supprimée, une

quantité équivalente d'informations à un signal RZ sera transmise dans la fibre mais pour une puissance optique moindre. Etant donné que dans une fibre optique les effets non linéaires augmentent avec l'intensité de l'onde qui s'y propage [22], avec une modulation CSRZ les pénalités induites par ces effets seront moins prononcées.

Par conséquent, un signal CSRZ pourra se propager sur une plus longue distance avec une dégradation du signal plus faible que pour un signal RZ.

1.2.4.4 Modulation M-ASK : M-Amplitude Shift Keying (ou modulation à amplitude d'ordre supérieur)

Il s'agit de formats de modulation d'amplitude pure où le nombre d'états (et donc de niveaux d'amplitude) est supérieur à 2. Certaines caractéristiques pour un signal 4-ASK sont présentées sur la figure 1.11.

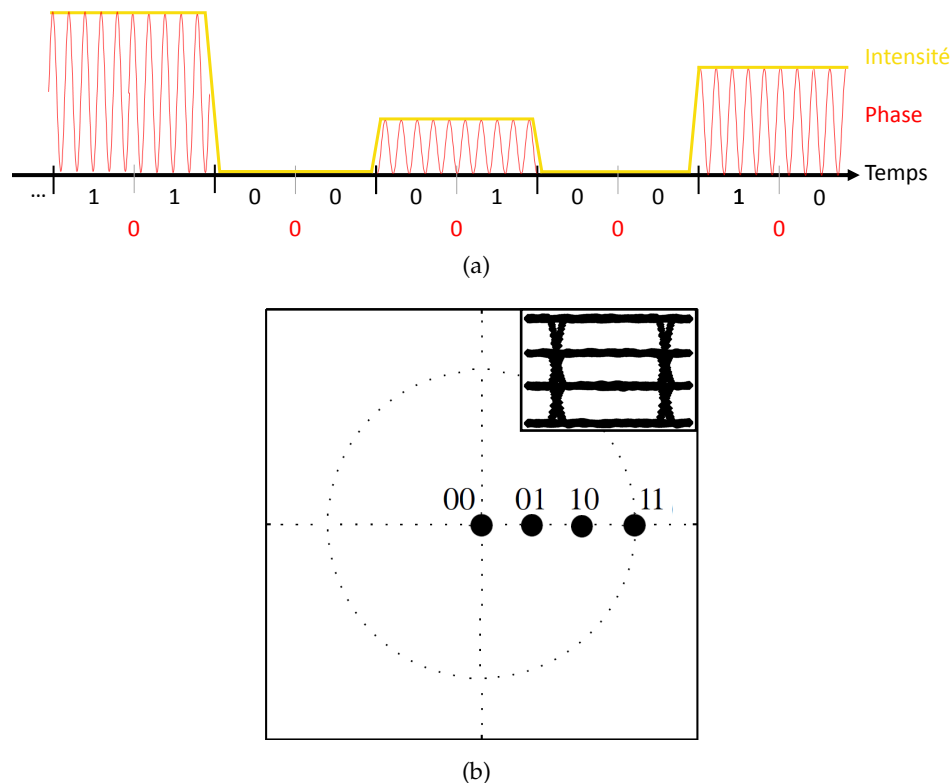


FIGURE 1.11 – (a) Intensité et phase en fonction de l'information à encoder, (b) constellation et diagramme de l'œil d'un signal 4-ASK

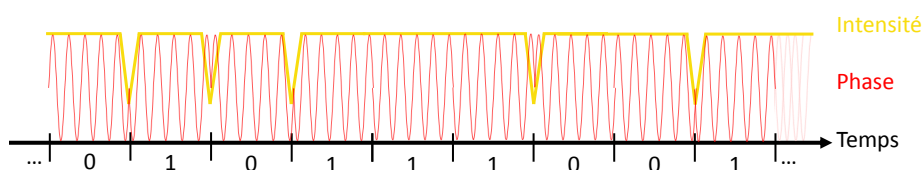
Ces deux figures montrent que les contraintes en performances (distance entre les niveaux de modulation générés, bruit, ...) sont élevées sur les dispositifs opto-électroniques utilisés pour générer de tels formats de modulation afin de bien distinguer les différents niveaux/symboles les uns des autres.

1.2.5 Modulation de Phase

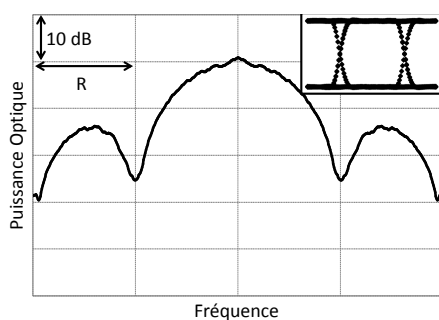
Contrairement aux modulations d'amplitude pure où les points des constellations se trouvent sur l'axe des réels, pour les formats de modulation de phase pure, les points des constellations seront situés sur un cercle.

1.2.5.1 Modulation BPSK : Binary Phase Shift Keying

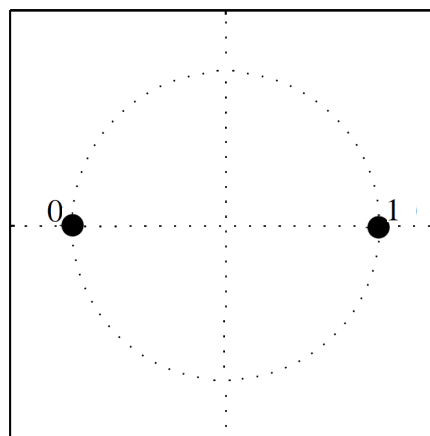
Aussi nommée 2-PSK, il s'agit du format de modulation de phase le plus simple : dans cette modulation binaire, les deux états sur lesquels l'information est codée, sont en opposition de phase et l'amplitude de la porteuse n'est pas modifiée, comme le montre la figure 1.12.



(a)



(b)



(c)

FIGURE 1.12 – (a) Intensité et phase en fonction de l'information à encoder, (b) Spectre optique, diagramme de l'œil et (c) constellation d'un signal BPSK

Sur la constellation 1.12(c), les deux états sont positionnés sur l'axe des réels par convention : la valeur absolue en phase des deux états importe peu à partir du moment où ils sont en opposition de phase. En effet, lors de la propagation dans une fibre optique, la phase de la porteuse évolue et la constellation effectue des rotations par rapport à son centre. Cette modulation est la plus robuste de toutes les modulations PSK étant donné qu'un haut niveau de bruit ou de distorsion est nécessaire pour que le détecteur réalise une décision incorrecte. C'est ce qui peut la rendre plus intéressante qu'une modulation OOK. Cependant, la réception du signal est plus complexe car il est nécessaire de récupérer la phase de la porteuse.

Dans le cas de la modulation BPSK, étant donné que dans une

fibres optiques la phase de la porteuse varie au cours de la propagation, le démodulateur est incapable de dire quel état du signal correspond à tel point de la constellation. Pour remédier à ce problème, l'information est souvent encodée différemment avant la modulation. Pour ce faire, les données sont encodées non pas dans l'écart de phase avec la porteuse, dont la phase absolue n'est pas récupérable facilement, mais dans l'écart de phase par rapport à l'état précédent. On nomme DPSK (pour Differential Phase Shift Keying) cette variante de la modulation BPSK.

La constellation et le diagramme de l'oeil d'un signal DPSK ne diffèrent pas de ceux d'un signal BPSK, seule la façon d'encoder l'information sur la phase est modifiée (cf. figure 1.13).

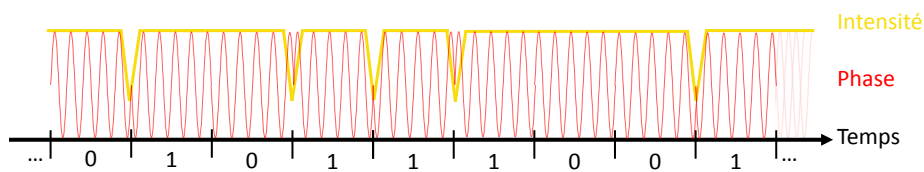


FIGURE 1.13 – Intensité et phase en fonction de l'information à encoder d'un signal DPSK

Cette modulation est donc plus simple à décoder par le récepteur qu'une modulation BPSK. Cependant, elle est plus sensible au bruit étant donnée qu'elle utilise le bit précédent comme référence.

1.2.5.2 Modulation QPSK : Quadrature Phase Shift Keying

Afin d'augmenter le nombre de bits par symbole et donc le débit atteignable par une modulation PSK, il est possible de coder l'information sur un nombre d'états supérieurs à 2. Par exemple, le format QPSK, présenté sur la figure 1.14, permet de coder des datas sur 4 états de phases, chacun étant distant de 90° par rapport à son plus proche voisin, comme le montre la constellation 1.14(c). Les valeurs absolues des différents états de modulation sur cette figure ont été prises par convention égales à 0 , $\pi/2$, π et $3\pi/2$.

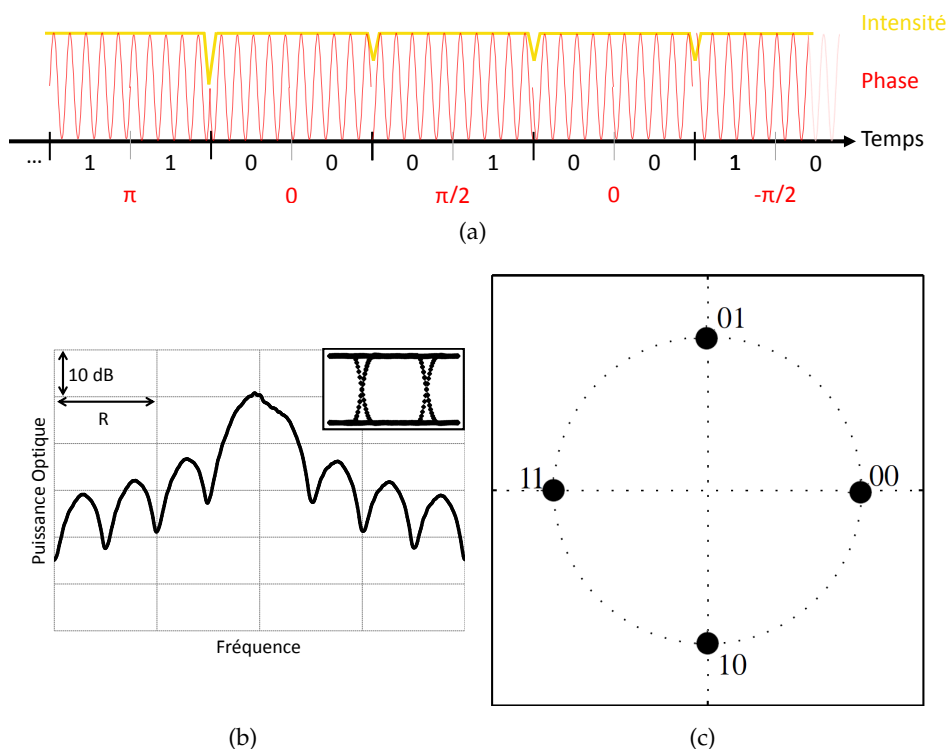


FIGURE 1.14 – (a) Intensité et phase en fonction de l'information à encoder, (b) Spectre optique, diagramme de l'œil du contributeur I et (c) constellation d'un signal QPSK

En contrepartie de l'augmentation potentielle de débit par rapport à un signal BPSK, un signal QPSK sera plus sensible au bruit et aux erreurs étant donné que les symboles de sa constellation sont plus proches que dans celle d'un signal BPSK. De la même manière que pour un signal BPSK où on peut coder différentiellement l'information pour produire un signal DPSK, un encodage différentiel peut être effectué pour avoir un signal DQPSK. Ce dernier format est celui qui a reçu le plus d'attention dans le domaine des communications optiques durant les 10 dernières années [23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31].

1.2.6 Modulation d'amplitude et de phase

1.2.6.1 Modulation QAM : Quadrature Amplitude Modulation

Il est possible de combiner la modulation d'amplitude ASK et de phase PSK afin de multiplier le nombre d'états et par conséquent le nombre de bits par symbole. Ce type de modulation est appelé QAM. La modulation QPSK est parfois assimilée à une modulation 4-QAM. La figure 1.15 donne les propriétés d'une modulation QAM à 16 états (16-QAM) qui est une des modulations les plus étudiées ces dernières années dans le domaine des télécommunications [32, 33, 34, 35, 36].

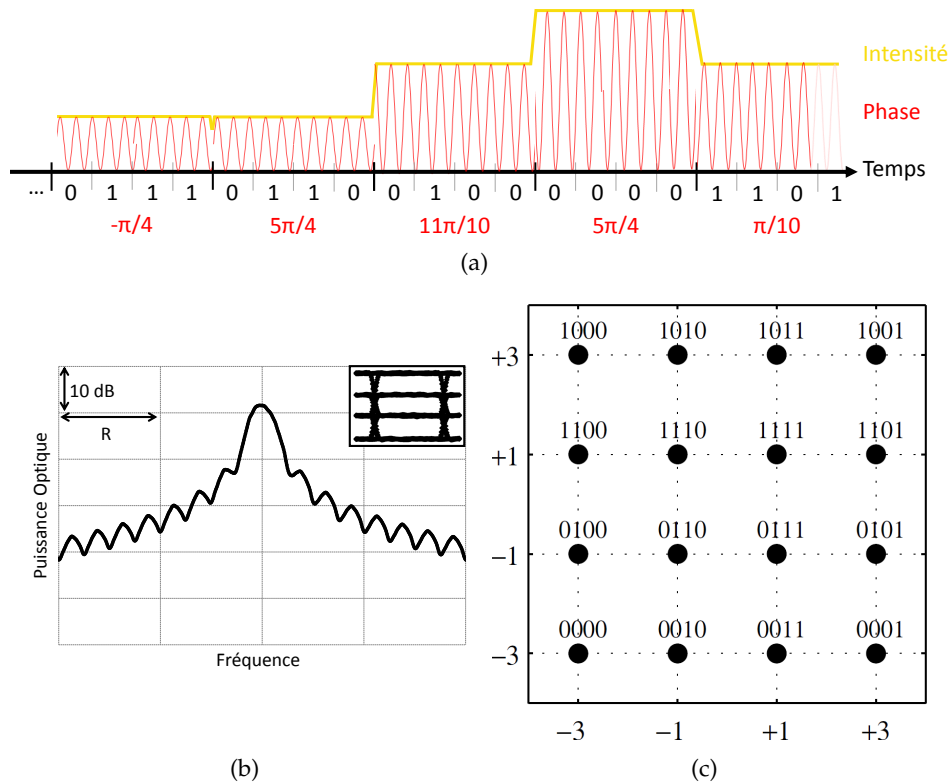


FIGURE 1.15 – (a) Intensité et phase en fonction de l'information à encoder, (b) Spectre optique, diagramme de l'œil du contributeur I et (c) constellation d'un signal 16 QAM

Du fait de sa forte efficacité spectrale, de très hauts débits de modulation peuvent être atteints. Cependant, les symboles étant encore plus rapprochés que ceux sur la constellation d'une modulation QPSK, un signal 16-QAM est plus sensible au bruit et aux erreurs. Par conséquent, la distance sur laquelle le signal pourra être transmis sans régénérer sera plus faible comparée à un signal QPSK. Il existe aussi des modulations QAM supérieures, pouvant atteindre 256 [37] ou même 512 symboles [38]. Ceci permet d'augmenter considérablement l'efficacité spectrale, mais toujours au détriment de la distance de transmission sans régénération et du taux d'erreurs par bit transmis nécessaire pour obtenir une transmission correcte.

1.2.7 Comparaison de différents formats de modulation

Avant les années 2000, les transmissions longue distance se basaient principalement sur les formats de modulation NRZ et RZ. En 1999, Miyamoto propose le CSRZ comme un nouveau format de modulation ne nécessitant pas de réaliser de modifications dans les systèmes de transmission en dehors du transmetteur tout en réduisant l'impact des non-linéarités et de la dispersion chromatique lors de transmissions dans des fibres optiques. Un meilleur budget optique et une augmentation de la distance de transmission peuvent ainsi être obtenus [19]. De plus, le format CSRZ est prometteur en terme d'efficacité spectrale car il occupe une bande spectrale plus faible que le signal RZ équivalent (*cf.* figures 1.9(b) et 1.10(b)) ce qui est bénéfique pour les systèmes de transmission WDM. Ce format fut testé et standardisé pour les transmissions longue distance [39] et ne tarda pas à être largement utilisé pour les transmissions longue distance WDM et DWDM [40] du fait de ses performances. Aujourd'hui encore, il est largement utilisé dans ce type de transmission. Cependant, avec la montée en débit nécessaire pour répondre aux demandes constantes de capacité supplémentaire, de nouveaux formats de modulation avancés doivent être étudiés.

La figure 1.7 ainsi que les quelques exemples de formats de modulation donnés auparavant montrent la multitude de choix possibles parmi les différents formats de modulation avancés existants. Pour un système de télécommunications spécifique, la sélection du format de modulation qui sera utilisé se fait principalement en fonction du cahier des charges de l'application visée :

- efficacité spectrale,
- débit,
- distance de transmission,
- taux d'erreur et rapport signal sur bruit,
- résistance aux effets non linéaires,
- complexité maximale des circuits optique et électronique,
- coût,
- taille du circuit,
- consommation d'énergie...

En fonction de ces paramètres, il est alors possible de restreindre le panel de formats de modulation à utiliser aux seuls formats présentant un maximum d'efficacité pour l'application choisie. A titre d'exemple, les articles [41] et [42] présentent des comparaisons, basées sur l'étude de certains des paramètres cités précédemment, de différents formats de modulation et méthodes de multiplexage utilisés dans des systèmes télécoms respectivement à 40 Gb/s et 100 Gb/s. Le tableau 1.2 reproduit la conclusion de la comparaison réalisée par Saunders [42].

	OOK	PSBT	DPSK	DQPSK	QPSK	PM-DQPSK	PM-QPSK
Efficacité spectrale	0.4 bit/s/Hz	1 bit/s/Hz	0.8 bit/s/Hz	1.6 bit/s/Hz	1.6 bit/s/Hz	3 bit/s/Hz	3 bit/s/Hz
Rapport signal sur bruit optique	20 dB / 0.1 nm	20 dB / 0.1 nm	17 dB / 0.1 nm	18 dB / 0.1 nm	15,5 dB / 0.1 nm	18 dB / 0.1 nm	15,5 dB / 0.1 nm
Tolérance à la dispersion des modes de polarisation	1 ps	1 ps	1 ps	2 ps	2 ps	2.5 ps	2.5 ps
Tolérance à la dispersion chromatique	15 ps/nm	50 ps/nm	12 ps/nm	35 ps/nm	35 ps/nm	140 ps/nm	140 ps/nm
Complexité du circuit électronique analogique	Elevée	Elevée	Elevée	Moyenne	Moyenne	Faible	Faible
Complexité du circuit électronique digital	Faible	Faible	Faible	Faible	Elevée	Moyenne	Elevée
Complexité du circuit optique	Faible	Moyenne	Moyenne	Moyenne	Elevée	Moyenne	Elevée
Portée estimée	400 km	400 km	800 km	700 km	1000 km	700 km	1000 km
Coût estimé	0%	+10%	+20%	+50%	+70%	+90%	+110%

TABLE 1.2 – Comparaison des performances de différents formats de modulation dans un système de télécommunications à 100 Gb/s [42]

On observe que les formats QPSK/DQPSK avec ou sans multiplexage en polarisation, permettent d'obtenir dans un système à 100 Gb/s de bonnes efficacités spectrales, des distances de transmission élevées, des rapports signal sur bruit corrects, et de bonnes tolérances aux effets non linéaires. Ces formats font donc de bons candidats pour les systèmes de transmission à hauts débits. Une conclusion équivalente est tirée dans l'article de Mahdiraji [41] et dans la présentation de Tkach [1]. De plus, ce format de modulation dans sa forme multiplexée en polarisation a été proposé récemment comme norme pour les réseaux 100 GBauds DWDM [43]. L'OIF (Optical Internetworking Forum), auteur de ce document, est un organisme non lucratif qui a pour but de générer les standards dans les télécommunications afin d'assurer une interopérabilité entre les différents systèmes de télécommunications provenant de différents constructeurs.

Depuis quelques années, le monde des télécommunications porte un intérêt grandissant au format de modulation avancée 16-QAM [31]. En effet, sur la figure 2 on observe que pour pouvoir approcher d'encore plus près la limite du critère de Shannon et donc pour augmenter la capacité d'informations transmises dans une fibre optique, il sera nécessaire d'utiliser des formats de type M -QAM où $M > 4$. Cependant, l'utilisation de ces formats engendre des défis technologiques à surpasser de par la complexité de circuit et les performances que ces modulations nécessitent au niveau transmetteur/récepteur optiques et au niveau de l'électronique. Actuellement,

l'électronique, les systèmes de compensation d'effets non linéaires et les récepteurs n'étant pas assez matures pour ces formats, la distance de transmission atteignable est largement réduite : à titre d'exemple, un transmetteur générant un format PM-16-QAM à 27,75 Gbauds (222 Gb/s de débit sur un canal) ne pourra avoir une portée de transmission de 300 km seulement alors qu'un transmetteur générant un format PM-QPSK à 27,75 Gbauds (111 Gb/s de débit sur un canal) aura une portée atteignant jusqu'à 2400 km [44]. Les formats QAM d'ordre supérieur sont aujourd'hui vus comme les successeurs du format QPSK afin d'augmenter d'un cran supplémentaire les capacités de transmission.

1.3 SYSTÈMES DE GÉNÉRATION DE FORMATS DE MODULATION AVANCÉS

Pour générer un format de modulation optique dans un système de transmission, il est nécessaire de disposer d'un modulateur qui joue le rôle de convertisseur électro-optique. Pour modifier les caractéristiques de la lumière et inscrire des informations sur l'onde lumineuse, plusieurs technologies de modulateurs existent :

- Modulateurs électro-optiques qui utilisent des champs électriques et les effets électro-optiques pour modifier la fréquence, la phase, la polarisation et l'amplitude d'une onde lumineuse.
- Modulateurs acousto-optiques qui se basent sur des ondes sonores et les effets acousto-optiques pour modifier la fréquence d'une onde lumineuse.
- Modulateurs magnéto-optiques qui se servent des effets magnéto-optiques tels que les effets Faraday ou Cotton-Mouton, pour modifier l'amplitude et la fréquence d'une onde lumineuse.
- Modulateurs mécano-optiques qui utilisent des déplacements mécaniques de matériaux à proximité des zones de propagation lumineuse pour modifier l'amplitude de la lumière.

Aujourd'hui, seuls les modulateurs électro-optiques sont suffisamment rapides pour qu'on les retrouve communément dans les systèmes de transmission optique. Pour cette raison, nous nous focaliserons sur les différents modulateurs électro-optiques par la suite.

1.3.1 Technologie des modulateurs électro-optiques

Basés sur les effets électro-optiques (Kerr, Pockels, Franz-Keldysh, Quantum Stark, ...) ces modulateurs permettent de modifier les propriétés (indice de réfraction, absorption, biréfringence, ...) d'un matériau en fonction du champ électrique appliqué. Ainsi, il sera possible de réaliser des dispositifs capables de changer la fréquence, la phase, la polarisation et l'amplitude d'une onde lumineuse. Actuellement, les réseaux de transmission télécoms s'appuient princi-

palement sur trois technologies de modulateurs distinctes que nous allons présenter ici : les lasers modulés directement, les modulateurs Mach Zehnder et les modulateurs à électro-absorption.

1.3.2 Laser modulé ou DML

La modulation directe d'un laser est la méthode la plus simple pour réaliser une modulation d'intensité et implanter une information sur une porteuse optique. L'information à transmettre est alors modulée sur le courant de contrôle du laser ce qui permet d'obtenir une modulation OOK. Cependant, cette modulation directe du courant de la diode laser s'accompagne d'une variation de l'indice de réfraction dans la couche active ce qui induit un glissement de la fréquence optique (ou chirp) au cours de l'émission. Du fait de la dispersion des fibres optiques classiques ($\approx 17 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$ autour de $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$), ce chirp limite fortement la distance de propagation possible sur une fibre optique à des débits faibles ne dépassant pas les 10 Gb/s dans le commerce et allant jusqu'à 40 Gb/s en laboratoire [45]. Etant donné leur compacité et leur faible coût, les DMLs sont largement déployés pour des systèmes de transmission sur de faible distance utilisant des modulations OOK jusqu'à 10 Gb/s.

Par le contrôle du chirp généré lors de la modulation d'intensité, certains chercheurs ont démontré la faisabilité de modulation de phase (PSK) et de fréquence (FSK) grâce à des DMLs [46, 47] mais les débits et les distances de transmission restent faibles.

Pour obtenir une modulation plus rapide, avec des formats de modulation avancés et possiblement sans chirp, on associe à une diode laser émettant en continu un modulateur distinct qui peut être externe ou intégré sur le même substrat à la suite du laser, comme le montre les deux sections suivantes.

1.3.3 Modulateurs Mach Zehnder ou MZM

1.3.3.1 Modulateur de phase

Dans ce type de modulateur, on cherche à faire varier, par une commande électrique, l'indice de réfraction n du matériau constituant le modulateur de phase. Une onde se propageant moins vite dans un matériau dont l'indice augmente, on peut ainsi faire varier la phase de cette onde en modifiant l'indice du matériau. Cette variation d'indice est réalisée grâce à différents effets électro-optiques ayant lieu dans les matériaux utilisés pour réaliser les modulateurs de phase.

L'indice de réfraction d'un matériau peut s'écrire sous la forme simplifiée $n(E) = n + a_1E + a_2E^2$ où a_1 et a_2 sont dans le cas général des tenseurs caractérisant les propriétés électro-optiques du matériau considéré.

Dans les matériaux cristallins ne présentant pas de centre de symétrie, l'effet Pockels gouverne la variation d'indice en fonction du champ appliqué E . Le terme du premier ordre est non nul et le terme du second ordre est négligeable :

$$n(E) = n + a_1 E = n - \frac{1}{2} r n^3 E \quad (1.2)$$

où r est le coefficient électro-optique linéaire du matériau. Le coefficient r est de l'ordre de $30 \cdot 10^{-12}$ m/V pour le LiNbO₃, $1,5 \cdot 10^{-12}$ m/V pour le GaAs et $1,3 \cdot 10^{-12}$ m/V pour l'InP [48]. Cela conduit à des variations d'indice de réfraction du matériau qui restent faibles, de l'ordre de 10^{-6} à 10^{-4} pour un champ électrique $E = 10^6$ V/m.

Dans les matériaux dont la structure cristalline possède un centre de symétrie, l'effet Kerr régit la variation d'indice. Le terme linéaire en E s'annule et le terme de second ordre domine :

$$n(E) = n + a_2 E^2 = n - \frac{1}{2} \zeta n^3 E^2 \quad (1.3)$$

où ζ est le coefficient électro-optique quadratique ou coefficient Kerr du matériau. Sa valeur varie habituellement entre 10^{-18} et 10^{-14} V²/m² dans les cristaux [49]. Cela conduit à des variations d'indice de l'ordre de 10^{-6} à 10^{-2} pour un champ électrique $E = 10^6$ V/m.

Dans les matériaux semi-conducteurs, il est possible d'obtenir des variations d'indice de réfraction plus importantes en faisant appel à un autre effet : l'effet « plasma ». Il modifie l'indice en fonction du nombre de porteurs libres [50].

Cet effet peut être obtenu par injection de porteurs dans une jonction p-n polarisée en direct. L'inconvénient de cette méthode est d'une part une augmentation de l'absorption (venant des porteurs libres) et d'autre part le temps de recombinaison des porteurs qui peut limiter la bande passante.

On peut aussi obtenir cet effet en diminuant le nombre de porteurs libres dans la structure en polarisant la jonction en inverse. La zone de charge d'espace devient alors plus grande par désertion des porteurs. L'inconvénient de cette méthode provient de la présence du champ électrique dans la zone de charge d'espace qui peut induire, par effets électro-optiques, une anisotropie de l'indice vu par les deux polarisations de la lumière.

Pour l'effet « plasma », la variation d'indice en fonction de la variation du nombre d'électrons (ΔN) ou de trous (ΔP) libres s'écrit :

$$\Delta n = -\frac{\lambda^2 e^2}{8\pi^2 \epsilon_0 c^2 n} \left(\frac{\Delta N}{m_e} + \frac{\Delta P}{m_h} \right) \quad (1.4)$$

où λ est la longueur d'onde, e la charge d'un électron, ϵ_0 la permittivité du vide, c la vitesse de la lumière et m_e (respectivement m_h) la masse effective d'un électron (respectivement d'un trou) dans

le matériau considéré. Des variations d'indice de l'ordre de 10^{-2} peuvent ainsi être produites mais elles s'accompagnent également d'une variation d'absorption [51] :

$$\Delta\alpha = \frac{\lambda^2 e^3}{4\pi^2 c^3 n \epsilon_0} \left(\frac{\Delta N}{m_e^2 \mu_e} + \frac{\Delta P}{m_h^2 \mu_h} \right) \quad (1.5)$$

où μ_e (respectivement μ_h) est la mobilité des électrons (respectivement d'un trou) dans le matériau considéré.

D'autres effets, tels que l'effet de remplissage des bandes (Moss-Burstein) ou la renormalisation du gap du matériau, peuvent intervenir dans la variation d'indice de réfraction de matériaux semi-conducteurs dopés lors de la modification du nombre de porteurs libres [50].

1.3.3.2 Interféromètre de Mach Zehnder ou MZI

Un interféromètre à semi-conducteur de Mach Zehnder (*cf.* figure 1.16(a)) est constitué de deux branches qui sont des guides d'ondes monomodes insérés dans une jonction PIN et transparents à la longueur d'onde de fonctionnement.

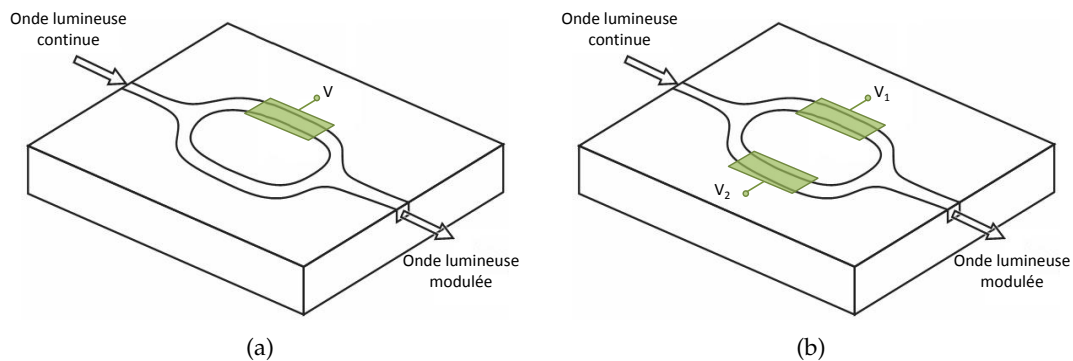


FIGURE 1.16 – Schéma d'un Interféromètre de Mach-Zehnder (a) simple contrôle et (b) double contrôle

Une onde lumineuse continue, injectée en entrée, est équitablement divisée entre les deux bras. Un des deux bras contient un modulateur de phase. En l'absence de champ électrique appliqué sur le modulateur de phase, si les deux bras sont identiques, les deux ondes guidées par chacun des bras se retrouvent en phase à la sortie, elles interfèrent constructivement et se recombinent dans le mode du guide de sortie. L'application d'une tension (et donc d'un champ électrique) sur le modulateur de phase du bras supérieur entraîne une variation d'indice dans ce bras, Δn ; la constante de propagation $\Delta\beta$ de l'onde lumineuse du bras supérieur est ainsi modifiée. Cela se traduit par une différence de phase $\Delta\phi$ entre les deux ondes se propageant dans l'interféromètre. Si la variation d'indice est telle que la différence de phase entre les deux ondes est de π , les deux ondes interagissent destructivement à la sortie. Par conséquent, aucune puissance lumineuse n'est transmise étant donné que les deux

modes se recombinaient dans un mode asymétrique qui ne se propage pas dans le guide monomode de sortie (la lumière est rayonnée hors du guide).

La tension à appliquer sur le modulateur de phase pour obtenir une différence de phase $\Delta\phi = \pi$ entre les deux branches est dénommée tension de commutation V_π et est une mesure de l'efficacité du modulateur (un faible V_π implique une faible tension de contrôle pour commuter le modulateur d'un état à l'autre). Pour cette tension V_π , on obtiendra le taux d'extinction maximum du modulateur régi par la relation suivante entre l'amplitude d'entrée et de sortie du champ optique dans le guide :

$$I_s = I_0 \cos(\pi/2 \cdot V/V_\pi) \quad (1.6)$$

où I_0 (respectivement I_s) est l'amplitude du champ optique en entrée du modulateur (respectivement en sortie) et V la tension appliquée sur le modulateur de phase. La fonction de transfert d'un MZM est présentée en figure 1.17.

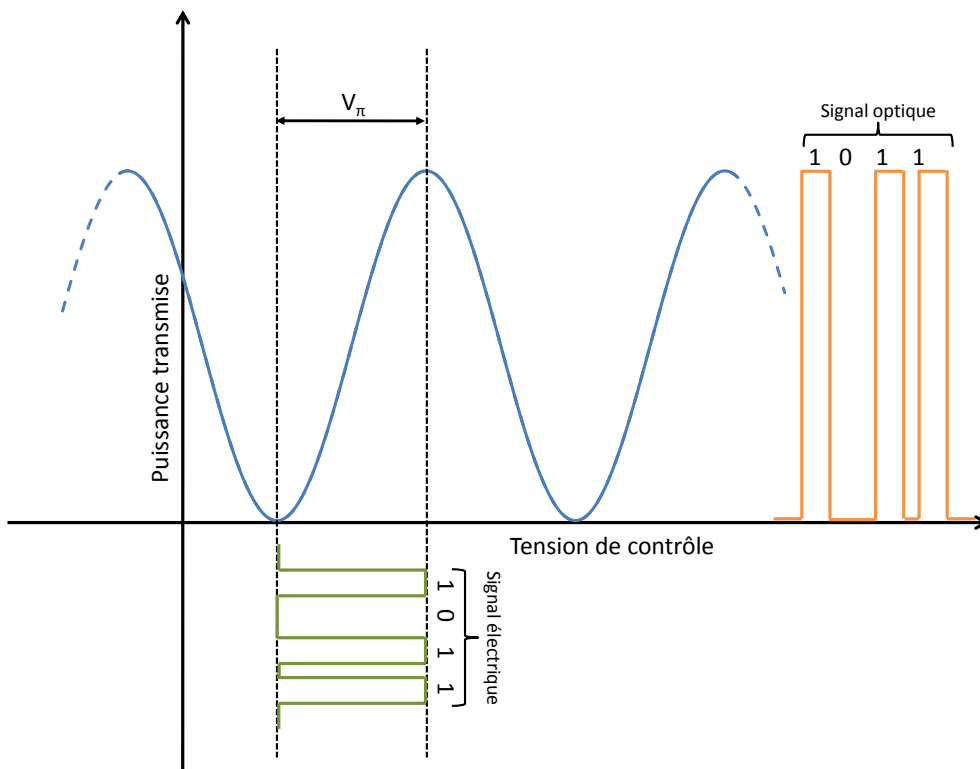


FIGURE 1.17 – Fonction de transfert d'un MZM

Dans le cas où la variation d'indice du modulateur de phase de longueur L provient de l'effet Pockels par exemple, on peut estimer le V_π du MZM à :

$$V_\pi = \frac{2\lambda h^2}{Ln^3\Gamma r}$$

où h est l'épaisseur du guide d'onde, r et n le coefficient électro-optique et l'indice du matériau respectivement, λ la longueur d'onde de travail et Γ le confinement du mode dans le guide d'onde [51].

Certains MZMs possèdent un modulateur de phase sur chaque branche et il est donc possible d'appliquer deux tensions différentes sur chaque branche. Les MZMs fonctionnant ainsi se nomment MZMs à double contrôle ou dual-drive. Ils présentent de meilleures performances et autorisent un meilleur contrôle des caractéristiques du signal modulé en sortie du MZM. En effet, dans le cas des MZMs en configuration dual-drive, pour obtenir une intensité souhaitée en sortie, il est possible de choisir comment répartir les tensions $V_1(t)$ et $V_2(t)$ entre les deux électrodes. Cette liberté peut être exploitée pour implanter une modulation de phase (chirp) sur le signal de sortie [52]. Si on souhaite éviter que le signal modulé en intensité s'accompagne de chirp, il est possible dans cette configuration dual-drive de contrôler les deux modulateurs de phase avec des tensions de signe opposé $V_1(t) = -V_2(t)$. On nomme cette configuration MZM push-pull [53].

Les MZMs peuvent être réalisés sur différents matériaux. Le plus souvent on les retrouve sur Niobate de Lithium (LiNbO_3) [54], mais des réalisations sur Arsenure de Gallium (GaAs) [55] et Phosphure d'Indium (InP) [56] ont également eu lieu. Ils sont très développés sur LiNbO_3 du fait des très bonnes propriétés électro-optiques du matériau (très faibles pertes de propagation aux longueurs d'onde des télécommunications, coefficients électro-optiques élevés), de la possibilité d'obtenir une modulation sans chirp très aisément sur ce matériau (en effet par design, il est possible d'obtenir facilement sur LiNbO_3 une configuration push-pull ne nécessitant qu'une unique tension de contrôle) et des faibles pertes de couplage entre une fibre optique et des guides d'onde en LiNbO_3 . Cependant, le LiNbO_3 engendre des MZMs de très grande dimension et difficilement intégrables comparés aux MZMs en matériaux semi-conducteurs. Aujourd'hui, les MZMs en LiNbO_3 sont largement disponibles commercialement pour les modulations jusqu'à 40 Gb/s [5].

1.3.3.3 Configurations avancées de MZM

Afin de réaliser des formats de modulation plus complexes que la simple modulation d'intensité OOK, les MZMs peuvent être mis en série [57], en parallèle [58, 59] et imbriqués les uns dans les autres, comme le montre la figure 1.18, dans des interféromètres à plus de deux bras nommés « nested » MZMs (MZMs imbriqués).

De nombreux exemples de ce type de dispositifs à base de MZMs imbriqués seront présentés dans la section suivante qui traitera de l'état de l'art de la génération de formats de modulation avancés.

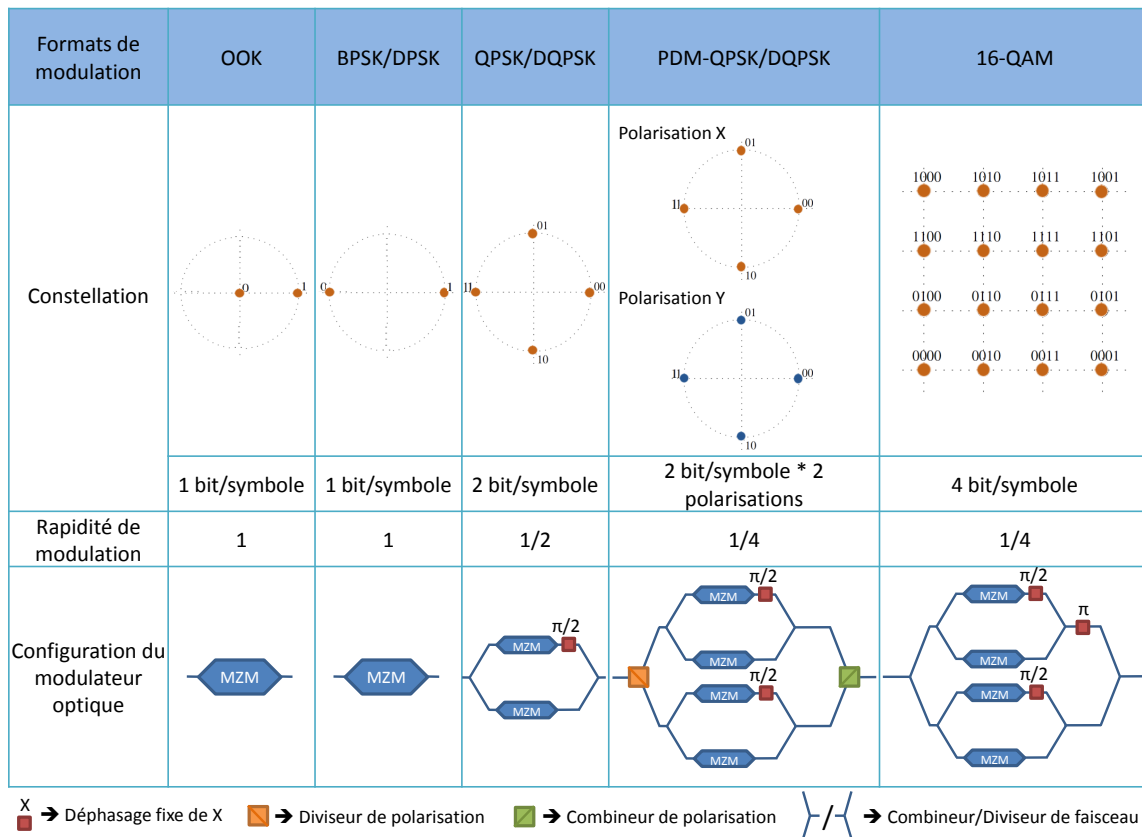


FIGURE 1.18 – Configurations de MZM pour réaliser différents formats de modulation (inspiré de[60])

1.3.4 Modulateur à électro-absorption ou EAM

1.3.4.1 Principe de fonctionnement

Les EAMs sont des diodes PIN à base de structures semi-conductrices. Lorsqu'une telle jonction est polarisée en inverse, un champ électrique E apparaît au niveau de la zone intrinsèque ce qui a pour effet d'incliner les bandes de conduction et de valence de cette zone (cf. figure 1.19(a)). Le gap effectif séparant ces deux niveaux est réduit (les électrons peuvent passer par effet tunnel dans la bande de conduction) ce qui se traduit par une modification de l'absorption du matériau intrinsèque (matériau dit actif). Le matériau devient absorbant pour des énergies de photons plus faibles que l'énergie de gap E_g du matériau semi-conducteur, et donc pour des longueurs d'onde λ supérieures aux longueurs d'onde du seuil d'absorption sans champ électrique appliqué (cf. figure 1.20(a)). Cet effet se nomme l'effet Franz-Keldysh [51] dans le cas où le matériau intrinsèque est un matériau massif. Cet effet permettant de modifier l'absorption, il est alors possible de réaliser une modulation d'amplitude d'une onde lumineuse en fonction de la tension inverse appliquée.

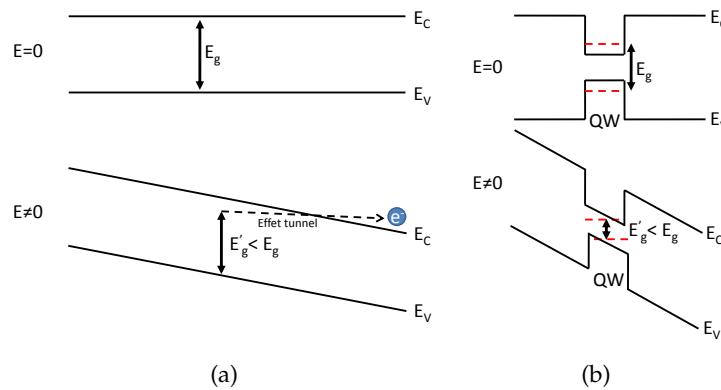


FIGURE 1.19 – Modification des énergies de Gap sous l'effet d'un champ électrique (a) pour un matériau massif (effet Franz-Keldysh) et (b) pour des puits quantiques (effet QCSE)

Lorsque le matériau actif est constitué de puits quantiques multiples (MQW), il est possible d'obtenir des variations d'absorption plus importantes par l'Effet Stark Confiné Quantiquement (QCSE). L'application d'un champ électrique perpendiculaire à la couche de puits quantique dissymétrise les fonctions d'ondes des électrons et des trous, comme indiqué sur la figure 1.19(b). Il est plus aisé pour les porteurs de sortir du puits par effet tunnel. Les niveaux d'énergie des trous/électrons dans le puits, et par conséquent l'énergie de bande interdite du puits, diminuent. Ceci entraîne un décalage du pic d'absorption.

A ce phénomène s'ajoutent les interactions électrons-trous. En effet, la faible épaisseur des couches engendre la quantification des niveaux d'énergie et le faible nombre de couches implique le non recouvrement des fonctions d'ondes des différents niveaux. Cela renforce l'interaction coulombienne entre les électrons et les trous et permet la création d'une particule « fictive », l'exciton, dont le pic d'absorption s'ajoute à celui de la transition fondamentale.

La combinaison de ces deux phénomènes crée une modification majeure de l'absorption vers des longueurs d'onde supérieures (cf. figure 1.20(b)).

Si les puits quantiques sont très rapprochés (Super-Réseaux), un effet de couplage entre les différents puits a lieu : on parle alors d'effet Wannier-Stark qui peut, à l'inverse des effets précédents, produire un décalage de l'absorption vers des longueurs d'onde plus faibles que les longueurs d'onde du seuil d'absorption sans champ électrique appliqué (cf. figure 1.20(c)).

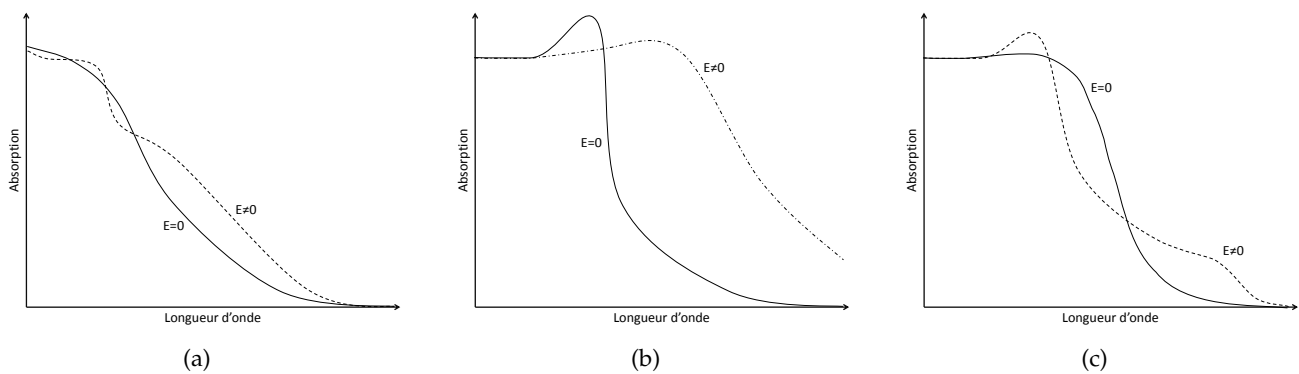


FIGURE 1.20 – Modification de l'absorption lors de l'application d'un champ électrique dans une diode PIN semi-conductrice gouvernée par l'effet (a) Franz-Keldysh, (b) QCSE et (c) Wannier-Stark [53]

On observe sur les figures 1.20 que sans tension inverse appliquée (EAM en mode passant), les EAMs ont une absorption résiduelle qui introduit des pertes lors de la propagation de la lumière à travers ceux-ci, phénomène moins présent dans les MZMs en niobate de lithium. Sans l'utilisation d'adaptateur de mode, les EAMs peuvent présenter aussi plus de pertes d'insertion que les MZMs LiNbO_3 mais ils peuvent être intégrés directement avec une diode laser à semi-conducteur, comme nous le montrerons dans le paragraphe suivant ; cela permet de limiter les pertes dues à l'interface laser-modulateur. Leur absorption est dépendante de la longueur d'onde et ils possèdent des tensions de commande généralement plus faibles que celles des MZMs. De plus, d'après les relations de Kramers-Kronig, la variation d'absorption lors de la modulation d'amplitude dans les EAMs, s'accompagne aussi d'une variation d'indice et engendre donc du chirp sur l'onde lumineuse. Cela peut être à la fois un avantage et un inconvénient. Enfin, les EAMs permettent de réaliser des modulateurs d'intensité beaucoup plus compacts (quelques dizaines de μm) que les MZMs en LiNbO_3 (quelques cm) ou en GaAs/InP (quelques mm).

Le tableau 1.3 issu de [53] présente certaines des caractéristiques d'EAMs en fonction des effets physiques qui les gouvernent. Pour chaque type de modulateur, les facteurs suivants ont été comparés :

- le facteur de Henry α_H qui traduit le sens d'évolution du chirp lors de la modulation d'une onde lumineuse avec un EAM,
- l'absorption résiduelle à l'état passant des EAMs,
- le taux d'extinction : rapport entre la puissance optique minimale obtenue en sortie de l'EAM lors de l'application d'une tension inverse sur celui-ci, et la puissance optique maximale obtenue en sortie sans tension,
- la sensibilité à la saturation optique qui est présente dans les EAMs lorsque trop de puissance optique est injectée. Cette excès de puissance optique a pour conséquence de créer des porteurs libres dans le matériau qui écranteront le champ électrique appliqué.

Matériau	Effet physique	Facteur de Henry α_H	Absorption à l'état passant	Taux d'extinction	Sensibilité à la saturation optique
Massif	Franz-Keldysh	généralement positif	élevée	réduit	faible
MQW	QCSE	positif ou négatif	faible	grand	très forte
Super-Réseaux	Wannier-Stark	positif ou négatif	très faible	réduit	forte

TABLE 1.3 – Comparaison des différents EAMs [53]

Actuellement, il est possible de trouver dans le commerce des EAMs modulant l'intensité de la lumière jusqu'à 40 Gb/s. Les recherches en laboratoire ont permis de réaliser des démonstrations à 100 Gb/s [61].

Les caractéristiques des EAMs seront étudiées plus en détail dans le chapitre 2.

1.3.4.2 Configurations avancées des EAMs

La configuration la plus commune des EAMs (en dehors de leur utilisation comme simple modulateur externe) consiste à les intégrer monolithiquement sur le même substrat à semi-conducteur avec une diode laser, comme présenté en figure 1.21. Il en résulte un transmetteur, nommé Laser Modulateur Intégré (ou EML pour Electro-absorption Modulated Laser), capable de réaliser des modulations OOK jusqu'à 40 Gb/s (100 Gb/s en laboratoire [61]) pour des distances de transmission intermédiaires (40 km) et longues (> 80 km). La première intégration de ce type a été reportée en 1987 par [62]. Les composants EMLs sont très compacts, ont un faible coût et présentent de bonnes puissances de sortie ce qui en fait de bons candidats pour les transmissions télécoms à 40 Gb/s. Ce PIC a réussi de part ses performances, sa taille réduite et sa faible consommation énergétique à obtenir un réel succès industriel. Des recherches ont par ailleurs démontré que les EMLs pouvaient être aussi utilisés dans les applications de radio sur fibre en se basant sur le principe de la « double modulation » : un signal de contrôle module le laser et un autre signal module l'EAM. Des signaux 16-QAM, QPSK et FSK ont ainsi pu être générés et transmis [63].

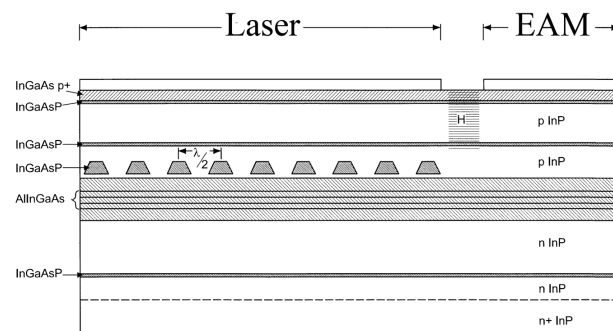


FIGURE 1.21 – Schéma d'intégration d'un Laser et d'un EAM pour former un EML [64]

Les EAMs peuvent également être intégrés avec des amplificateurs optiques à semi-conducteur ou des modulateurs de phase par exemple pour réaliser de nombreux types de fonctionnalités : compensation de chirp [65], modulation d’amplitude et amplification pour les réseaux d’accès [66, 67], génération de modulation CSRZ [68], switchs optiques [69], ...

Malgré ses avantages en taille, consommation, et vitesse de modulation, l’EAM reste cependant un modulateur d’amplitude. En 2007, Inuk Kang des Bell Labs proposa un nouveau concept de commutation de phases optiques pré-établies afin de générer des formats de modulation avancés [70]. Dans cet article, l’auteur démontra le potentiel de l’utilisation des EAMs dans des circuits interférométriques pour générer des modulations OOK, PSK et QAM avec de forts taux d’extinction et des signaux de contrôle réduits.

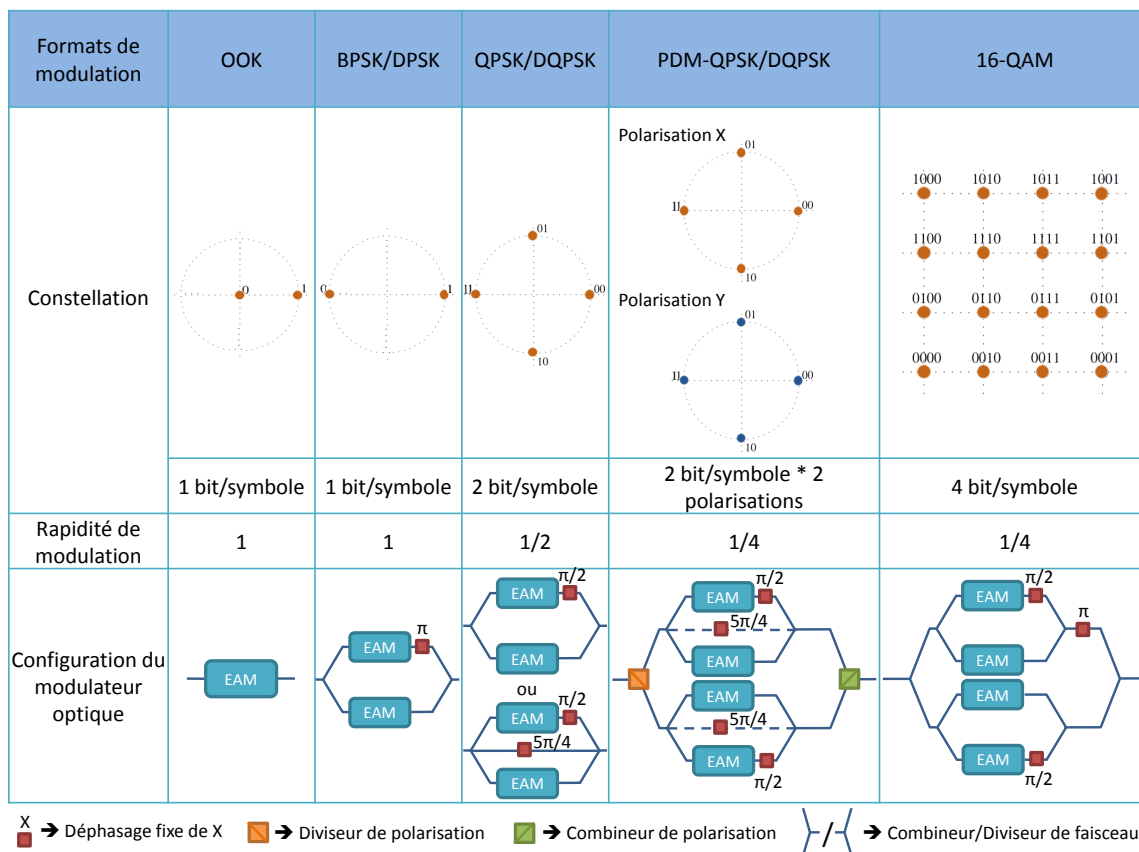


FIGURE 1.22 – Configurations d’EAM dans des circuits interférométriques pour réaliser différents formats de modulation

Actuellement ces formats de modulation avancés sont communément générés par des agencements de MZMs en Niobate de Lithium (cf. figure 1.18) ce qui mène à des composants encombrants, énergivores, limités en vitesse de modulation et non intégrables. La force du concept proposé par Inuk Kang réside dans l’utilisation du fort potentiel d’intégration de la technologie des composants opto-électroniques sur InP couplé aux excellentes performances des EAMs. Se basant sur ces idées, il est alors envisageable de réaliser

des transmetteurs intégrés monolithiquement sur InP ayant une plus faible empreinte environnementale (dimension et consommation réduites), pouvant atteindre des plus hauts débits et transmettant sur de plus longues distances que leurs équivalents en LiNbO₃ [71, 72].

Suite à la publication d'Inuk Kang, plusieurs démonstrations de l'efficacité des EAMs dans des circuits interférométriques ont été réalisées et ont permis de générer des formats de modulation avancés tels que des signaux QPSK [71, 73] et 16-QAM [74].

La figure 1.22 présente différentes configurations de circuits interférométriques intégrant des EAMs pour réaliser des formats de modulation avancés. L'explication du fonctionnement des circuits interférométriques pour la génération de modulations QPSK et QAM sera effectuée au chapitre 2.

1.3.5 État de l'art

Nous allons maintenant présenter l'état de l'art des composants aptes à produire des formats de modulation avancés. Nous nous intéresserons aux dispositifs provenant de divers laboratoires, permettant de générer des formats QPSK, QAM > 4 et CSRZ que nous comparerons sur différents aspects : multiplexage en polarisation, rapidité de modulation, débit, matériaux utilisés dans le transmetteur, intégration direct ou co-packaging d'un laser, taille du composant, consommation d'énergie et pertes optiques. Les 3 tableaux 1.4, 1.5 et 1.6 présents dans les pages suivantes, regroupent ces comparaisons.

1.3.5.1 Transmetteurs pour la génération de modulations QPSK et QAM

Dans les tableaux 1.4 et 1.5, on observe que la méthode la plus répandue de génération pour ces deux types de formats consiste à utiliser des MZMs en LiNbO₃ agencés dans des circuits interférométriques tels ceux que présentés sur la figure 1.18. Cependant, cela engendre des dispositifs de grande dimension (plusieurs mm voire plusieurs dizaines de mm) n'intégrant pas de laser (ayant donc des pertes d'insertion) et consommant beaucoup d'énergie (V_{π} de 2 à 12 V en fonction des MZMs). Certains auteurs [58, 75, 76, 77] ont quant à eux conservé le concept des MZMs dans des circuits interférométriques mais l'ont transplanté sur des matériaux semi-conducteurs InP afin de réduire les tailles de circuits ainsi que les V_{π} . Des lasers ont même pu être intégrés ou co-packagés avec le modulateur dans les modules de composants finaux. Le dernier type de transmetteurs visibles dans ces deux tableaux utilise les EAMs dans des circuits interférométriques [73, 30, 74] ce qui a permis de réduire encore plus les tailles de circuits, tout en conservant des tensions de contrôle correctes. Cependant, on observe que les pertes fibre à fibre de ces dispositifs sont plus élevées que dans les autres configurations.

Laboratoire	Année	Référence	Multiplexage en polarisation	Rapidité de modulation (Gbaud)	Débit (Gb/s)	Matériaux	Type de moduleur	Laser intégré	Taille	V_{π} ou V_{pp} (V)	Pertes optiques (dB)
Alcatel Lucent Bell Labs	2007	[73]	Non	40	80	InGaAsP MQWs sur substrat InP	1 MZI - EAM à 3 bras	Non	dimensions de la puce : $1,7 \times 0,3$ mm	$V_{pp} = 4,5$ avec un biais de $-3,3$	fibre à fibre : 32
	2008	[78]	Non	55.5	111	PLC/LiNbO ₃	6 PS en parallèle	Non	dimensions du module : $18,3 \times 97 \times 7,8$ mm	$V_{\pi} = 5$	fibre à fibre : 7,9
Oclaro	2009	[58]	Non	21.5	43	InGaAsP MQWs sur substrat InP	2 MZM en parallèle	Laser accordable co-packagé	dimensions du module : $30 \times 12,7$ mm	$V_{pp} = 7,5$	—
NICT	2010	[59]	Oui	10	40	PLC/LiNbO ₃	4 MZM en parallèle	Non	dimensions du module : $90 \times 13,5 \times 7$ mm	$V_{\pi} = 3,6$ avec un biais de 8,6	fibre à fibre : 14
NTT	2010	[75]	Oui	28	112	InGaAlAs / InAlAs MQWs sur substrat InP	1 MZM Dual drive	Laser accordable co-packagé	dimensions du module : $41 \times 16 \times 9$ mm	$V_{\pi} = 3,5$	—
Alcatel Lucent Bell Labs	2010	[30]	Non	25	50	InGaAlAs MQWs sur substrat InP / SiO ₂ PLC	4 R-EAM-SOA sur InP dans un interféromètre Silice	Non	dimensions de la puce : $15 \times 2,3$ mm	$V_{pp} = 2,5$	fibre à fibre : 9,7
	2011	[79]	Oui	25	100	PLC/LiNbO ₃	4 MZM en parallèle	Non	dimensions de la puce : $130 \times 8,4$ mm	$V_{\pi} = 6$	fibre à fibre : 8,4 dB
Infinitera	2011	[66]	Oui	28	112	InP	2 MZM en parallèle	Oui (10 DFB)	—	$V_{\pi} = 2,5$	—

TABLE 1.4 – Etat de l'art des systèmes de génération QPSK/DQPSK

Laboratoire	Année	Référence	Multiplexage en polarisation	Nombre de symbole	Rapacité de modulation (Gbaud)	Débit (Gb/s)	Matériaux	Type de modulateur	Laser intégré	Taille	V_{π} ou V_{pp} (V)	Pertes optiques (dB)
NICT	2007	[32]	Non	16	12,5	50	PLC/LiNbO ₃	4 MZM en parallèle	Non	dimensions du module : 200 × 26 × 12 mm	$V_{\pi} = 4,9$	fibre à fibre : 10
AT&T avec NEC	2009	[57]	Oui	16	25	200	PLC/LiNbO ₃	2 MZM en parallèle, en série avec un MZM et un PS	Non	—	—	—
NICT	2010	[34]	Non	16	10	40	PLC/LiNbO ₃	4 MZM en parallèle	Non	dimensions du module : 90 × 13,5 × 7 mm	V_{π} de 1,8 à 12 selon les MZM	—
NTT	2011	[77]	Non	16	12,5	50	InGaAlAs / InAlAs MQWs sur substrat InP	1 MZM Dual drive	Non	dimensions de la puce : 5,6 × 0,8 mm	$V_{pp} = 12$ pour rotation 2π	fibre à fibre : 5,5
Alcatel Lucent Bell Labs	2011	[74]	Non	16	28	112	InGaAsP MQWs sur substrat InP	1 MZI - EAM à 4 bras	Non	dimensions de la puce : 3 × 0,3 mm	$V_{pp} = 4,5$ avec un biais de -2,3	fibre à fibre : 26
NTT	2011	[80]	Oui	64	20	240	PLC/LiNbO ₃	6 PS en parallèle	Non	dimensions de la puce : 116 × 7 mm	$V_{pp} = 4$	—

TABLE 1.5 – Etat de l'art des systèmes de génération QAM

1.3.5.2 CSRZ

Concernant les dispositifs de génération de signaux CSRZ, le schéma rapporté sur la figure 1.23 et provenant de l'article d'Arahira [81] résume bien les diverses méthodes de génération existantes.

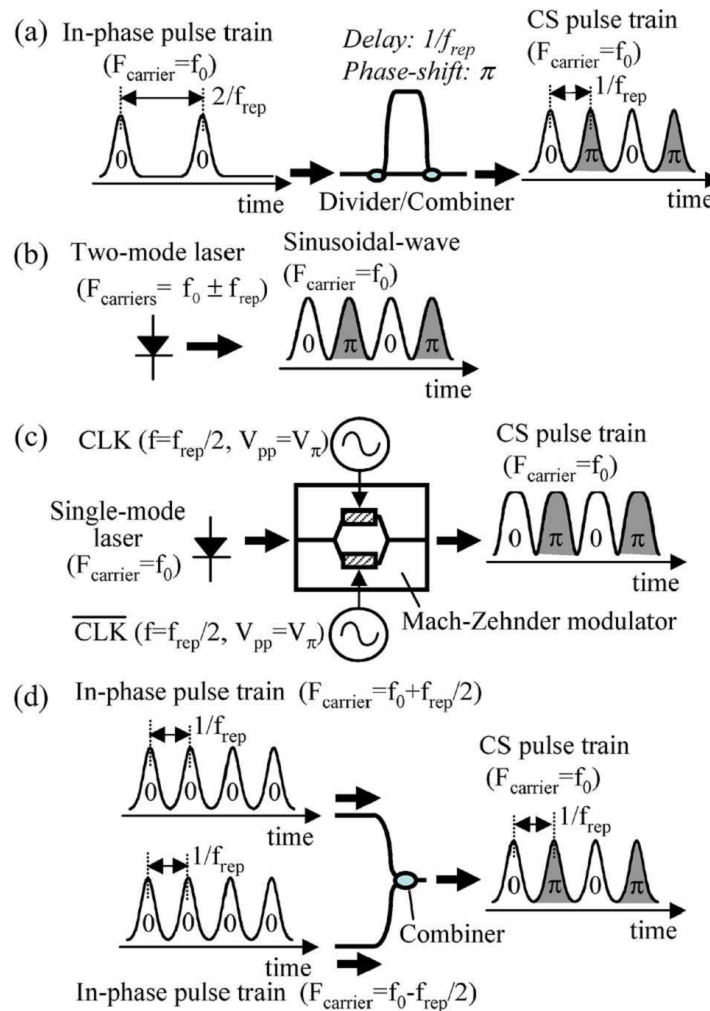


FIGURE 1.23 – Méthodes typiques de génération de signaux CSRZ par : (a) OTDM, (b) Laser Bi-mode, (c) MZM en configuration Push-Pull et (d) mélange de deux trains d'onde [81]

Le tableau 1.6 compile plusieurs publications présentant des systèmes de génération de signaux CSRZ. Comme pour le QPSK/QAM, la modulation CSRZ est la plupart du temps réalisée à l'aide de MZMs en LiNbO₃ [82, 83, 19, 84, 85] ce qui mène à des dispositifs encombrants et énergivores. Cependant des démonstrations d'émission de signaux CSRZ ont été réalisées avec des matériaux semi-conducteurs sur InP, et ce en utilisant diverses méthodes :

- figure 1.23 (a) : EAMs en parallèle pour une génération CSRZ par OTDM [86]
- figure 1.23 (b) : Laser à blocage de mode Bi-mode [87, 68], ou laser auto-oscillant [88]
- figure 1.23 (d) : Laser à double porteuse [81]

Hormis la méthode utilisant l'OTDM, tous ces derniers dispositifs sont monolithiquement intégrés sur InP avec un laser, ce qui permet

d'obtenir des systèmes très compacts, consommant moins d'énergie et n'ayant pas d'interface laser/fibre/composant. Cependant, ces méthodes, comparées à la solution de génération par MZMs, font appel à des dispositifs complexes, peu flexibles, restreints à un signal/fréquence et qui restent difficiles à mettre en œuvre (contrôle précis de la phase ou de la fréquence nécessaire).

Laboratoire	Année	Référence	Débit ou bande passante	Matériaux	Type de transmetteur	Tout Intégré
NTT	1998	[82]	10 Gb/s	LiNbO ₃	1 MZM	Non
NTT	1999	[83]	40 Gb/s	LiNbO ₃	2 MZM en série	Non
NTT	1999	[19]	8*40 Gb/s (WDM)	LiNbO ₃	2 MZM en série	Non
NTT	2000	[87]	60 GHz	InP	Laser DBR a mode bloqué et EAM	Oui
HHI/U ² T	2004	[88]	40 Gb/s	InGaAsP MQWs sur substrat InP	Laser auto-oscillant PhaseCOMB (2 section DFB + 1 section phase)	Oui
UCSB	2005	[68]	40 Gb/s	InP	Laser DBR a deux modes bloqués et SOA + EAM	Oui
Shanghai Jiao Tong University	2006	[84]	10 Gb/s	LiNbO ₃	1 MZM	Non
Oki Electric Industry Company	2007	[86]	4*40 Gb/s (OTDM)	InGaAsP MQWs sur substrat InP	4 EAM en parallèle dans un circuit d'espace libre	Non
Oki Electric Industry Company	2008	[81]	40 GHz	InGaAsP MQWs sur substrat InP	Laser DBR a mode bloqué avec deux longueurs d'onde porteuses et EAM	Oui
ETRI	2008	[85]	40 Gb/s	LiNbO ₃	1 MZM	Non

TABLE 1.6 – Etat de l'art des systèmes de génération CSRZ

CONCLUSION DU CHAPITRE

Au cours de ce premier chapitre, nous avons réalisé, dans un premier temps, de nombreux rappels théoriques sur les systèmes de transmission optique et les différents formats de modulation qu'ils utilisent. Ces rappels nous ont permis de faire ressortir les formats de modulation avancés les plus attractifs, de présenter les différentes méthodes de génération existantes et de découvrir l'état de l'art des dispositifs de génération de formats de modulation avancés.

Suite à cette première partie nous avons pu définir plus précisément l'axe de la thèse : nous chercherons à concevoir un transmetteur optique à hauts débits (entre 100 Gb/s et 1 Tb/s) tout intégré, émettant à $1,55 \mu m$ et pouvant correspondre à plusieurs applications allant des transmissions à très courte distance (réseaux locaux de type Ethernet, Réseaux d'échange massif de données) jusqu'aux transmissions à longue distance (protocoles internet). Pour cela, nous nous baserons sur les formats de modulation avancés et le transmetteur sera conçu de manière à pouvoir produire plusieurs de ces formats en fonction de l'électronique de contrôle. Au vu des données présentées précédemment, pour les transmissions à longue distance de 100 Gb/s à 200 Gb/s les formats QPSK et PM-QPSK seront ceux sélectionnés ; pour les transmissions à plus courte distance de 200 Gb/s à 400 Gb/s ce seront les formats 16-QAM et PM-16-QAM. Les transmissions sur très faible distance jusqu'à 1 Tb/s pourront être envisagées par l'utilisation de formats de modulation QAM d'ordre supérieur à 16.

En parallèle de ce composant QPSK/QAM, nous nous intéresserons aussi à un autre composant du même type, mais basé sur une architecture plus simple, destiné aux transmissions longue distance de débits inférieurs à 100 Gb/s, capable de générer des formats de modulation de type CSRZ, BPSK et QPSK entre autres.

Nos deux transmetteurs d'étude se baseront sur le concept innovant de la commutation de phases pré-établies pour générer les formats de modulation visés. Comme nous le présenterons au chapitre 2, nous nous appuierons sur les avantages offerts par les EAMs et par la technologie d'intégration monolithique sur InP. Nous aurons ainsi la possibilité de fabriquer des circuits photoniques intégrés possédant un faible coût, une empreinte environnementale réduite et des vitesses de modulation élevées. En effet, nos choix technologiques permettront d'obtenir des transmetteurs fonctionnant jusqu'à 56 GB et ayant une consommation divisée par 4 ainsi qu'une taille 20 à 50 fois plus faible par rapport à leurs équivalents MZMs LiNbO₃.

INTÉGRATION DE CIRCUITS PHOTONIQUES SUR PHOSPHURE D'INDIUM

SOMMAIRE

2.1	LES MATÉRIAUX SEMI-CONDUCTEURS III-V	47
2.1.1	Choix des matériaux semi-conducteurs	47
2.1.2	Avantages des puits quantiques et de l'AlGaInAs	48
2.1.3	Obtention de ces matériaux	51
2.2	GUIDAGE OPTIQUE ET INTÉGRATION SUR InP	51
2.2.1	Le guidage optique	51
2.2.2	Les structures rubans	57
2.2.3	Intégration photonique sur InP	61
2.3	LES DISPOSITIFS PHOTONIQUES SUR InP	67
2.3.1	Composants actifs	67
2.3.2	Composants passifs	77
	CONCLUSION	87

DANS cette partie, nous nous intéresserons à l'intégration de fonctions optiques sur un matériau semi-conducteur spécifique, l'InP. Après avoir donné un aperçu des propriétés de ce matériau, nous verrons les différents dispositifs que nous pourrons réaliser sur celui-ci et les méthodes pour les intégrer sur un même substrat.

2.1 LES MATÉRIAUX SEMI-CONDUCTEURS III-V

Du fait de leurs propriétés électroniques et structurales, les atomes du groupe III du tableau périodique de Mendeleiev se combinent facilement avec ceux du groupe V pour former des matériaux cristallins semi-conducteurs nommés *composés semi-conducteurs III-V*. Des composés binaires peuvent ainsi se former tels que le Phosphure d'Indium (InP), l'Arsenure de Gallium (GaAs), le Nitrure de Gallium (GaN), ... La plupart des matériaux III-V, en dehors des composés à base d'azote, cristallisent selon la structure Zinc de Blende qui est constituée de deux sous-réseaux cubiques faces centrées décalés. L'élément III constitue un des sous-réseaux et l'élément V l'autre.

2.1.1 Choix des matériaux semi-conducteurs

La figure 2.1 présente l'énergie de bande interdite en fonction de la constante de réseau de quelques matériaux III-V. Des composés binaires (InP, GaAs, AlAs, GaP et InAs) sont pris en compte mais aussi des alliages entre certains de ces composés : en effet, des semi-conducteurs III-V ternaires (AlInAs et GaInAs) et quaternaires (GaInAsP et AlGaInAs) peuvent être obtenus par mélange. Les composés binaires ont une constante de réseau et une énergie de bande interdite qui restent fixes du fait du rapport 1 pour 1 entre les deux éléments les constituant. Par contre, dans les ternaires et quaternaires, il est possible de changer ce rapport en modifiant la composition de l'alliage. Cela autorise la variation de la constante de réseau et de l'énergie de bande interdite de ces semi-conducteurs.

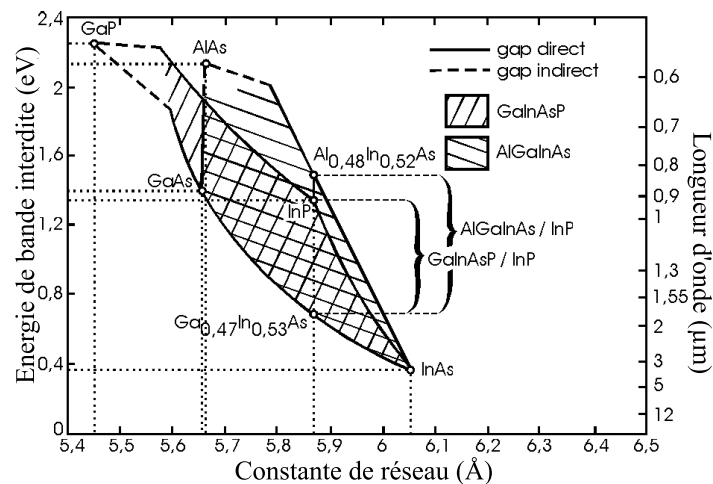


FIGURE 2.1 – Variation de l'énergie de bande interdite en fonction du paramètre de maille pour différents semi-conducteurs III-V [89]

On observe que de nombreuses énergies de gap et mailles cristallines différentes peuvent être produites. Dans le cadre de cette thèse, nous cherchons à réaliser un dispositif destiné aux transmissions télécoms. Par conséquent, celui-ci doit être constitué, entre autres, d'un laser émettant un faisceau cohérent autour de $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$, la zone de moindre absorption des fibres de silice (*cf.* figure 1.2). Pour

fabriquer une diode laser à hétéro-jonction fonctionnant dans cette gamme de longueur d'onde, nous avons besoin :

- pour la zone active de l'hétéro-jonction, d'un matériau à gap direct permettant une génération de photons à $1,55 \mu\text{m}$,
- pour entourer la zone active, d'un matériau de plus grand gap qui soit transparent à cette longueur d'onde.

Il est important de noter qu'un semi-conducteur peut croître de manière cristalline sans dislocation sur un substrat seulement si les deux matériaux ont une maille cristalline proche. Partant de cette constatation, l'InP et ses composés quaternaires semblent être les meilleurs candidats pour la réalisation de composants télécoms émetteurs et amplificateurs de lumière. En effet, l'InP du fait de son gap de $1,34 \text{ eV}$ sera transparent à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$, et ses composés quaternaires (GaInAsP et AlGaInAs) ont la possibilité de générer des photons à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ pour une certaine composition qui dispose de la même maille cristalline que l'InP. Ces matériaux possèdent aussi de bonnes propriétés électro-optiques et de très hautes mobilités électroniques [90] ce qui leur permet d'être prometteurs pour la réalisation de modulateurs optiques, de photo-récepteurs et de transistors ultra rapides. Cependant l'InP présente certains désavantages : en plus de son prix élevé (provenant de la rareté de l'Indium), il est très fragile mécaniquement comparé aux autres semi-conducteurs.

2.1.2 Avantages des puits quantiques et de l'AlGaInAs

2.1.2.1 Intérêts des puits quantiques

Depuis le début des années soixante, les performances des diodes laser à semi-conducteurs n'ont cessé d'être améliorées. La structure à double hétéro-jonction a montré son efficacité dans la réduction du courant de seuil d'émission laser, ce qui est primordial pour avoir un fonctionnement continu du laser à température ambiante.

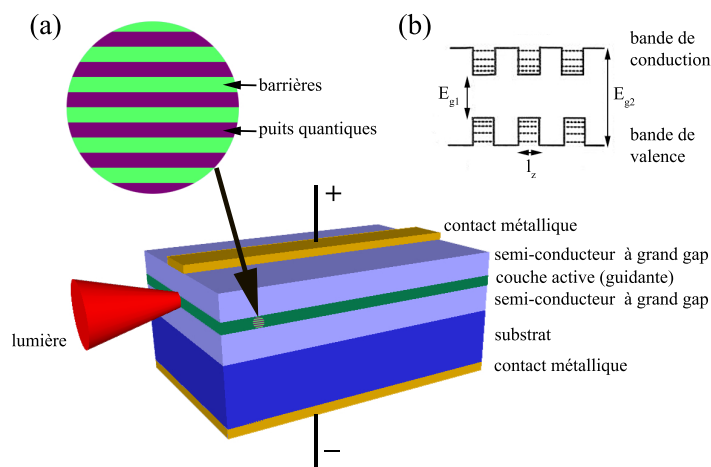


FIGURE 2.2 – (a) Représentation d'une diode laser à puits quantiques (b) Allure des niveaux énergétiques dans la zone active

Des progrès importants ont été obtenus depuis l'introduction

des puits quantiques dans les lasers à semi-conducteurs III-V. Le principe consiste à utiliser dans la région active, une succession de couches (puits) d'un matériau quaternaire de quelques nanomètres d'épaisseur, séparées par des couches (barrières) de composition différente et ayant une bande interdite plus large.

Cette structure, présentée sur la figure 2.2, constitue alors une succession de puits de potentiel pour les porteurs qui se déplacent perpendiculairement à ces puits avec une énergie quantifiée. L'énergie des électrons est donnée par la formule suivante :

$$E_n = E_{g1} + \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{n\pi}{l_z} \right)^2 \quad (2.1)$$

où E_{g1} est l'énergie de bande interdite du matériau massif constituant les puits, l_z la largeur d'un puits quantique, m^* la masse effective de l'électron, n le numéro du niveau d'énergie quantifié et $\hbar = h/2\pi$, h étant la constante de Planck. L'énergie de recombinaison dépend donc de l_z . L'intérêt de cette structure, en plus du contrôle de la longueur d'onde d'émission par l'épaisseur des puits, est d'améliorer le gain g et par conséquent les caractéristiques de la diode laser : courant de seuil de quelques milliampères, puissance de sortie élevée, largeur de raie faible, fréquence de résonance élevée et moindre sensibilité à la température. D'autre part, dans une telle diode les couches de puits quantiques de la zone active sont contraintes en compression du fait de la composition du quaternaire. Cela entraîne une séparation des niveaux de la bande de valence des trous lourds et des trous légers. Le gain est alors plus élevé en mode électromagnétique TE.

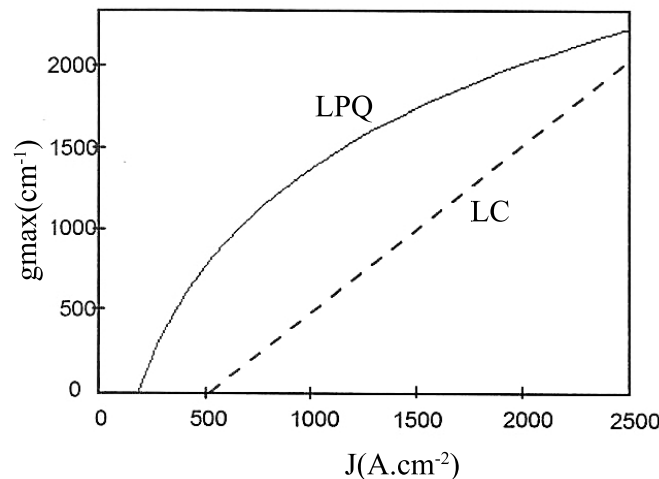


FIGURE 2.3 – Gain maximum en fonction de la densité de courant pour un laser à puits quantiques (LPQ) et un laser classique (LC) [91]

Sur la figure 2.3, nous reportons les courbes du gain type en fonction de la densité de courant injecté dans un laser classique et un laser à puits quantiques. Ce graphique résume assez bien l'intérêt des lasers à puits quantiques. Pour la formation du gain et sa relation

aux niveaux de Fermi (définis en Annexe A) le lecteur pourra se référer à l'ouvrage [92].

Les avantages des puits quantiques ne se limitent pas qu'à améliorer les performances des lasers. En effet, comme nous l'avons présenté au chapitre 1, les puits quantiques permettent de réaliser des modulateurs à électro-absorption performants mettant en œuvre l'effet QCSE. D'après le tableau 1.3, une forte variation d'absorption, une faible absorption à l'état passant et un chirp variable peuvent être obtenus avec de tels modulateurs. Toutefois, ceux-ci possèdent une sensibilité élevée à la saturation optique.

2.1.2.2 Intérêts du matériau AlGaInAs

Dans la section 2.1.1 nous avons vu que deux systèmes de matériaux semi-conducteurs III-V, InP/InGaAsP et InP/AlGaInAs, sont disponibles pour réaliser des lasers à Multiples Puits Quantiques (MQW) aux longueurs d'onde des communications optiques. Le système InP/InGaAsP a été largement utilisé comme candidat pour des lasers à hautes performances [93, 94, 95], mais récemment le monde des télécommunications a porté plus d'attention aux systèmes InP/AlGaInAs. En effet, ce matériau à base d'aluminium, malgré les difficultés de croissance, les contraintes technologiques (oxydation des puits principalement) et les interrogations sur sa fiabilité qui ont limité son développement et son utilisation au début, possède des propriétés plus intéressantes que l'InGaAsP pour les composants opto-électroniques :

- une discontinuité (offset) de bande de conduction plus importante dans l'AlGaInAs (70%) que dans l'InGaAsP (30%) [96],
- un meilleur overlap des fonctions d'onde entre les électrons/trous,
- un plus fort confinement des électrons dans les puits [96],
- un gain différentiel plus grand [96],
- une création d'excitons à température ambiante facilitée [97],
- une faible émission thermoionique limitant le surplus de porteurs [98]
- moins de recombinaisons Auger [99]
- un seul élément V (l'arsenic) ce qui améliore le contrôle d'épaisseur des puits et qui rend les transitions plus abruptes lors de la croissance épitaxiale ...

Ces avantages rendent possible l'obtention de lasers à semi-conducteurs compatibles pour une émission à $1,55 \mu\text{m}$ ayant un meilleur comportement en température et un seuil d'émission laser plus bas que leurs équivalents en InP/InGaAsP [96, 100].

L'utilisation de puits AlGaInAs a aussi abouti à des EAMs plus performants. Le contrôle accru de l'épaisseur des puits en AlGaInAs autorise la croissance de puits très fins. De la sorte, la stabilité des excitons (et par conséquent l'absorption) [101, 97] ainsi que

l'indépendance en polarisation de l'absorption seront maximisées. La faible émission thermoïonique, limitant le surplus de porteurs, permettra d'améliorer la bande passante de modulation [102]. Avec ce matériau, des EAMs ayant des taux d'extinction et des bandes spectrales de modulation plus élevés que leurs équivalents utilisant l'InGaAsP ont été obtenus [67, 103].

Du fait des nombreux avantages cités, nous choisirons donc l'InP couplé à des MQW AlGaInAs pour réaliser nos composants durant cette thèse.

2.1.3 Obtention de ces matériaux

Après extraction des matériaux Indium et Phosphore, on fait réagir de l'Indium liquide avec du Phosphore gazeux sous une pression de 30 atm. Un lingot polycristallin d'InP en proportions stoechiométriques et de très grande pureté est ainsi obtenu. La méthode Czochralski est la technique la plus utilisée pour ensuite passer d'un lingot polycristallin à un lingot monocristallin. Elle consiste à faire fondre le polycristal et à le recristalliser selon la structure cristalline d'un germe InP monocristallin par étirement progressif du bain d'InP fondu. Cependant, cette technique n'autorise pas la production de lingots avec des densités de dislocations inférieures à 10^5 cm^{-2} . Pour obtenir de l'InP de meilleure qualité, la technique dite à gradient thermique est utilisée. Elle permet d'atteindre des taux de dislocations inférieurs à 10^3 cm^{-2} ce qui est acceptable pour les dispositifs opto-électroniques. Une fois le monocristal achevé, de fines tranches de 300 à 500 μm d'épaisseur sont découpées dans celui-ci pour former des wafers d'InP dont l'orientation cristalline sera parfaitement connue. Par différentes techniques de croissance cristalline nommées épitaxies, des empilements de couches de matériaux cristallins (binaires, ternaires ou quaternaires) pourront alors croître sur ces substrats. Ces couches seront ensuite modifiées par différents procédés de gravures, dépôts, nettoyages, photo-lithographies, ... pour aboutir à la réalisation de nos composants opto-électroniques. Les empilements de matériaux semi-conducteurs III-V que nous utiliserons dans cette thèse seront obtenus grâce à la technique d'Épitaxie en Phase Vapeur aux Organo-Métalliques (MOVPE). Nous ne développerons pas le fonctionnement de cette méthode de croissance de matériaux mais nous invitons le lecteur à parcourir la référence [104] pour plus d'informations sur les techniques d'épitaxie existantes.

2.2 GUIDAGE OPTIQUE ET INTÉGRATION SUR INP

2.2.1 Le guidage optique

Les transmetteurs optiques que nous cherchons à réaliser sont constitués de plusieurs composants actifs qu'il sera nécessaire de relier entre eux pour que la lumière les atteigne avec le plus d'efficacité possible. Pour cela, nous ferons appel à la structure optique de

guide d'onde qui est communément utilisée en opto-électronique. Cette structure guide la lumière en s'affranchissant de la divergence et de l'affaiblissement caractérisant une onde électromagnétique se propageant dans un matériau massif et s'éloignant de sa source.

2.2.1.1 Géométries de guide

Le guide d'onde le plus simple, nommé guide plan, consiste à insérer un matériau d'indice de réfraction n_1 et d'épaisseur e entre deux matériaux d'indices de réfraction plus faibles n_2 et n_3 . Le matériau central est appelé cœur du guide (ou zone active) et les couches l'entourant, couches de confinement. Représenté en figure 2.4(a), cette agencement permet de confiner verticalement l'onde lumineuse.

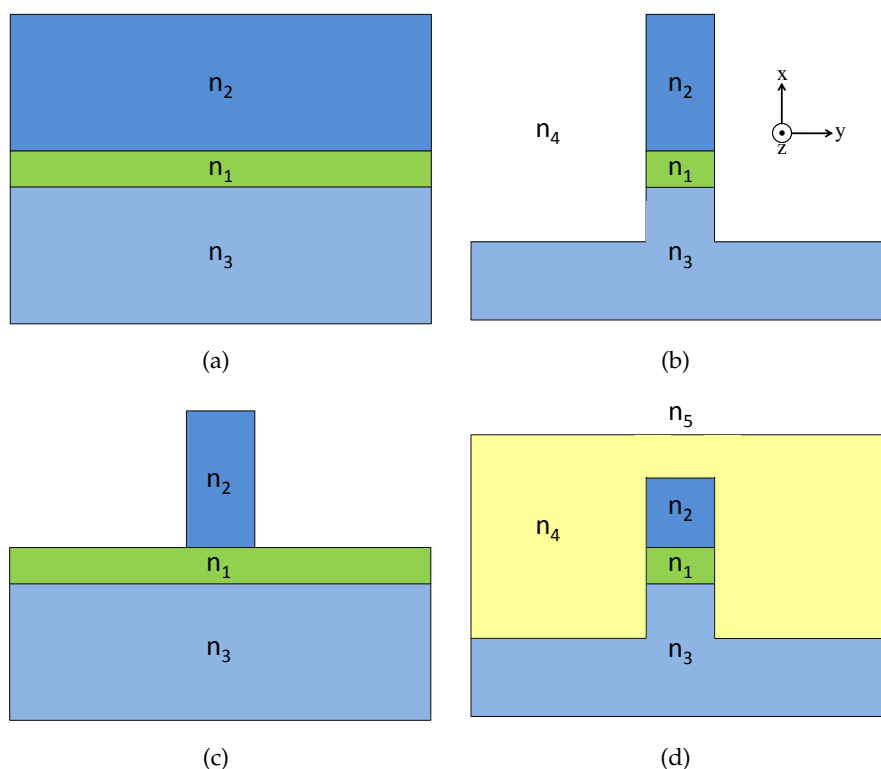


FIGURE 2.4 – Géométries de guides d'onde (a) plan, (b) ruban profond, (c) ruban peu profond et (d) ruban enterré

Pour améliorer les performances de guidage, il est possible de graver un « ruban » dans le guide plan. En entourant ce ruban par un matériau d'indice de réfraction n_4 , n_4 étant inférieur à l'indice du cœur du guide, un confinement latéral du mode est obtenu. Cette structure de guide d'onde est nommée ruban ou ridge en anglais. Les trois grandes familles de rubans (ruban profond/deep-ridge, ruban peu profond/shallow-ridge et ruban enterré/buried-ridge) utilisées en photonique sont représentées sur la figure 2.4. Nous verrons par la suite l'intérêt de chacune des géométries.

2.2.1.2 Propagation optique dans les guides d'onde

Pour connaître l'équation de propagation d'une onde lumineuse dans un guide d'onde il est nécessaire de résoudre les équations de Maxwell :

$$\nabla \times \tilde{E} = -\mu_0 \frac{\delta \tilde{H}}{\delta t} \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \tilde{H} = -\epsilon_0 n^2 \frac{\delta \tilde{E}}{\delta t} \quad (2.3)$$

où μ_0 est la perméabilité du milieu, ϵ_0 sa permittivité et n son indice. Dans le cas des guides d'onde présentés en figure 2.4, on s'intéresse à la propagation des ondes dans le plan selon l'axe de propagation z et on a :

$$\tilde{E} = E(x, y) e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (2.4)$$

$$\tilde{H} = H(x, y) e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (2.5)$$

avec E (respectivement H) le champ électrique de l'onde (respectivement le champ magnétique), $\omega = 2\pi f$ sa fréquence angulaire et β sa constante de propagation. Dans le cas des guides d'onde considérés, la résolution des équations 2.2 et 2.3 permet d'obtenir deux modes électromagnétiques indépendants qui sont nommées polarisation TE (Transverse Electric) et polarisation TM (Transverse Magnétique) [22].

Du fait des propriétés de la structure (pas de dépendance des champs E et H selon y , matériau non magnétique, milieu vide de charges électriques, continuité aux limites, ...), le mode TE satisfait l'équation d'onde :

$$\frac{d^2 E_y}{dx^2} + (k^2 n^2 - \beta^2) E_y = 0 \quad (2.6)$$

$$\text{avec } E_x = E_z = H_y = 0$$

où $k = \omega/c$ la norme du vecteur d'onde lumineux, et le mode TM :

$$\frac{d^2 H_y}{dx^2} + (k^2 n^2 - \beta^2) H_y = 0 \quad (2.7)$$

$$\text{avec } E_y = H_x = H_z = 0$$

Pour ces équations, les solutions d'énergie finie dans une section droite du guide sont appelées modes guidés et leur constante de propagation est réelle. On introduit généralement le concept d'indice effectif pour résoudre ces équations. L'indice effectif d'un mode guidé est l'indice qui correspond à celui vu par ce mode lors de sa propagation dans la structure et il est défini par :

$$n_{eff} = \frac{\beta}{k} \quad (2.8)$$

On déduit alors pour les structures rubans la condition de guidage suivante :

$$n_{2,3,4,5} < n_{eff} < n_1 \quad (2.9)$$

2.2.1.3 Méthode de l'indice effectif

Afin de résoudre les équations de propagation 2.6 et 2.7 dans le cadre de guides rubans complexes multicouches, la méthode de l'indice effectif a été introduite en 1970 [105] : elle transforme cette résolution d'équations à deux dimensions en deux problèmes à une dimension moyennant quelques hypothèses simplificatrices.

L'application de cette méthode à un guide d'onde multicouches enterré dans l'InP, tel que celui présenté en figure 2.5(a), consiste dans un premier temps à diviser la géométrie du guide en deux types de zones : les zones 0 contenant uniquement l'InP entourant le ruban, et la zone 1 comprenant l'empilement du ruban. L'étape suivante consiste à calculer l'indice effectif de la structure multicouches de la zone 1 supposée de largeur infinie. Cela revient à un problème simple d'un guide plan dont la résolution nous donne l'indice effectif à 1 dimension n_{eff1D} (cf. figure 2.5(b)). On vient ensuite remplacer, dans la structure initiale, l'empilement de la zone 1 par une seule couche d'épaisseur infinie ayant un indice de réfraction égal à n_{eff1D} . On se retrouve donc à résoudre de nouveau un problème à une dimension d'un guide d'onde plan. Sa résolution nous permet alors de trouver l'indice effectif n_{eff} de la structure totale (cf. figure 2.5(c)).

L'hypothèse simplificatrice, nécessaire à la viabilité de cette méthode, suppose que le champ électromagnétique dans la structure admet une quasi-décomposition par séparation des variables. Lorsque la largeur des couches devient faible devant leur épaisseur, cette hypothèse n'est plus valable et il est alors obligatoire de réaliser un calcul numérique plus rigoureux pour déterminer le mode se propageant dans la structure.

La démarche de calcul mise en place dans cette méthode de résolution d'équations est largement détaillée dans l'article de R. Knox [105] et l'ouvrage de K. Okamoto [22].

Le programme informatique ALCOR développé au CNET est un logiciel de simulation permettant entre autres de déterminer les modes se propageant dans un guide d'onde. Il se base sur une méthode de calcul semi-vectorielle qui est une évolution de la méthode de l'indice effectif pour avoir plus de précisions. Cette méthode impose des hypothèses moins fortes que celle de l'indice effectif en supposant que le champ électromagnétique admet une décomposition latérale en séries de Fourier d'ordre N. Ce logiciel a permis d'étudier les modes se propageant dans différentes sections de nos

composants d'étude. Des exemples de simulations seront présentés par la suite.

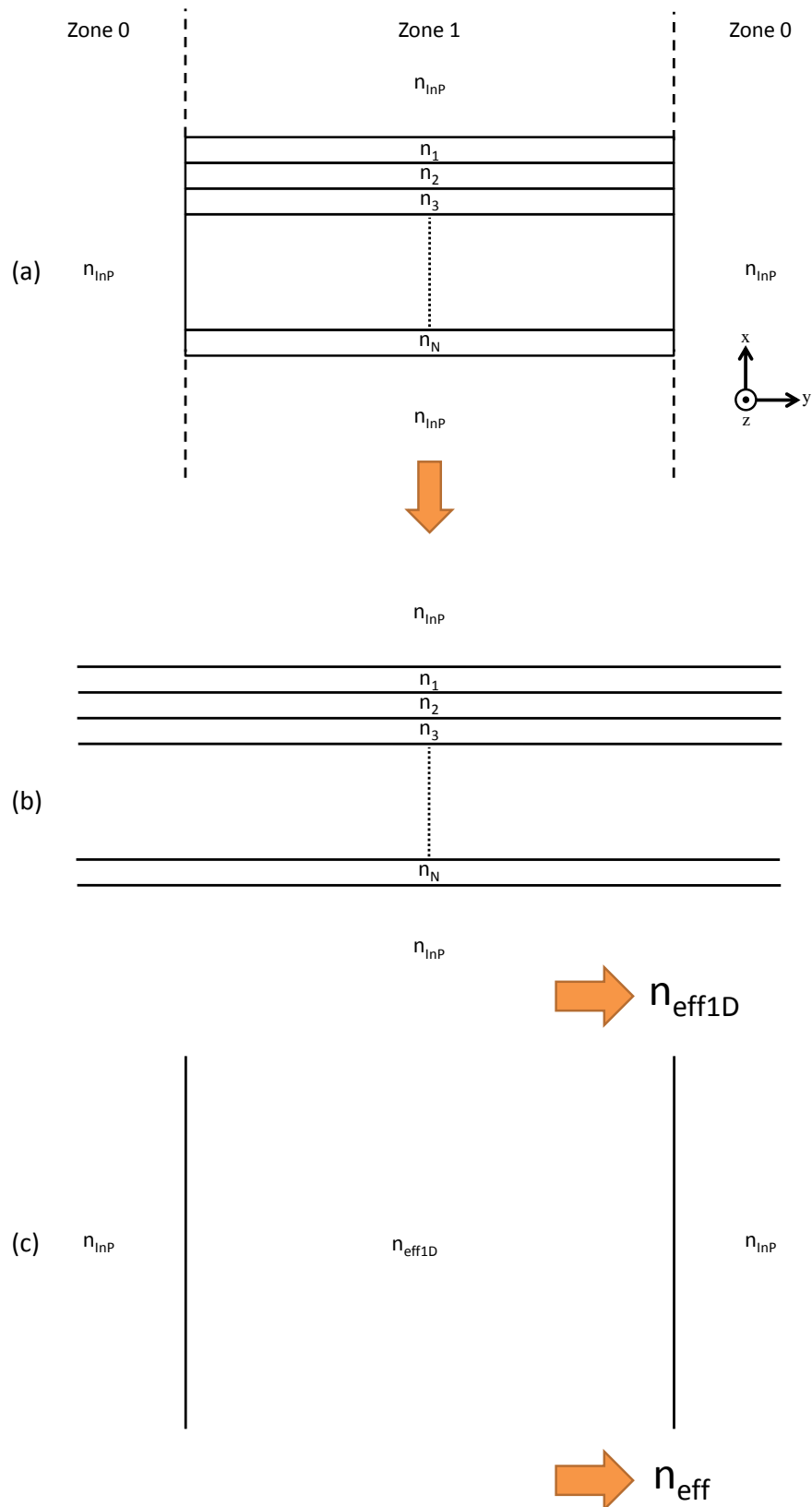


FIGURE 2.5 – Principe de la méthode de l'indice effectif [91]

2.2.1.4 Confinement optique

ALCOR est aussi capable de calculer le confinement optique Γ d'un mode optique dans certaines parties d'une structure de guide. Ce paramètre correspond au rapport entre la puissance lumineuse confinée dans une couche considérée (couche A) et la puissance totale du mode dans toute la section transverse :

$$\Gamma = \frac{\int_{couche\ A} \|E_y\|^2 dx dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} \|E_y\|^2 dx dy} \quad (2.10)$$

Cette caractéristique est important pour les dispositifs opto-électroniques : par exemple, un confinement optique proche de 1 dans le coeur du guide d'onde signifie que le mode sera bien confiné dans le guide d'onde. Il sera par conséquent moins sujet à la diffusion ou l'absorption par des défauts en dehors du guide et il pourra plus facilement être modulé par un champ électrique appliqué.

2.2.1.5 Méthode de calculs BPM

Pour résoudre les équations de propagation dans le cas de guides d'onde ne présentant pas d'invariance selon la direction de propagation z , il est nécessaire de faire appel à des méthodes de calculs élaborées. La méthode BPM (Beam Propagation Method) est communément utilisée pour simuler la propagation d'un faisceau optique dans de tels guides d'onde. Elle se base sur des restrictions telles que la paraxialité (la propagation est restreinte à de faibles angles) et la non polarité des faisceaux afin de résoudre l'équation d'onde de Helmholtz :

$$\frac{d^2 E}{dx^2} + \frac{d^2 E}{dy^2} + \frac{d^2 E}{dz^2} + k^2 n^2(x, y, z) E = 0 \quad (2.11)$$

La BPM réalise d'abord des approximations sur les composantes scalaires des champs électromagnétiques ce qui engendre des simplifications dans les équations de propagation. Partant d'un champ optique connu (gaussienne ou mode propre calculé dans une section par la méthode de l'indice effectif, par exemple), elle calcule ensuite son évolution dans le temps et l'espace après avoir effectué une discrétisation selon ces deux variables (dt et dz). La BPM détermine alors une approximation la plus fidèle possible des solutions de l'équation de propagation. Contrairement au calcul de mode, la méthode ne repose pas sur un problème aux valeurs propres mais sur une problème à valeur initiale. De plus amples informations sur cette méthode sont disponibles dans l'ouvrage de K. Okamoto [22].

La plupart des logiciels de simulation de propagation optique sont basés sur cette méthode de calcul du fait de sa rapidité de résolution et de son optimisation constante. Dans le cadre de cette thèse, le logiciel BeamPROP de la société RSoft, se basant sur la

méthode BPM, a été utilisé pour réaliser des simulations de propagation optique dans les structures d'étude. Le logiciel ALCOR possède lui aussi un module de simulation BPM que nous avons utilisé au cours de la thèse.

2.2.2 Les structures rubans

Dans ce paragraphe nous allons nous intéresser aux différentes structures de guides rubans droits que nous avons déjà proposé à la section 2.2.1. Nos transmetteurs intégrant plusieurs composants de nature différente, il est nécessaire de choisir une structure de guide commune pour l'ensemble du circuit photonique qui occasionne de bonnes performances pour chaque composant tout en simplifiant le procédé de réalisation technologique. La structure ruban autorise un comportement monomode en ajustant la largeur du ruban. De plus, dans les composants actifs, elle aide à réduire grandement la tension à appliquer pour produire un champ électrique donné sur l'étendue du matériau électro-absorbant.

Afin de sélectionner la meilleure alternative, nous avons utilisé ALCOR pour déterminer le mode fondamental se propageant dans les trois grandes familles de rubans présentées en figure 2.4. Nous avons pu ainsi déterminer pour chaque ruban la forme du mode fondamental, l'indice effectif qu'il « voit », et le confinement optique dans les différentes couches semi-conductrices de la structure. Les simulations ont été réalisées sur un empilement combinant InP et puits quantiques AlGaInAs. La largeur de ruban a été choisie afin qu'un comportement monomode du guide d'onde soit observé. Les résultats obtenus avec ALCOR sont disponibles sur la figure 2.6.

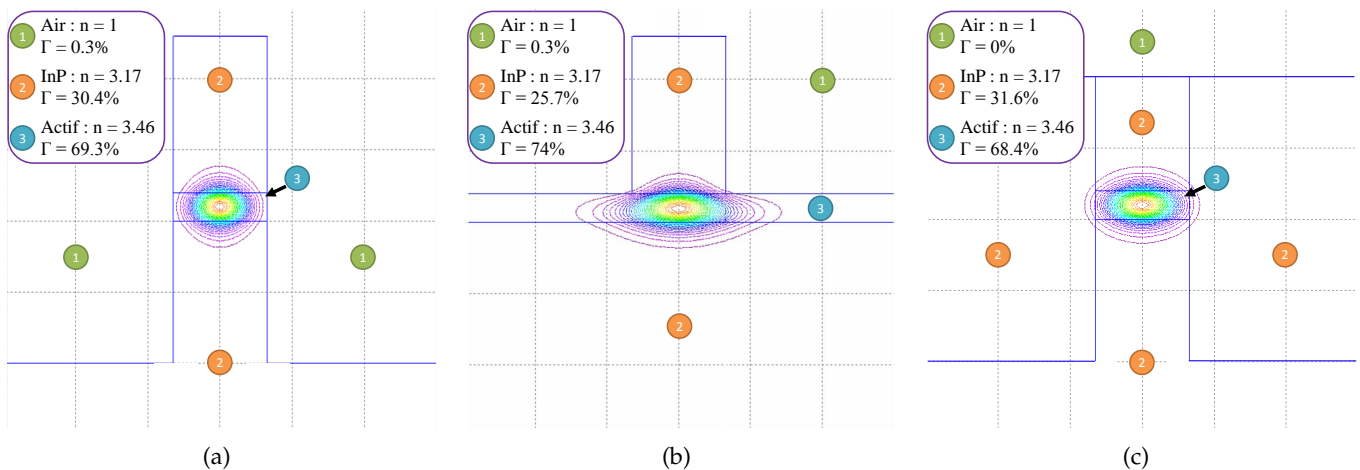


FIGURE 2.6 – Simulations, réalisées sous Alcor, du mode optique et de son confinement dans différentes géométries de guides : (a) ruban profond, (b) ruban peu profond et (c) ruban enterré

On remarque que chaque structure possède ses caractéristiques propres : la technologie enterrée entraîne un mode plus rond que dans le shallow-ridge et plus grand que dans le deep-ridge. Ce-

pendant, les confinements optiques et les contrastes d'indice pour chaque technologie sont différents.

La technique du ruban profond, représentée en figure 2.4(b), est obtenue par la gravure (chimique ou plasma) d'un ruban dans l'empilement de couches du guide plan de la figure 2.4(a). Habituellement l'air entoure ce guide ce qui provoque un fort contraste d'indice avec les matériaux semi-conducteurs. Si on prend l'exemple d'un ruban profond sur InP/AlGaInAs, comme simulé en figure 2.6(a), on observe un mode très confiné dans les matériaux semi-conducteurs, du fait du fort contraste d'indice, et particulièrement dans la couche active en AlGaInAs. Ce fort confinement, en plus de permettre l'obtention de modulateurs/lasers/amplificateurs efficaces, rend possible l'utilisation de guide à faible rayon de courbure. Cependant, malgré ses bénéfices, cette structure possède de nombreux désavantages dans le type d'applications que nous cherchons à mettre en œuvre :

- Un tel ruban, du fait de ses dimensions et du confinement optique, mène à un mode de petite taille. Ceci le rendra difficile à coupler dans une fibre optique.
- Les flancs de la zone active étant en contact avec l'air, dans le cas du matériau AlGaInAs utilisé en tant que zone active, une oxydation rapide sur les flancs aura lieu. Elle sera responsable de fuites et de problèmes de fiabilité du composant. Si on souhaite réaliser des structures ruban profond utilisant des puits quantiques aluminés pour zone active, il est nécessaire de réaliser une passivation des flancs de rubans après gravure de ceux-ci, ce qui est contraignant.
- La dissipation de chaleur dans ce type de structure n'est pas optimale.
- Le fort contraste d'indice mène à d'importantes réflexions de la lumière au niveau des interfaces air/semi-conducteurs. Par conséquent, si les flancs du ruban sont rugueux suite à la gravure de celui-ci, de fortes pertes de propagation auront lieu.
- Les guides réalisés selon cette technique sont très fragiles et résistent mal aux contraintes mécaniques.

Dans le cas de la structure ruban peu profond, on arrête la gravure juste au niveau du cœur du guide. Ainsi, le mode optique n'est plus contraint par la largeur du ruban et peut s'élargir dans la partie inférieure. Ce mode, du fait de ses dimensions plus grandes, est plus aisé à coupler dans une fibre même si sa forme en poire ne permet pas un couplage optimal. Cette structure améliore quelque peu la dissipation thermique, la résistance aux contraintes mécaniques ainsi que les défauts d'oxydation et de flancs rugueux de la structure deep-ridge. Cependant, les modulateurs fabriqués selon cette structure nécessitent une plus forte tension de commande que leurs équivalents en technologie ruban profond pour obtenir le même taux d'extinction. Rubans profonds et peu profonds présentent un fort contraste d'indice entre le matériau latéral de confinement et le ma-

tériau guidant. Cela occasionne une mauvaise tolérance géométrique et un comportement modal peu stable.

La dernière grande famille de guides consiste à graver un ruban de la même façon que dans le cas des deep-ridges mais ce ruban est enterré dans un matériau semi-conducteur par une étape d'épitaxie supplémentaire. Cette technique permet de diminuer fortement le contraste d'indice (et donc de limiter les pertes et les réflexions sur les rugosités du ruban), de s'affranchir du problème d'oxydation, de déconfiner le mode pour obtenir un mode sphérique dont le couplage avec une fibre est plus aisé, d'avoir une bonne dissipation thermique, de bonnes tolérances géométriques ainsi qu'une excellente résistance mécanique. De plus, dans le cas d'une technologie enterrée, l'électrode métallique permettant d'appliquer une tension ou un courant sur les composants actifs, peut s'étendre beaucoup plus que dans le cas d'un deep-ridge ou d'un shallow-ridge, ce qui favorise la diminution de la résistance série du composant. Cependant, de par son confinement optique plus faible dans la zone active, cette technique empêche l'utilisation de guides courbés à faible rayon de courbure. Sa réalisation technologique est également largement complexifiée par rapport à un simple ruban profond. Etant donné ses avantages, nous utiliserons une des variantes de cette technologie pour réaliser nos transmetteurs : la technique « Semi Insulating Buried Heterostructure ».

2.2.2.1 La structure « Semi Insulating Buried Heterostructure » (SIBH)

La famille des rubans enterrés est constituée de trois principales structures : BRS (buried ridge structure), pnBH (p-n buried heterostructure) et SIBH (Semi Insulating Buried Heterostructure). Lorsqu'on enterre une hétéro-jonction dans un matériau semi-conducteur, il est nécessaire de limiter la zone où les électrons peuvent se déplacer afin que la totalité des électrons transite par la zone active et son matériau électro-absorbant. Ces trois techniques d'enterrement de ridge se différencient par la manière dont elles confinent les électrons.

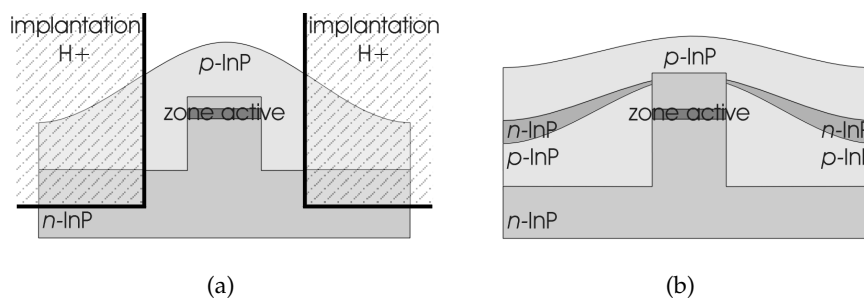


FIGURE 2.7 – Schéma de principe des techniques (a) BRS et (b) pnBH [89]

Dans la technique BRS, la zone active est isolée électriquement par implantation ionique. Pour le pnBH, l'empilement de couches dopées p et n de part et d'autre du ruban bloque le courant et impose le

passage de celui par la zone active. Le schéma de principe de ces deux structures est présenté en figure 2.7. Malgré leurs nombreux avantages, ces deux structures possèdent une limitation forte dans le cadre des composants modulateurs à hauts débits. En effet, une capacité parasite formée par la jonction entre les couches dopées p et n de part et d'autre du ruban, vient s'ajouter à la capacité de jonction C_j et limite fortement la bande passante. Ce problème peut être résolu en rendant isolant l'InP enterrant le ruban par l'incorporation de fer ou de ruthénium. La technologie SIBH est basée sur ce concept et possède tous les avantages des technologies BRS et pnBH sans la limitation de bande passante. La structure SIBH est schématisée en figure 2.8 pour une structure active où nous pouvons appliquer un courant/une tension et pour une structure passive.

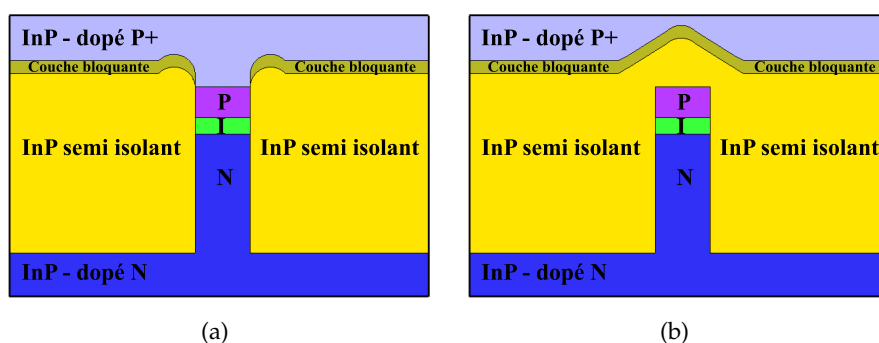


FIGURE 2.8 – Structure SIBH pour (a) une zone active et (b) une zone passive

2.2.2.2 Comparaison des structures

Durant sa thèse, Stéphane Gouraud a réalisé une comparaison de certaines techniques de la famille ruban appliquées aux modulateurs à électro-absorption. Nous présentons ici ses conclusions dans le tableau 2.1.

	« Deep-ridge »	« Shallow-ridge »	« SIBH »
Guidage de l'onde	+	-	++
Taux d'extinction	++	-	++
Efficacité d'application du champ sur la couche active	++	-	++
Pertes d'insertion	-	-	-
Pertes de couplage	-	+	++
Recouvrement avec le mode de la fibre	--	+	++
C_j /Bande passante	++	-	+
Tension de commande	++	-	++
Robustesse de la puce	--	+	++
Dissipation thermique	--	++	++

TABLE 2.1 – Comparaison de différentes techniques de réalisation de guide ruban pour les modulateurs [89]

Ce tableau montre bien la supériorité de la technique SIBH sur les autres structures de ruban. Cependant, le paramètre de complexité de réalisation n'a pas été pris en compte. L'enterrement SIBH du

ruban est bien plus contraignant à réaliser qu'un simple deep-ridge ou shallow-ridge du fait des étapes épitaxiales et technologiques supplémentaires qu'il faut mettre en place pour sa réalisation. Dans le cadre de notre étude nous appliquerons la technique SIBH.

2.2.3 Intégration photonique sur InP

Une des innovations technologiques majeures dans le domaine de l'électronique a été le développement des circuits intégrés électroniques. Les premiers transistors intégrés sur silicium ont tout de suite démontré leur supériorité sur les composants électroniques discrets possédant une unique fonction. De tels circuits ont révolutionné l'électronique et ont permis une amélioration des performances, une augmentation du nombre de fonctionnalités réalisables et une réduction des coûts. Les circuits intégrés ont engendré une industrie de plusieurs centaines de milliards de dollars.

De la même manière, l'intégration de plusieurs dispositifs opto-électroniques dans un circuit photonique est une étape essentielle au développement de l'industrie des télécommunications. Actuellement, la plupart des systèmes télécoms utilisent des composants discrets, ayant une fonction unique, qu'on interconnecte entre eux pour réaliser une fonction définie. Chaque composant est monté dans son propre module, avec sa propre alimentation et son propre refroidissement ce qui engendre des systèmes énergivores, encombrants et ayant des pertes optiques de couplage entre les différents composants. Le concept de circuit photonique intégré ou PIC, introduit par Miller en 1969 [106], consiste à intégrer monolithiquement sur un même substrat les différentes fonctions optiques d'un système opto-électronique. Ainsi, le circuit est monté dans un seul module avec un unique refroidissement. Les dimensions du système sont alors grandement réduites, l'énergie nécessaire à son fonctionnement diminue, les pertes optiques de couplage sont abaissées et les coûts de mise en module sont limités. Cette intégration présente de nombreux avantages ce qui explique que depuis les années 70, des circuits optiques intégrés de plus en plus complexes voient le jour : des intégrations monolithiques de plus de 200 composants ont même été démontrées. En plus de réaliser un historique des circuits photoniques, les publications de la société Infinera [107, 108], spécialisée dans le développement de PICs, permettent de bien comprendre les avantages de l'intégration monolithique et présentent plusieurs exemples de PICs.

Les dispositifs passifs et actifs d'un PIC nécessitent généralement des zones guidantes de nature différente (énergie de gap, confinement, absorption, ...). Afin d'obtenir les meilleures performances possibles pour chaque composant, nous devons faire appel à des techniques d'épitaxie et des procédés de réalisation technologique spécifiques pour intégrer efficacement ces différents dispositifs sur un même substrat. La figure 2.9 présente schématiquement les quatre

principales techniques utilisées pour l'intégration monolithique de zones actives et passives dans un même circuit photonique.

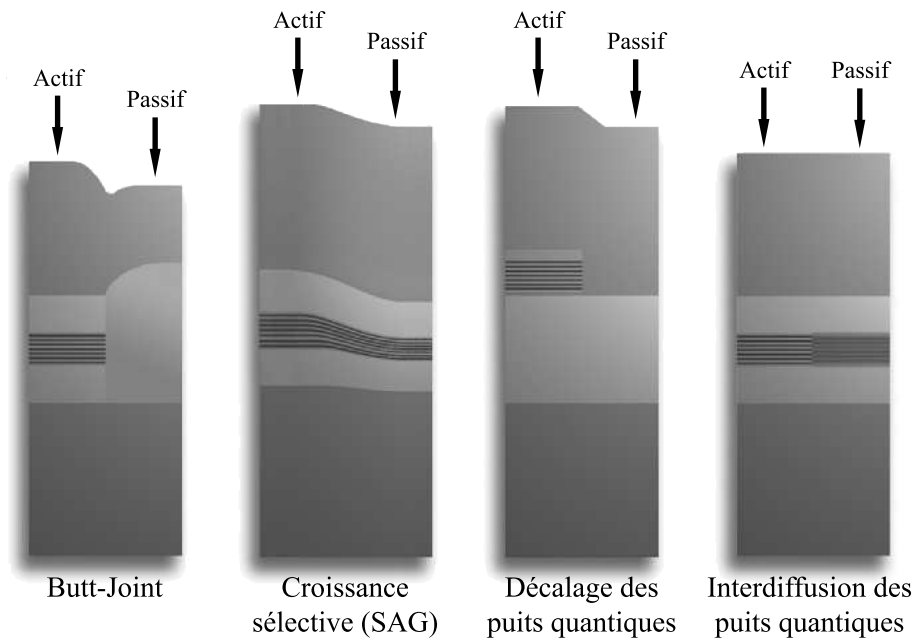


FIGURE 2.9 – Vue en coupe de différentes méthodes d'intégration monolithique actif-passif [109]

2.2.3.1 Butt-Joint

Dans la technique du bout à bout (butt-joint), une première étape d'épitaxie fait croître sur le substrat un matériau ayant une énergie de bande interdite optimisée pour la zone active d'un des dispositifs intégrés du circuit. Puis nous gravons localement l'empilement actif afin de former un caisson. Une nouvelle étape d'épitaxie assure la croissance, dans ce caisson, des matériaux destinés à une autre zone active ou à une zone passive. Ce procédé est réitéré un nombre de fois équivalent au nombre de zones actives et passives ayant une énergie de gap différente. La technique butt-joint est schématisée de façon simplifiée pour la définition d'une zone passive et d'une zone active sur les vues en coupe de la figure 2.9.

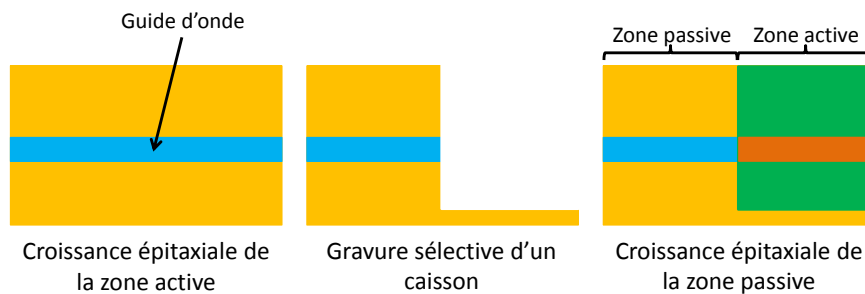


FIGURE 2.10 – Procédé de réalisation simplifié de la technique d'intégration butt-joint pour une zone passive et une zone active (vues en coupe)

Avec ce procédé il est possible d'obtenir des transitions abruptes

entre les différentes zones. De plus, chaque partie active ou passive du circuit peut disposer de matériaux totalement optimisés pour une fonction optique spécifique. Cependant, des difficultés existent :

- L’alignement entre les deux guides d’onde est critique et les technologies d’épitaxie et de gravure doivent être maîtrisées très précisément pour pouvoir avoir un bon résultat.
- Des zones de réflexion/absorption parfois assez fortes peuvent apparaître au niveau des interfaces de croissance entre les différentes zones. Des défauts générés lors de l’épitaxie ou bien la différence d’indice effectif entre les deux zones peuvent être la cause de ces réflexions.
- La réalisation d’un tel procédé peut devenir très contraignante si le nombre de zones actives et passives différentes est élevé.

Cette technique est largement utilisée à l’heure actuelle dans l’industrie opto-électronique pour réaliser des PICs simples tels que l’intégration d’un DFB et d’un EAM permettant de former un EML [110].

2.2.3.2 La croissance sélective

On peut aussi exploiter la croissance sélective (Selective Area Growth ou SAG) pour intégrer une section passive et une section active sur un même substrat. Dans cette technique on vient préalablement masquer partiellement la surface du wafer avec une couche mince diélectrique (Si_3N_4 ou SiO_2) qui empêche les matériaux III-V de cristalliser à sa surface lors d’une croissance épitaxiale MOVPE. Ceci engendre une modification locale des vitesses de croissance à proximité des masques diélectriques. Cette altération des vitesses de croissance peut être utilisée pour obtenir une variation d’épaisseur et de composition des matériaux qu’on fait croître. En fonction de la forme et de l’agencement des motifs de masquage à la surface du wafer, il est possible d’accomplir une ingénierie des bandes interdites. Par conséquent, des zones destinées à des composants passifs ou actifs pourront être définies. Le principe de la SAG est schématisé en figure 2.11 pour un composant nécessitant une zone passive et une zone active.

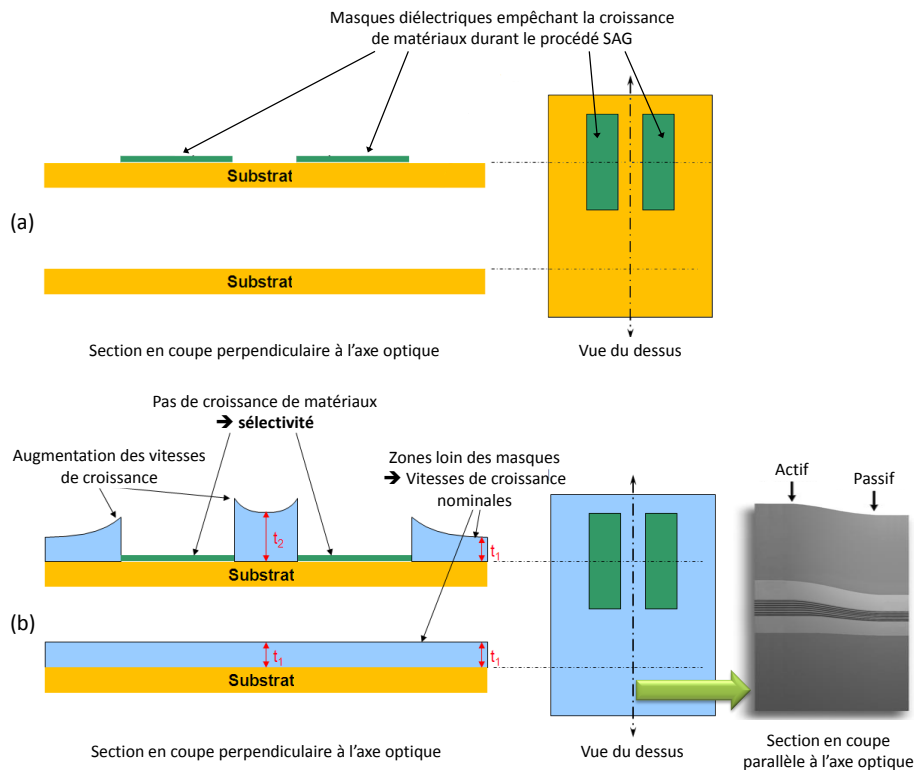


FIGURE 2.11 – Vues en coupe et de dessus (a) avant et (b) après la croissance sélective pour un composant ayant une zone passive et une zone active

Cette technique est très utile pour définir en une seule étape d'épitaxie plusieurs zones à la surface du wafer avec des puits quantiques possédant des énergies de bande interdite différentes. De plus, les interfaces entre les différentes zones étant continues et l'indice de réfraction variant graduellement pour passer d'une zone à l'autre, les réflexions entre celles-ci sont nulles. Toutefois, la croissance sélective possède quelques désavantages :

- une maîtrise poussée de la simulation de la croissance en phase vapeur est nécessaire pour concevoir les motifs des masques diélectriques,
- les transitions entre zones actives/passives ne sont pas abruptes ce qui rallonge la taille du composant
- les matériaux constituant chaque zone ne peuvent pas être aussi bien optimisés que dans le cas du butt-joint (un compromis sur les performances de chaque zone doit être effectué).

Le laboratoire III-V lab a acquis une expertise poussée dans ce domaine et de nombreux composants ont ainsi pu être intégrés sur un même substrat : EML [111], EAM-SOA [67], ... Une étude complète de la SAG pratiquée au III-V lab est disponible dans le rapport de thèse de Nicolas Dupuis [112].

2.2.3.3 Le décalage des puits quantiques

Cette méthode consiste à faire croître un empilement de deux cœurs de guides d'onde ayant une énergie de bande interdite différente et séparés par une couche d'InP. Généralement le cœur « bas »

est constitué d'un matériau massif qui guide la lumière avec peu de pertes optiques et le cœur « haut » est formé par une succession de puits quantiques dont la bande interdite se situe autour de la longueur d'onde d'émission/d'absorption souhaitée. La définition des zones passives s'effectue par la gravure des puits quantiques (la gravure chimique sélective permettra de s'arrêter sur la couche d'InP séparant les deux zones actives). Dans les zones actives, la lumière sera confinée dans les puits quantiques (car ils possèdent un indice de réfraction plus grand) et dans les zones passives elle se couplera dans le guide inférieur qui dispose d'un indice et d'une absorption plus faibles. Il est possible de définir des zones actives et des zones passives optimisées mais le nombre de gaps différents que nous pouvons obtenir par le biais de cette méthode est limité. Par conséquent, cette technique se prête mal à la conception de PICs complexes. Des lasers DBR intégrés à des EAMs [113], SOAs [114] ou MZMs [115] ont été démontrés en utilisant le principe de décalage des puits quantiques.

2.2.3.4 L'interdiffusion des puits quantiques

Cette alternative, pour définir des zones absorbantes et transparentes dans un composant, permet de réaliser un décalage sélectif du profil d'absorption du guide d'onde en contrôlant l'inter-diffusion entre les barrières et les puits quantiques après leur croissance. En effet, lors d'une étape de recuit à haute température, les composés Al et Ga des puits et barrières interdiffusent ce qui a pour conséquence de modifier le diagramme de bande de la structure et d'augmenter l'énergie de bande interdite. La problématique consiste à localiser cette interdiffusion dans des zones bien précises du wafer. Plusieurs solutions existent pour rendre l'interdiffusion sélective : diffusion de dopants surfaciques, implantation d'ions et apport localisé de chaleur par photo-absorption. En une étape épitaxiale et une étape d'interdiffusion, on peut donc définir des zones possédant différentes énergies de gap à la surface du wafer. Malgré sa facilité de mise en œuvre, cette méthode présente le désavantage de ne pas pouvoir modifier l'épaisseur de la zone guidante. Il est par conséquent difficile de fabriquer des composants récepteur de lumière avec cette technique car ceux-ci nécessitent des zones guidantes fines, non dopées avec une énergie de bande interdite plus faible que l'énergie des photons incidents. Plusieurs équipes de recherche ont intégré différents composants en se basant sur l'interdiffusion des puits quantiques [116, 109].

2.2.3.5 Comparaison des techniques d'intégration

Le tableau 2.2 provenant de [117] compare les différentes techniques d'intégration sur différents aspects : compacité, complexité, coût, pertes de couplage et de propagation ainsi que le nombre de bandgaps différents réalisables. La méthode d'intégration hybride, qui consiste à fabriquer chaque fonction sur des substrats différents

et optimisés, puis à les assembler, est présentée comme point de base de la comparaison étant donné qu'elle constitue la technique actuellement la plus répandue dans les systèmes de communication.

Technique	Compacité	Complexité	Coût de réalisation	E_g multiples	Couplage actif/passif	Pertes de propagation des zones passives
Intégration hybride	☹	☹	☹	☹	☹	☺
Butt-joint	☹	☹	☹	☹	☹	☹
Décalage des puits quantiques	☺	☺	☹	☹	☹	☹
Interdiffusion des puits quantiques	☺	☹	☺	☹	☺	☹
Croissance sélective SAG	☺	☺	☺	☺	☺	☹

TABLE 2.2 – Comparaison des différentes techniques d'intégration actif/passif [117]

Pour la réalisation des composants d'étude, nous utiliserons la technique de croissance sélective du fait de l'expertise sur ce sujet au III-V Lab et de la possibilité d'obtenir de nombreuses énergies de gap différentes sur un même wafer en une seule étape d'épitaxie.

2.3 LES DISPOSITIFS PHOTONIQUES SUR INP

2.3.1 Composants actifs

De multiples composants actifs différents peuvent être intégrés sur le matériau InP. Ils peuvent être classés en 3 grandes familles : les émetteurs, les modulateurs et les photo-récepteurs. Dans cette section, nous décrirons essentiellement les composants opto-électroniques actifs jugés pertinents dans le cadre de la thèse et des circuits étudiés. Pour les composants non décrits nous invitons le lecteur à parcourir l'ouvrage de H. Zappe [51] qui a procédé à une revue assez complète des différents composants actifs intégrables sur matériaux semi-conducteurs.

2.3.1.1 Diode Laser à réaction distribuée

Comme nous l'avons vu dans la section 2.1.2.1, il est possible d'obtenir sur semi-conducteurs III-V des diodes lasers simples comme celles présentées sur la figure 2.2. Lorsque la cavité optique nécessaire à la densification des photons est constituée seulement des deux miroirs situés au niveau des faces clivées (avec l'ajout éventuel de traitements haute-réflexivité ou anti-reflet), on associe le terme Fabry-Perot à ce type de cavité. On parle alors de réaction localisée. Les lasers utilisant une cavité Fabry-Perot sont très simples à fabriquer mais il est généralement difficile d'obtenir un fonctionnement monomode en longueur d'onde en utilisant cette structure. En effet, ce type de cavité manque de sélectivité et engendre un fonctionnement laser sur de multiples modes longitudinaux simultanément ou avec des sauts entre modes longitudinaux. Le contrôle de la longueur d'onde dans le domaine des télécommunications étant primordial, un tel fonctionnement ne peut pas être judicieux pour notre application.

Une façon simple d'obtenir une diode monomode en longueur d'onde consiste à introduire une variation périodique de l'indice effectif ou du gain par réalisation d'un réseau de Bragg sélectif en fréquence. La réaction localisée est alors remplacée par une réaction distribuée. La cavité reste une cavité de Fabry-Pérot mais le mode de résonance sélectionné est très proche de la longueur d'onde de Bragg du miroir pour laquelle les pertes par réflexion sont les plus faibles. L'étude du mécanisme de réaction distribuée dans les matériaux semi-conducteurs a conduit à la fabrication du premier laser à réaction distribuée en 1973 [118].

La figure 2.12 schématise le principe de fonctionnement de la réaction distribuée basée sur un réseau de Bragg. Au niveau de chaque dent du réseau, une partie de l'onde incidente est réfléchiée [119]. Ceci impose un accord de phase sélectif entre l'onde incidente et

l'onde réfléchie, qui s'exprime par :

$$k_I + k_R = \frac{2m\pi}{\Lambda} \quad (2.12)$$

où k_I et k_R sont respectivement les vecteurs d'onde de l'onde incidente et réfléchie, Λ est le pas du réseau de Bragg et m est un entier appelé ordre du réseau. Etant donné que $k_I = k_R = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda_B}$, l'équation 2.12 devient :

$$\lambda_B = \frac{2n_{eff}\Lambda}{m} \quad (2.13)$$

avec λ_B la longueur d'onde de Bragg et n_{eff} l'indice effectif vu par le mode incident. La réaction distribuée n'est alors importante qu'autour de cette longueur d'onde, d'où la possibilité d'imposer une longueur d'onde à la diode laser. La détermination précise du pas du réseau et donc de la longueur d'onde imposée, implique de bien connaître l'indice effectif du mode à la longueur d'onde de Bragg.

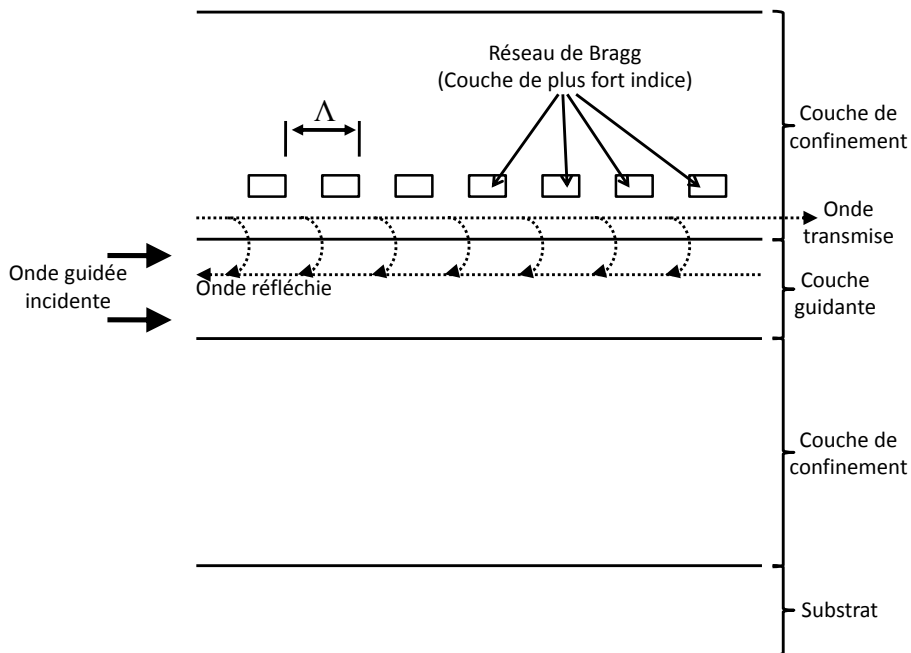


FIGURE 2.12 – Principe de fonctionnement de la réaction distribuée basée sur un réseau de Bragg

Le réseau devant être en interaction avec le mode guidé, il doit être situé dans la zone de décroissance du mode guidé et donc à proximité de la zone active. L'efficacité du réseau peut être contrôlée en fixant la distance entre le réseau et la couche active au moyen d'une couche (appelée « espaceur ») d'un matériau à large gap. Pour éviter les effets parasites pouvant être engendrés par la cavité Fabry-Pérot, les facettes clivées qui la constituent sont traitées anti-reflet. Le traitement haute réflectivité sur une seule des faces permet d'obtenir une émission unilatérale avec la totalité de la puissance émise par la facette traitée anti-reflet.

Deux structures de lasers basées sur le principe de la réaction distribuée sont largement utilisées en opto-électronique : les lasers à réaction distribuée (DFB) et les lasers à réflecteur de Bragg distribué (DBR).

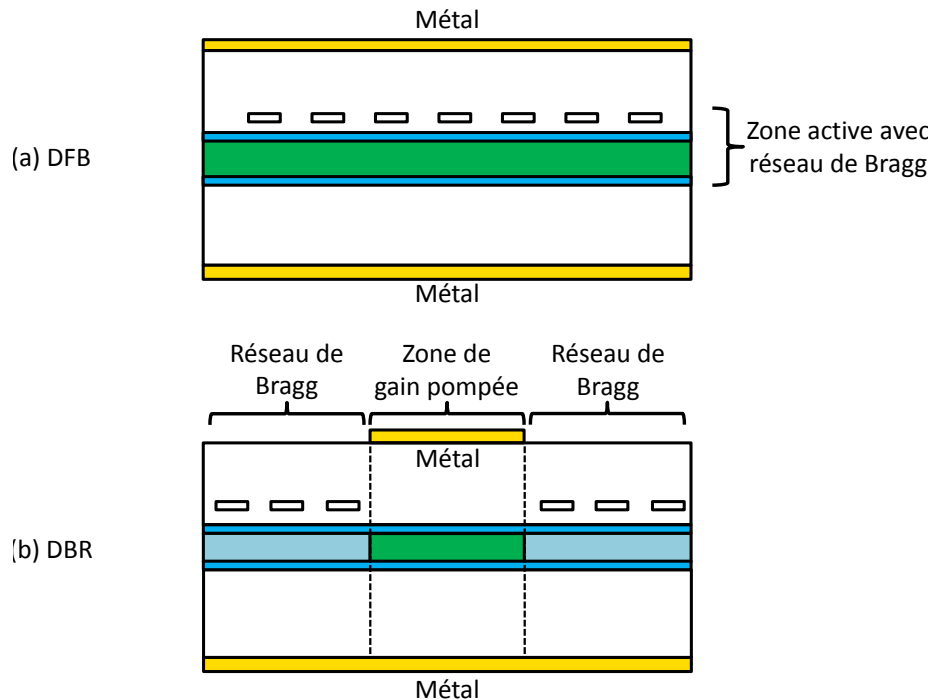


FIGURE 2.13 – Structures des deux types de lasers à réaction distribuée : (a) DFB et (b) DBR

Comme présenté sur la figure 2.13, dans le premier cas, la modulation périodique de l'indice s'effectue au-dessus ou dans la zone de gain du laser, alors que dans le second cas la zone de gain et la zone de modulation d'indice sont séparées. Les DFB sont plus simples à fabriquer, présentent moins de pertes et possèdent un courant de seuil d'émission laser plus faible que les DBR [120]. Pour une puissance de sortie donnée ils permettent d'obtenir des composants émetteurs de plus faible encombrement que les DBR. L'un des grands intérêts des lasers DBR réside dans leur accordabilité en longueur d'onde (sur une vingtaine de nanomètres) rendue possible grâce à la modification d'indice dans la partie réseau de Bragg par injection de porteurs. Dans les DFB ceci est impossible, seul un accord de la longueur d'onde de façon thermique peut être réalisé mais il reste limité à 4-5 nanomètres [121]. Ces deux types de dispositifs émetteurs sont largement utilisés dans les systèmes télécoms actuels du fait de leur compacité, de leur faible consommation et coût. Pour nos composants, nous utiliserons un laser DFB du fait de ses avantages.

2.3.1.2 Modulateur à électro-absorption

Les effets gouvernant les modulateurs à électro-absorption ayant été décrits en section 1.3.4, nous discuterons ici plus en détail des paramètres de conception des EAMs à puits quantiques. Pour rappel,

un EAM est une diode PIN polarisée en inverse dont l'effet électro-absorbant en fonction de la tension appliquée autorise la modulation de l'intensité de la lumière. Dans le cas des EAMs à base de puits quantiques, le phénomène d'électro-absorption est gouverné par l'effet QCSE qui permet de modifier l'absorption en fonction du champ électrique appliqué, comme le montre la figure 2.14.

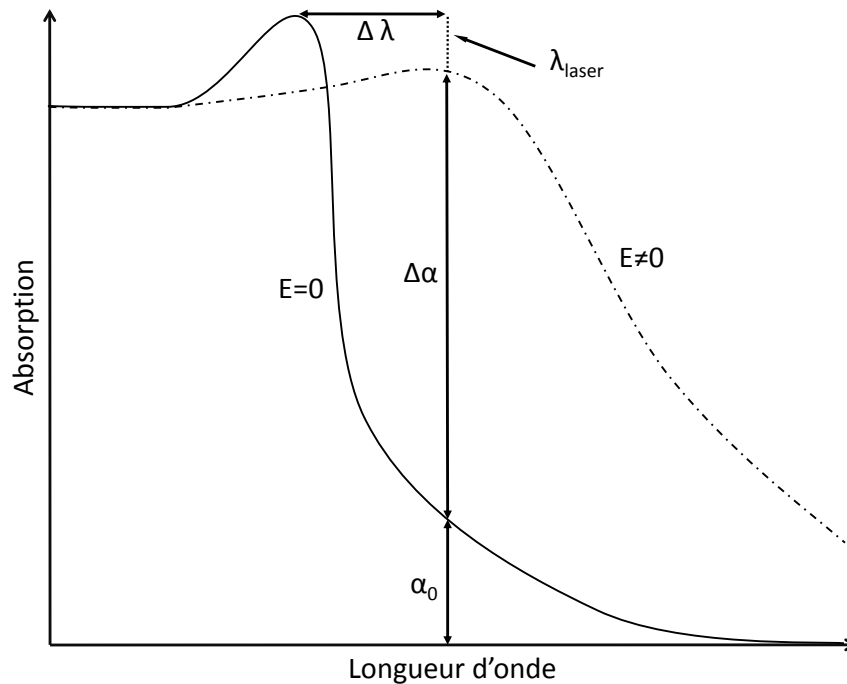


FIGURE 2.14 – Modification de l'absorption lors de l'application d'un champ électrique dans une diode PIN semi-conductrice gouvernée par l'effet QCSE

La courbe d'absorption (et donc les caractéristiques des puits quantiques) de l'EAM est choisie de façon qu'en absence de champ électrique appliqué ($E = 0$), la longueur d'onde laser λ_{Laser} ne soit que très peu absorbée : le modulateur est dans l'état passant ou ouvert et un 1 optique est généré. Lors de l'application d'une tension de contrôle ($E \neq 0$), la courbe d'absorption des puits quantiques est décalée vers les grandes longueurs d'onde par l'effet QCSE et la longueur d'onde d'émission du laser est absorbée : le modulateur est dans un état bloquant ou fermé et un 0 optique est généré. La modulation d'amplitude est donc possible de cette façon.

Pour caractériser le contraste entre les deux états du modulateur, on définit, pour une longueur d'onde donnée, deux paramètres :

- α_0 l'absorption à l'état passant,
- $\Delta\alpha$ la variation d'absorption entre l'état passant et l'état bloquant.

Pour limiter les possibles erreurs d'interprétation entre les 1 et les 0 optiques lors de la détection du signal modulé et pour bien distinguer les deux états, il est nécessaire que $\Delta\alpha$ soit le plus grand possible. Cependant, pour limiter les pertes du composant il faut que α_0 soit le plus faible possible. Le contraste de fonctionnement, aussi appelé profondeur de modulation, est alors égal au rapport $\Delta\alpha/\alpha_0$; il doit être le plus grand possible pour obtenir un modulateur

performant. α_0 et $\Delta\alpha$ sont représentées à la longueur d'onde laser sur la figure 2.14. A partir de ces deux valeurs d'absorption, deux autres caractéristiques des EAMs peuvent être calculées :

- Le taux d'extinction :

$$ER(dB) = 10 \log(\exp(-\Gamma\Delta\alpha L)) \quad (2.14)$$

- L'atténuation en mode passant :

$$\alpha_{ON}(dB) = 10 \log(\exp(-\Gamma\alpha_0 L)) \quad (2.15)$$

avec Γ le facteur de confinement dans les puits quantiques et L la longueur du modulateur. Il est visible sur la figure 2.14 que l'écart $\Delta\lambda$ entre la longueur d'onde du laser et le pic d'absorption des puits sans champ appliqué aura un impact important sur ces deux paramètres et sur la profondeur de modulation.

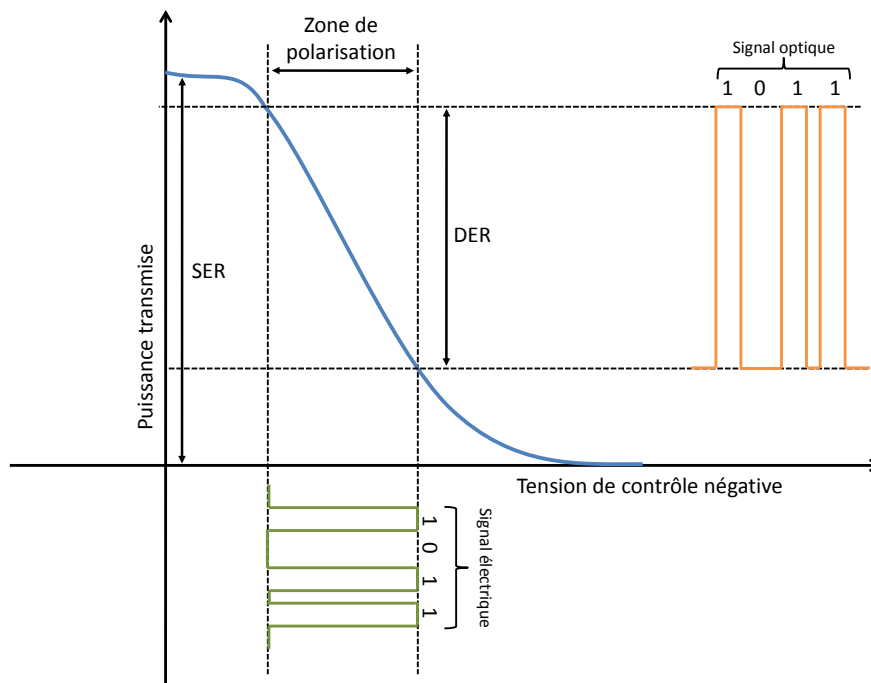


FIGURE 2.15 – Fonction de transfert d'un EAM

La figure 2.15 présente la fonction de transfert typique d'un EAM. Elle nous informe sur comment passer d'un signal électrique modulé à un signal optique modulé. Contrairement à la modulation de type statique, lors de la modulation dynamique à hauts débits il est nécessaire que la tension de contrôle soit la plus faible possible pour des raisons de dissipation thermique et de réalisation des circuits de commande à de telles fréquences. Nous polarisons au préalable le modulateur (ce qui augmentera l'absorption à l'état passant) afin de se placer dans sa zone d'extinction linéaire. De cette manière, les 1 seront générés par le haut de cette zone linéaire sans ajout d'une tension de contrôle. Les 0 optiques, quant à eux, seront obtenus par application d'une tension de contrôle faible qui permettra d'atteindre l'absorption maximale dans cette zone linéaire de la fonction de transfert de l'EAM. Il est important de distinguer

le taux d'extinction statique SER, obtenu par modulation statique de l'EAM sans polarisation préalable de celui-ci, du taux d'extinction dynamique DER, obtenu par modulation dynamique à hauts débits de l'EAM. Le SER est obligatoirement égal ou supérieur au DER.

La réponse en fréquence d'un modulateur à électro-absorption peut être modélisée de façon simplifiée par le circuit électrique équivalent [122] présenté en figure 2.16.

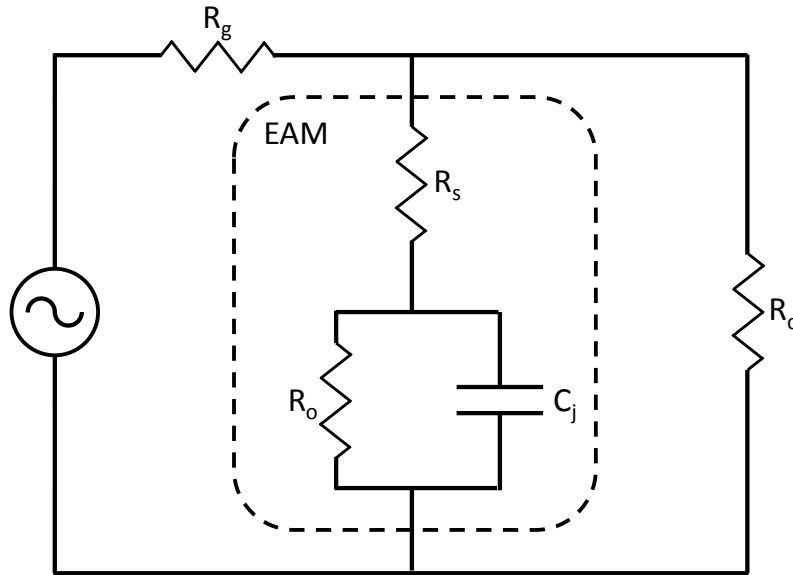


FIGURE 2.16 – Circuit équivalent simplifié d'un EAM

Les différents composants de ce circuit sont les suivants :

- C_j est la capacité de la jonction PIN de l'EAM. Elle peut être soit déterminée par simple mesure de capacité en fonction de voltage en utilisant un capacimètre, soit calculée directement. En effet, cette capacité dépend de la valeur de la constante diélectrique ϵ_I du matériau électro-absorbant et des dimensions du composant (S la surface de la jonction et t_I l'épaisseur de la zone déplétée dans la jonction qui correspond à l'épaisseur de la zone non intentionnellement dopée si les profils de dopage des matériaux sont bien définis) selon la formule :

$$C_j = \frac{\epsilon_I S}{t_I} \quad (2.16)$$

- R_o est une résistance dynamique représentant la variation de photo-courant généré par l'absorption en fonction de la tension appliquée à la jonction. Elle peut être déterminée par la relation qu'il existe entre le photo-courant de l'EAM et la tension appliquée [123]. Pour déduire la valeur de cette résistance expérimentalement, il faut calculer la pente de la courbe $I(V)$ en inverse avec une puissance optique en entrée du modulateur. La valeur de cette résistance est généralement assez grande ($\approx 0,5-2 \text{ k}\Omega$) ; elle peut donc être remplacée par un circuit ouvert.

- R_s est la résistance série de l'EAM. Elle peut être mesurée expérimentalement en traçant, à fort courant, la courbe $I(V)$ en direct du modulateur et en calculant sa pente. Elle peut aussi être estimée en prenant en compte la résistance ohmique de contact des électrodes métalliques à laquelle on ajoute la résistance massive des matériaux semi-conducteurs de la jonction. Cette résistance est idéalement de quelques ohms.
- R_g est l'impédance du générateur de tension auquel on a connecté l'EAM. Elle possède une valeur de 50Ω
- R_c est la résistance de charge à laquelle on connecte le circuit afin de minimiser la réflexion du signal électrique hyperfréquence (HF) qui sera appliqué sur l'EAM lors de modulation à hauts débits.

Ce circuit équivalent est très simplifié :

- la capacité de jonction est assimilée à une simple capacité plan,
- les capacités parasites (de l'ordre de quelques fF) ainsi que les résistances de fuites (supérieures au $M\Omega$ normalement) ne sont pas prises en compte,
- certains effets selfiques du circuit sont négligés.

Il permet cependant d'obtenir des modélisations du comportement en fréquence des EAMs en accord avec des résultats pratiques [122]. La bande passante à -3 dB d'un tel circuit est donnée par la formule :

$$v_{3dB} = \frac{1}{2\pi \left(R_s + \left(\frac{1}{R_c} + \frac{1}{R_g} \right)^{-1} \right) C_j} \quad (2.17)$$

Prenant généralement $R_c = R_g = 50 \Omega$ pour diminuer la réflexion du signal HF lors de la modulation, cette bande passante sera limitée par les valeurs de R_s , R_c et C_j . Pour augmenter la bande passante on peut chercher à :

- diminuer la résistance de charge R_c mais il faut alors que R_s soit faible et que les réflexions du signal HF, induites par l'adaptation d'impédance, restent correctes.
- réduire la capacité de jonction C_j . En effet, comme le montre la relation 2.16, cette caractéristique dépend des dimensions du modulateur. Un modulateur moins large, moins long ou ayant une zone non dopée moins épaisse aura une plus faible capacité. Cependant, ces deux dernières réductions se font aux dépens du taux d'extinction de l'EAM (cf. équation 2.14).
- abaisser la résistance série R_s du modulateur en augmentant la surface des électrodes métalliques (R_s est inversement proportionnelle à la surface des contacts).

Comme nous venons de le voir, la conception des EAMs passe par la réalisation de plusieurs compromis sur les performances du composant. Généralement la longueur du modulateur est choisie pour obtenir le taux d'extinction souhaité, la largeur du guide doit être la plus faible possible pour avoir un comportement monomode

et augmenter la bande passante, l'épaisseur de la zone active est sélectionnée pour viser un facteur de confinement spécifique, ...

2.3.1.3 Atténuateur optique variable

Les atténuateurs optiques variables (VOAs) sont des EAMs de faibles dimensions qui atténuent la lumière dans un guide optique afin d'obtenir une puissance lumineuse spécifique. Ils fonctionnent de la même façon que les EAMs mais ne seront pas modulés à hauts débits. Une tension continue (DC) inverse leur sera appliquée pour qu'ils absorbent une quantité donnée de lumière. Ils sont utiles dans les circuits où on souhaite éviter la saturation d'un composant, ou bien si on désire égaliser la puissance optique entre plusieurs chemins optiques.

2.3.1.4 Amplificateur Optique à Semi-conducteurs

Les Amplificateurs Optiques à Semi-conducteurs (SOAs) permettent d'amplifier un signal lumineux incident pour compenser les pertes optiques lors de la propagation de ce signal dans un système optique. Ils représentent une bonne alternative aux amplificateurs à fibre dopée erbium (EDFAs) qui ne sont pas intégrables monolithiquement et qui ont une bande spectrale d'amplification plus limitée.

Un SOA fonctionne de façon similaire à un laser. Il s'agit d'une diode PIN dont le guide d'onde est constitué par un matériau amplificateur. L'injection de porteurs aux bornes de ce composant opto-électronique génère un phénomène d'émission stimulée qui amplifie un signal optique incident. La différence avec un laser provient de la suppression de la cavité Fabry-Perot (qui assure le phénomène de rétroaction) par un traitement anti-reflet des facettes d'entrée et de sortie de la cavité. Un SOA est caractérisé par son gain G qui correspond au ratio de puissance entre le signal amplifié en sortie et le signal incident en entrée [124] :

$$G = \frac{P_{out}}{P_{in}} \quad (2.18)$$

$$= \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)G_{lin}}{(1 - G_{lin}\sqrt{R_1R_2})^2 + \left(4\sqrt{R_1R_2}G_{lin}\sin^2\left(\frac{2\pi n_{eff}L}{\lambda}\right)\right)}$$

où R_1 et R_2 sont les réflectivités des faces d'entrée et de sortie, L la longueur de la zone de gain du SOA, n_{eff} l'indice effectif dans le SOA, λ la longueur d'onde de fonctionnement et G_{lin} le gain interne linéaire du SOA. Les pertes d'insertion ne sont pas prises en compte dans cette formule. Le gain linéaire interne est défini par :

$$G_{lin} = \exp((\Gamma g - \alpha_i)L) \quad (2.19)$$

avec Γ le confinement optique dans le matériau à gain, g le gain du matériau et α_i les pertes par absorption internes au SOA.

Pour caractériser l'efficacité en gain d'un SOA dans le domaine spectral, on définit sa bande passante de gain B_g comme étant la plage de longueur d'onde dans laquelle le gain du SOA est supérieur à la moitié de sa valeur maximale. En traçant la variation du gain G en fonction de la longueur d'onde, il est aisé de déterminer la valeur de B_g . Il est ainsi possible de connaître la bande spectrale où le SOA sera le plus efficace pour amplifier un signal.

Un paramètre important pour quantifier le bruit généré par le SOA est le facteur de bruit F défini par le ratio entre le rapport signal sur bruit à l'entrée du SOA (SNR_{in}) et le rapport signal sur bruit à la sortie du SOA (SNR_{out}) [125] :

$$F = \frac{SNR_{in}}{SNR_{out}} \quad (2.20)$$

Le bruit engendré par le SOA provient principalement du battement signal-émission spontanée et du bruit de grenaille (bruit provenant des fluctuations du courant électrique dans le matériau causées par les charges électroniques). Pour un SOA intégré dans un circuit photonique, les calculs ont démontré que si $G \gg 1$ alors le facteur de bruit est égal à [126] :

$$F = 2n_{sp} \quad (2.21)$$

où n_{sp} est le facteur d'émission spontanée.

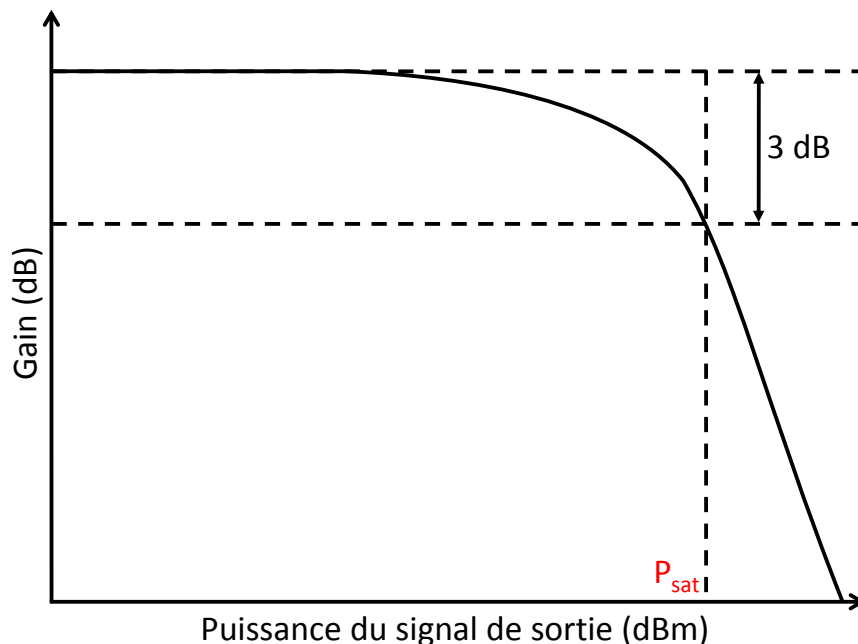


FIGURE 2.17 – Caractéristique typique du gain d'un SOA en fonction de la puissance de sortie [126]

Le gain d'un SOA est influencé à la fois par la puissance d'entrée et le bruit interne généré par le processus d'amplification. Lorsque la

puissance du signal en entrée augmente, l'émission stimulée devient plus forte dans la cavité et le nombre de porteurs dans la zone active diminue (diminution de l'inversion de population dans les niveaux énergétiques) ce qui a pour conséquence de saturer le gain. Cette saturation peut générer des distorsions du signal et limiter le gain atteignable quand les SOAs sont utilisés comme amplificateurs pour plusieurs longueurs d'onde en même temps. Le graphique de la figure 2.17 présente le gain d'un SOA en fonction de la puissance de sortie.

On définit la puissance de saturation P_{Sat} (à une longueur d'onde et un courant d'injection fixés) comme étant la puissance de sortie à partir de laquelle le gain est réduit de 3 dB.

Etant donné leurs caractéristiques opto-électroniques et les effets non linéaires qu'ils peuvent posséder, les SOAs sont utilisés dans de très nombreuses applications, dépassant la simple amplification :

- Modulateur de phase et d'intensité [127, 128]
- Convertisseur de longueur d'onde [129]
- Portes optiques [130]
- Régénération de signaux optiques [131]
- ...

2.3.1.5 Les déphaseurs

Nous nous intéresserons ici aux modulateurs de phase nommés déphaseurs ou Phase Shifters (PS). Ils permettent de fixer une phase précise dans un guide d'onde (pas de modulation de phase à hauts débits) en injectant des porteurs dans le matériau semi-conducteur par un courant continu. Comme nous l'avons vu au chapitre 1, l'injection de porteurs dans un matériau semi-conducteur engendre une variation d'indice qui conduit à une modification de la phase de l'onde. Dans cette configuration, la variation d'indice est gouvernée principalement par trois effets [50] :

- **L'effet plasma** (aussi appelé absorption par porteurs libres) est un effet intra-bande. Dans cet effet, un porteur libre (électron ou trou) peut absorber un photon pour atteindre un état d'énergie plus haut dans la bande. La conservation du vecteur d'onde est réalisée par l'interaction avec un phonon ou une impureté. Cette transition produit une faible variation d'absorption qui mène à une diminution de l'indice peu dépendante de la longueur d'onde.
- **Le remplissage des bandes** modifie quant à lui l'absorption (et donc l'indice selon les relations de Kramers-Kronig) du matériau. En effet, lors de l'injection de porteurs, les électrons remplissent les niveaux bas de la bande de conduction et les trous les niveaux hauts de la bande de valence. Avec les niveaux bas de la bande de conduction remplis, les électrons de la bande de valence nécessitent des énergies plus grandes que l'énergie de bande interdite nominale (les électrons ne peuvent aller que dans les niveaux où il y a de la place) pour être excités

optiquement (via l'absorption d'un photon) vers la bande de conduction.

- **La réduction de l'énergie de bande interdite** intervient lors de l'injection de porteurs libres dans le matériau et modifie le gap du matériau. En effet, les électrons injectés occupent les états inférieurs de la bande de conduction. S'ils sont assez nombreux, leurs fonctions d'onde se chevauchent, formant ainsi un gaz de particules interagissant entre elles ; les électrons se repoussent les uns des autres du fait des forces de Coulomb et les électrons de même spin s'évitent pour des raisons statistiques. Ces répulsions écrantent le champ du réseau cristallin ce qui mène à une diminution de la bande de conduction. Un phénomène similaire touche les trous de la bande de valence et engendre une diminution de l'énergie de la bande de valence. Il en résulte une diminution de l'énergie de bande interdite.

Les différentes équations liées à ces effets ainsi que des modélisations sur la variation de phase en fonction de l'injection de porteurs sont reportées dans l'annexe A. Il est démontré que dans nos structures de composants, de faibles courants peuvent conduire aux décalages de phases nécessaires à atteindre dans les différents bras des circuits photoniques d'étude.

2.3.2 Composants passifs

Dans cette section nous présenterons les composants passifs (sur lesquels aucun courant ou aucune tension n'est appliqué) qui seront intégrés dans les circuits photoniques d'étude. Nous explorerons ici seulement un panel restreint de dispositifs passifs. Si le lecteur souhaite approfondir le sujet il peut se référer aux documents [132, 133, 134, 135, 136]. Dans les paragraphes suivants, le guide d'onde aura une structure en ruban.

2.3.2.1 Guide courbé

Dans la conception des circuits photoniques intégrés, les guides rubans courbés sont des briques de base pour l'interconnexion entre différents dispositifs qui ne sont pas sur le même axe. Plusieurs types de guides courbés existent :

- la figure 2.18(a) présente un guide courbé simple qui utilise un arc de cercle de rayon de courbure R pour faire tourner le guide d'onde d'un angle θ par rapport au guide d'entrée.
- Si une translation T sur l'axe du guide est nécessaire, il est possible d'utiliser un guide courbé en S (ou S-bend) comme proposé en figure 2.18(b). Cette géométrie de guide en S est la plus simple parmi les nombreuses géométries de S-bends disponibles : elle est constituée de deux arcs de cercle de rayon de courbure R qui sont connectés par un guide droit incliné d'un angle θ par rapport au guide d'entrée. D'autres géométries

de guides en S sont étudiées dans la publication de R. Baets [137].

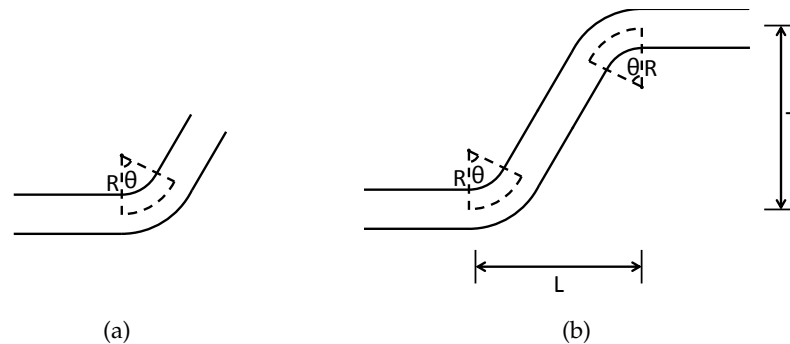


FIGURE 2.18 – Géométries de guides courbés : (a) guide courbé simple et (b) guide courbé en S (ou S-bend)

La figure 2.19 offre les résultats de simulations réalisées sous BeamPROP pour étudier la propagation d'une onde lumineuse dans un guide ruban courbé non optimisé en dimension. On observe que la courbure du guide courbé engendre une déformation du mode lors de sa propagation ce qui génère de forts rayonnements de lumière et donc des pertes optiques. La conception des guides courbés est critique car si leurs dimensions ne sont pas optimisées les pertes par rayonnement de la lumière se propageant en leur sein peuvent être élevées. De nombreuses études [137, 138, 139, 140] ont permis de modéliser ses pertes et de faciliter le design des guides courbés.

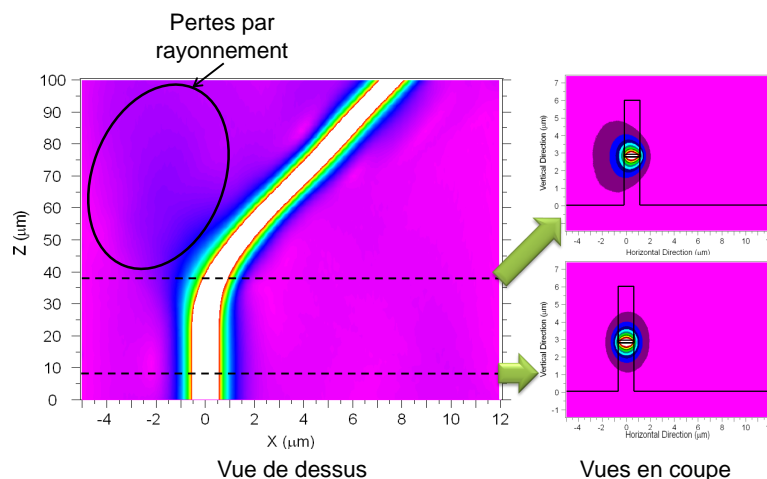


FIGURE 2.19 – Simulation BPM de la propagation de la lumière dans un guide courbé simple non optimisé

Les guides courbés en plus de la simple fonction d'interconnexion entre composants dans un circuit photonique intégré, peuvent aussi être utilisés pour le design de composants spécifiques tels que les résonateurs à anneaux [141], les lignes à retard [142], les atténuateurs à guide en S [143] et les démultiplexeurs à réseaux de guides d'onde (AWG) [144].

2.3.2.2 Adaptateur de mode ou Taper

L'efficacité de couplage optique C entre deux dispositifs optiques est définie, lorsqu'on se place dans le cas où les conditions de positionnement et d'alignement des deux dispositifs sont optimales, par la formule suivante :

$$C = \eta \cdot \frac{|\iint \phi_1 \phi_2^* dx dy|^2}{\iint |\phi_1|^2 dx dy \iint |\phi_2|^2 dx dy} \quad (2.22)$$

où ϕ_1 est le mode propre du premier composant, ϕ_2 le mode propre du second composant et η le coefficient de transmission entre les deux composants. Ce coefficient est maximal et proche de l'unité si les modes se propageant dans les deux dispositifs ont une forme et des dimensions proches. Si les deux dispositifs possèdent des modes différents, des pertes de couplage apparaissent : $P_{couplage} = 10 \log C$. Une solution pour minimiser ces pertes consiste à utiliser un adaptateur de mode ou Taper qui a pour rôle de faire correspondre le mode propre en sortie d'un des composants au mode propre de l'autre composant. Si le taper est intégré au composant qui a le plus petit mode propre, il faut donc déconfiner ce mode en modifiant l'indice effectif à la sortie du premier composant. Pour ce faire, plusieurs techniques sont couramment utilisées :

- **La réduction des dimensions géométriques de la zone de guidage** permet de diminuer l'indice effectif et le facteur de confinement ce qui accroît la taille du mode optique en sortie du composant. La réduction de largeur peut être obtenue lors de la fabrication technologique par définition lithographique du profil de guide, alors que la réduction d'épaisseur est généralement effectuée lors de la croissance des matériaux des zones guidantes. Des procédés technologiques assez spécifiques, tels que les masques à niveaux de gris, peuvent mener à cette réduction de dimension verticale, mais ils sont peu utilisés du fait de leur complexité [145].
- Le changement progressif de composition des matériaux de la zone guidante à la fin du composant fait varier doucement l'indice de réfraction de la zone active ce qui conduit à réaliser un **taper matériau** qui déconfinera le mode. Un tel adaptateur de mode est réalisé via l'utilisation de techniques d'épitaxie des matériaux semi-conducteurs spécifiques telles que la croissance sélective que nous présenterons par la suite.
- L'ajout, à la fin du composant et en dessous / au-dessus de la zone de guidage, d'une couche (nommée « semelle ») ayant un indice élevé conduit à une expansion du mode vers cette couche. Cet **adaptateur de mode en semelle** ne doit pas absorber l'onde guidée afin de limiter les pertes. De plus, son emplacement ainsi que sa géométrie sont critiques car il peut déformer le mode dans des proportions non bénéfiques au couplage.

Dans notre cas, les différents composants étant intégrés, l'adaptation de mode entre les différents dispositifs se fera de manière

continue par des tapers matériaux et des réductions d'épaisseur de zone active du fait du procédé de croissance sélective utilisé. Seul le couplage entre le guide de sortie des composants et la fibre optique nécessitera la mise en place d'un adaptateur de mode spécifique. Nous utiliserons à la fois un taper matériau couplé à une réduction de l'épaisseur de la zone active, provenant de la méthode de croissance sélective, et la réduction de largeur de guide de sortie introduite lors de la réalisation technologique du composant. Une fibre optique possédant une micro-lentille sera aussi utilisée afin de rapprocher le mode d'entrée de la fibre de celui obtenu en sortie du composant. Cependant, cette fibre micro-lentillée ne réduira pas les tolérances d'alignement. L'intérêt des adaptateurs, en plus de limiter les pertes de couplage, consiste à relâcher les tolérances d'alignement et donc à permettre un assemblage entre composants plus aisé et à plus faible coût. Un rapport rédigé au III-V Lab [146] se focalise sur l'étude des différentes techniques d'adaptation de mode et propose les solutions optimales pour nos structures de composants opto-électroniques. Nous utiliserons ces résultats pour les adaptateurs de mode que nous mettrons en place dans nos composants d'étude.

2.3.2.3 Jonction Y

En opto-électronique, les jonctions Y sont des dispositifs largement utilisés pour diviser un faisceau optique en plusieurs voies ou pour recombinaison plusieurs faisceaux en une seule voie. La figure 2.20(a) présente une jonction Y assurant la division d'un mode optique en deux voies et la figure 2.20(b) une jonction Y combinant deux faisceaux optiques en un seul. Les jonctions Y avec un nombre arbitraire de bras peuvent être utilisées pour diviser ou combiner différents modes provenant de guides d'onde, mais en pratique leur conception n'est pas aisée et leurs performances (réflexion, équilibrage des bras) ne sont pas optimales.

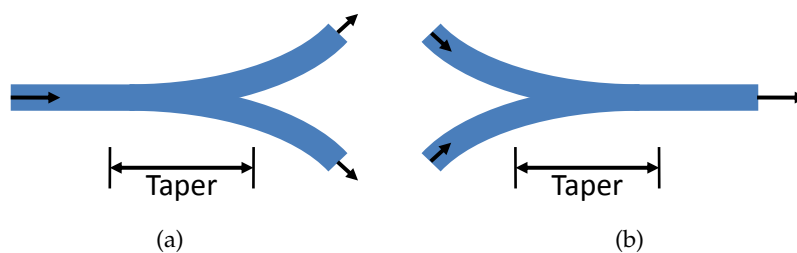


FIGURE 2.20 – Jonctions Y permettant (a) la division et la (b) recombinaison de faisceaux optiques

Dans la région Taper entre le guide droit et les différents bras se séparant, la largeur du guide est souvent assez large pour autoriser la propagation de modes optiques d'ordre supérieur. Dans le cas du diviseur, le guide d'onde monomode d'entrée excite ces modes d'ordre supérieur qui à leur tour excitent les modes des deux guides monomodes de sortie. Une partie de l'énergie provenant de ces modes d'ordre supérieur peut être radiée dans le substrat après

la jonction car les guides de sortie ne supportent pas la propagation de ces modes. Ceci se produit de façon similaire dans le cas du coupleur. De plus, si un seul des guides d'entrée du coupleur est excité, cela se traduit par une perte de 3 dB sur la puissance couplée dans le guide de sortie. Par conséquent, une fraction de la puissance combinée ou divisée est toujours perdue dans la structure contrairement à d'autres types de coupleur/diviseur de faisceaux que nous présenterons au paragraphe suivant. L'article de M. Izutsu [147] présente le fonctionnement d'une jonction Y en détail.

La fin abrupte du taper multimode peut aussi donner lieu à des pertes par rayonnement qui seront plus visibles dans le cas où la jonction Y est utilisée pour diviser un faisceau en deux voies. Sur la figure 2.21, des simulations de propagation optique dans deux jonctions Y, l'une idéale et l'autre non idéale (où le taper se termine de manière abrupte), permettent de bien observer le phénomène. Les procédés technologiques de réalisation n'étant pas parfaits ils peuvent occasionner une mauvaise définition des pointes et ainsi mener aisément à la situation de la figure 2.21(b).

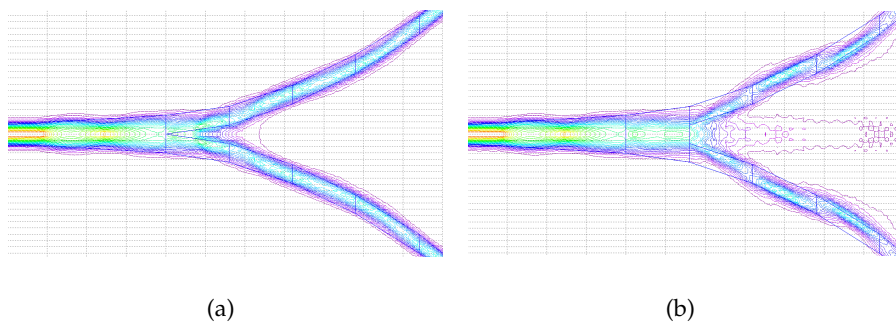


FIGURE 2.21 – Simulations de propagation optique (a) dans une jonction Y idéale et (b) dans une jonction Y non idéale

Si nous ne pouvons pas atteindre la tenue des cotes souhaitée avec les procédés de fabrication choisis, une des solutions pour lutter contre ces pertes par rayonnement consiste à minimiser l'angle de séparation entre les deux guides de sortie. Néanmoins ceci provoque l'allongement des jonctions Y. Une jonction Y dans le sens coupleur est beaucoup plus tolérante concernant ce problème. Pour cette raison associée au fait que les jonctions Y à plus de 2 bras sont difficiles à concevoir, seules des jonctions Y à deux voies dans le sens coupleur seront utilisées dans nos composants. Un autre type de coupleur/diviseur de faisceaux optiques sera utilisé dans les composants d'étude : les Interféromètres MultiModes.

2.3.2.4 Interféromètre MultiMode (MMI)

Un MMI (MultiMode Interferometer) est un composant passif constitué d'un « coeur » pouvant guider plusieurs modes (souvent > 3). Afin d'injecter et de récupérer un faisceau optique dans cette zone multimode, plusieurs guides d'onde (mono ou multi modes) sont positionnés en entrée et en sortie. On appelle alors un tel

dispositif un MMI $N \times M$ où N et M correspondent respectivement aux guides positionnés à l'entrée et à la sortie de la partie multimode. La structure d'un MMI classique est exposée en figure 2.22. Les MMIs se basent sur le concept des images propres décrit pour la première fois par Talbot en 1836 [148] et repris par la suite à partir de 1972 [149, 150]. Le principe d'images propres est une propriété des guides d'onde multimodes selon laquelle un champ à l'entrée du guide est reproduit en images simples ou multiples à certains intervalles périodiques le long de la direction de propagation du guide.

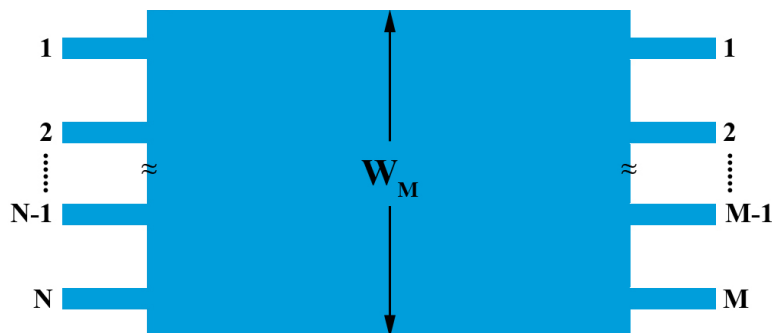


FIGURE 2.22 – Schéma général d'un MMI $N \times M$

La figure 2.23 présente un guide d'onde ruban multimode de largeur W_M . Ce guide d'onde est constitué par un guide ruban d'indice de réfraction n_r entouré par un matériau d'indice plus faible n_c . Dans le cas d'empilement de couches semi-conductrices, n_r et n_c sont égaux aux indices effectifs à 1 dimension n_{eff1D} , respectivement, des couches constituant le guide multimode et de celles entourant celui-ci.

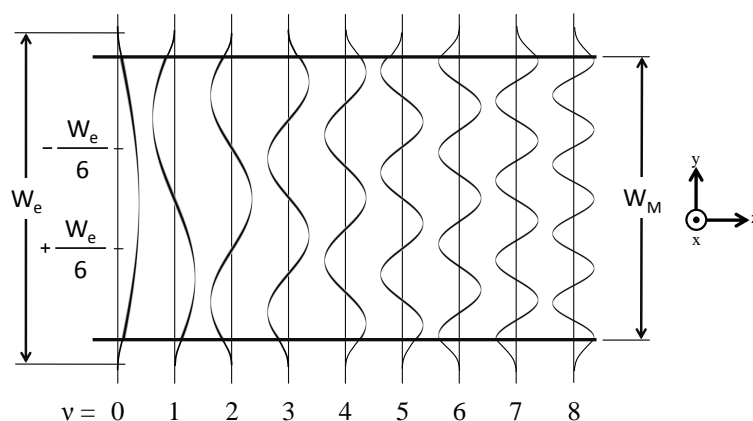


FIGURE 2.23 – Profil en amplitude normalisée correspondant aux 9 premiers modes se propageant dans un guide d'onde ruban multimode [151]

Ce guide multimode permet la propagation, à une longueur d'onde λ , de m modes latéraux (comme le montre la figure 2.23) numérotés $\nu = 0, 1, \dots, (m - 1)$. Le nombre d'onde latéral $k_{y\nu}$ et les constantes de propagation β_ν sont reliés à l'indice n_r du ridge par la relation de dispersion :

$$k_{y\nu}^2 + \beta_\nu^2 = k_0^2 n_r^2 \quad (2.23)$$

avec

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \text{ et } k_{y\nu} = \frac{(\nu + 1)\pi}{W_{e\nu}} \quad (2.24)$$

où la largeur effective du guide $W_{e\nu}$ prend en compte la profondeur de pénétration latérale de chaque mode, associée au décalage de Goos-Hähnchen aux frontières du guide. En général, on approximera les largeurs effectives $W_{e\nu}$ par la largeur effective W_{e0} correspondant au mode fondamental [152]. Par souci de simplicité on notera cette largeur W_e :

$$W_{e\nu} \approx W_e \approx W_M + \left(\frac{\lambda}{\pi}\right) \left(\frac{n_c}{n_r}\right)^{2\sigma} \frac{1}{\text{NA}} \quad (2.25)$$

où $\sigma = 0$ pour les modes TE, $\sigma = 1$ pour les modes TM, et $\text{NA} = \sqrt{n_r^2 - n_c^2}$ est l'ouverture numérique latérale. Pour les guides d'onde où le contraste d'indice entre n_c et n_r est élevé, la profondeur de pénétration est très faible de telle sorte que $W_{e\nu} \approx W_M$.

Si on applique le développement binomial avec $k_{y\nu}^2 \ll k_0^2 n_r^2$, les constantes de propagation β_ν peuvent être déduites des équations (2.23) et (2.24) :

$$\beta_\nu \approx k_0 n_r - \frac{(\nu + 1)^2 \pi \lambda}{4n_r W_e^2} \quad (2.26)$$

Par conséquent les constantes de propagation d'un guide d'onde à saut d'indice présentent une dépendance quadratique par rapport au numéro du mode ν . On définit L_π , la longueur de battement des deux premiers modes :

$$L_\pi = \frac{\pi}{\beta_0 - \beta_1} = \frac{4n_r W_e^2}{3\lambda} \quad (2.27)$$

Nous allons à présent étudier la propagation des modes guidés d'un champ électromagnétique dans un tel guide. Pour cela, on décompose le champ électromagnétique $\Psi(y, 0)$, imposé à $z = 0$ et entièrement confiné dans la largeur W_e , en l'ensemble des contributions de chaque mode $\psi_\nu(y)$:

$$\Psi(y, 0) = \sum_\nu c_\nu \psi_\nu(y) \quad (2.28)$$

où les coefficients d'excitation modale c_ν sont estimés en utilisant les intégrales de recouvrement :

$$c_\nu = \frac{\int \Psi(y, 0) \psi_\nu(y) dy}{\sqrt{\int \psi_\nu^2(y) dy}} \quad (2.29)$$

Si le « spectre spatial » du champ d'entrée $\Psi(y, 0)$ est suffisamment étroit pour ne pas exciter les modes non guidés (condition satisfaite dans la plupart des applications), il peut alors simplement être décomposé en l'ensemble des modes guidés :

$$\Psi(y, 0) = \sum_{v=0}^{m-1} c_v \psi_v(y) \quad (2.30)$$

Le champ à une distance z peut être noté comme la superposition des contributions de tous les modes guidés :

$$\Psi(y, z) = \sum_{v=0}^{m-1} c_v \psi_v(y) \exp [j(\omega t - \beta_v z)] \quad (2.31)$$

En prenant la phase du mode fondamental comme facteur commun, en la sortant de la somme, et en assumant sa dépendance en temps implicite, il est possible d'écrire le champ de la manière suivante :

$$\Psi(y, z) = \sum_{v=0}^{m-1} c_v \psi_v(y) \exp [j(\beta_0 - \beta_v)z] \quad (2.32)$$

A l'aide des équations (2.26) et (2.27), on déduit que

$$(\beta_0 - \beta_v) = \frac{v(v+2)\pi}{3L\pi} \quad (2.33)$$

Si on substitue cette dernière équation dans (2.32) à une distance $z = L$, on obtient :

$$\Psi(y, L) = \sum_{v=0}^{m-1} c_v \psi_v(y) \exp \left[j \frac{v(v+2)\pi}{3L\pi} L \right] \quad (2.34)$$

La forme de $\Psi(y, L)$ et par conséquent le type d'images formées sera déterminé par l'excitation modale c_v et les propriétés du facteur de phase du mode Φ :

$$\Phi = \exp \left[j \frac{v(v+2)\pi}{3L\pi} L \right] \quad (2.35)$$

Ainsi, pour des valeurs particulières de longueur et de largeur du guide, le champ $\Psi(y, L)$ sera une reproduction (image propre) du champ à l'entrée $\Psi(y, 0)$. Nous appelons « Interférences générales » les mécanismes d'images propres qui sont indépendants de l'excitation modale et « Interférences restreintes » ceux qui apparaissent lors de l'excitation de certains modes seulement.

Dans le cas des « Interférences générales », les calculs développés dans la thèse de L. Soldano [134] montrent qu'à des distances $L = \frac{p}{N}(3L\pi)$, N images du champ d'entrée $\Psi(y, 0)$ seront formées. Ce mécanisme d'images propres multiples peut alors être utilisé afin de réaliser des diviseurs/coupleurs optiques $N \times M$ ou $N \times N$.

Les MMIs à « Interférences restreintes » nécessitent l'excitation de certains modes spécifiques. Pour cela les guides d'entrée du MMI doivent être positionnés à des emplacements précis. Deux catégories principales existent dans les « Interférences restreintes » :

- Les MMIs à interférences par paires qui sont obtenus en n’excitant pas les modes $\nu = 2, 5, 8, \dots$. Une des méthodes existantes pour effectuer cette excitation sélective de modes consiste à injecter un champ d’entrée $\Psi(y, 0)$ de symétrie paire (un champ gaussien par exemple) en $y = \pm W_e/6$. Ceci permettra de réaliser des MMIs $2 \times N$ ayant une longueur de cœur de MMI égale à $L = \frac{p}{N}(L_\pi)$ comme présentés sur la figure 2.24(a).
- Les MMIs à interférences symétriques qui sont obtenus en n’excitant pas les modes $\nu = 1, 3, 5, \dots$. L’injection d’un champ d’entrée $\Psi(y, 0)$ de symétrie paire (un champ gaussien par exemple) au centre du guide en $y = 0$ rend possible une telle excitation sélective. Des MMIs $1 \times N$ avec une longueur de cœur de MMI égale à $L = \frac{3p}{4N}(L_\pi)$ peuvent être conçus, comme le présente la figure 2.24(b).
Les N images seront disposées symétriquement le long de l’axe y avec un espacement constant de W_e/N [153] et avec des phases relatives [154] données par la formule :

$$\phi_s = \phi_0 + \frac{\pi}{N}(s-1)(N-s) \text{ avec } s = 1, 2, 3, \dots \quad (2.36)$$

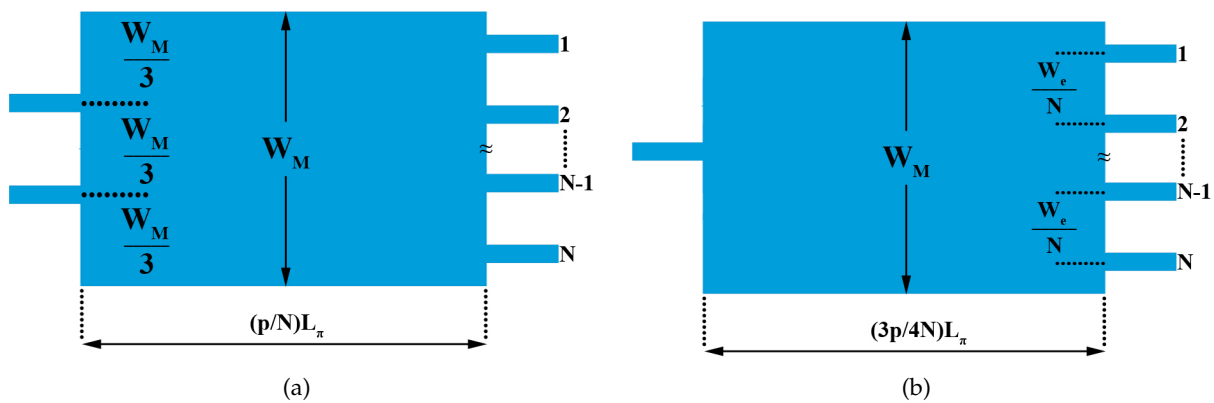


FIGURE 2.24 – Schémas généraux (a) d’un MMI $2 \times N$ basé sur les interférences par paires et (b) d’un MMI $1 \times N$ basé sur les interférences symétriques

Le tableau 2.3 résume les caractéristiques des mécanismes d’interférences générales, par paires et symétriques.

Mécanisme d'interférences	Général	Par paires	Symétrique
Guides d'entrée × Guides de sortie	$N \times N$	$2 \times N$	$1 \times N$
Distance jusqu'à la première image unique	$3(L_\pi)$	(L_π)	$3(L_\pi)/4$
Distance jusqu'aux premières N images	$3(L_\pi)/N$	$(L_\pi)/N$	$3(L_\pi)/4N$
Restrictions d'excitation modale	aucune	$c_\nu = 0$ pour $\nu = 2, 5, 8, \dots$	$c_\nu = 0$ pour $\nu = 1, 3, 5, \dots$
Localisation des guides d'entrée	y quelconque	$y = \pm W_e/6$	$y = 0$

TABLE 2.3 – Résumé des caractéristiques des mécanismes d'interférences générales, par paires et symétriques [151]

La figure 2.25 présente la propagation de la lumière dans un MMI symétrique 1×2 simulée sur le logiciel BeamPROP (basé sur la méthode BPM). On observe bien les interférences entre les différents modes et les différentes images produites à une distance donnée. Dans cette configuration, un MMI est nommé diviseur de puissance.

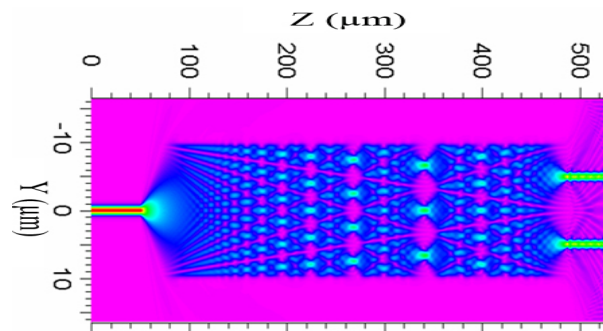


FIGURE 2.25 – Résultat de simulation de propagation optique sous BeamPROP du diviseur de puissance en polarisation TE

Dans le chapitre 4, nous étudierons en détail l'optimisation des MMIs pour les dispositifs de la thèse. Nous verrons qu'ils possèdent de bonnes tolérances aux procédés de fabrication et qu'ils conduisent à des coupleurs/diviseurs de faisceaux optiques compacts. Du fait de leurs très bonnes performances et de leur conception aisée, les MMIs sont largement utilisés dans les circuits photoniques. Ils ont mené à la réalisation de dispositifs aux nombreuses fonctions dépassant la simple division/recombinaison de faisceaux : Séparateur de polarisation [134], Isolateur [135], Circulateur [155], ...

CONCLUSION DU CHAPITRE

Au cours de ce second chapitre, nous avons justifié notre choix du semi-conducteur InP comme base pour notre intégration de circuits photoniques. En effet, ce matériau rend possible la fabrication de multiples composants opto-électroniques qui fonctionnent dans la gamme de longueurs d'onde d'intérêt pour le domaine des télécommunications (autour de $1,55 \mu\text{m}$) tels que :

- des lasers,
- des modulateurs à électro-absorption,
- des amplificateurs optiques,
- des modulateurs de phase,
- des atténuateurs optiques variables,
- des guides droits ou courbés à faibles pertes,
- des diviseurs/combineurs de lumière.

Dans cette thèse, nous mettrons à profit les techniques de croissance sélective SAG et d'enterrement de guide d'onde ruban SIBH afin d'agencer ces différents composants sur le même substrat InP. Nous serons ainsi capable de fabriquer des PICs complexes possédant de nombreuses fonctionnalités, très compacts, consommant peu d'énergie et présentant de faibles pertes. Le chapitre suivant relatara la conception des circuits d'étude en fonction de l'application souhaitée ; la fabrication de ceux-ci en salle blanche sera également étudiée.

CONCEPTION ET RÉALISATION DES CIRCUITS PHOTONIQUES D'ÉTUDE

SOMMAIRE

3.1	TRANSMETTEUR QPSK/16-QAM	91
3.1.1	Principe de fonctionnement	91
3.1.2	Simulations	93
3.1.3	Conception du transmetteur	99
3.2	TRANSMETTEUR BPSK	102
3.2.1	Principe de fonctionnement	102
3.2.2	Simulations	105
3.2.3	Conception du transmetteur	106
3.3	RÉALISATION DES COMPOSANTS D'ÉTUDE	107
3.3.1	Étapes technologiques de micro-fabrication en opto-élec- tronique	107
3.3.2	Procédé de fabrication mis en place	113
	CONCLUSION	128

DANS le chapitre 1, nous avons défini les solutions envisagées pour répondre à la problématique posée dans le cadre de cette thèse. Deux transmetteurs, basés sur des EAMs imbriqués dans des interféromètres de Mach-Zehnder, ont été mis en avant : l'un capable de générer un signal modulé QPSK/16-QAM et l'autre une modulation BPSK/CSRZ. Après avoir considéré les possibilités d'intégration de composants actifs et passifs sur InP dans le chapitre 2, nous allons présenter ici la conception de nos deux circuits photoniques intégrés sur InP se basant sur les technologies SIBH et SAG. Le procédé de réalisation en salle blanche utilisé pour fabriquer ces composants ainsi que les différentes étapes le constituant seront détaillés.

3.1 TRANSMETTEUR QPSK/16-QAM

3.1.1 Principe de fonctionnement

En s'inspirant des idées de I. Kang [70, 71] et C. Doerr [73, 74] des Bell Labs, nous proposons le concept suivant (cf. figure 3.1) comme base pour un transmetteur intégré sur InP capable de générer un signal QPSK. Un laser émet une onde électromagnétique autour de $1,55 \mu\text{m}$ qui est divisée en quatre voies de modulation distinctes. Chaque voie possède une phase et une puissance propres qui sont fixées par le design du diviseur de faisceaux et des guides optiques monomodes. Un modulateur à électro-absorption est présent sur chaque bras afin de moduler l'intensité lumineuse en fonction d'un signal électrique le contrôlant. Après modulation, les quatre voies sont recombinaées en un unique guide de sortie. Un amplificateur à semi-conducteur se situe à la fin du circuit pour amplifier la puissance de sortie du signal modulé. Ce transmetteur est basé sur les EAMs imbriqués dans des interféromètres de Mach-Zehnder.

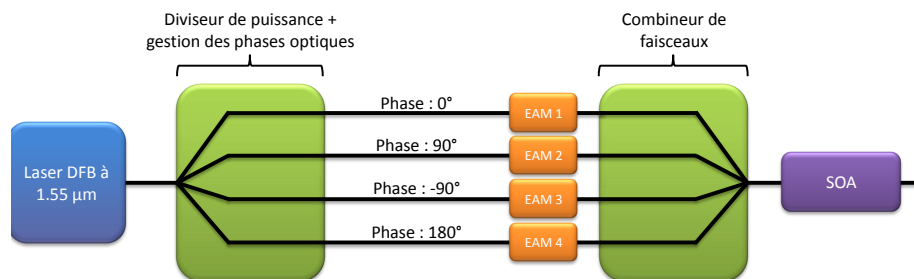


FIGURE 3.1 – Schéma du Circuit Photonique Intégré pour la génération d'un signal QPSK/16-QAM

L'obtention du signal QPSK est possible en rendant passant ou bloquant les EAMs de chaque bras selon un enchaînement bien précis. Les bras de modulation en opposition de phase forment des paires : lorsqu'un des EAMs de la paire est bloquant, l'autre doit être passant afin d'obtenir les quatre états de modulation de la constellation QPSK en sortie du composant. Deux signaux de contrôles binaires différents sont donc nécessaires pour contrôler chacune des paires d'EAM. On nomme une des paires « *I* » (pour in phase) et l'autre « *Q* » (pour in quadrature). La figure 3.2 montre les quatre états de modulation permettant de générer une modulation QPSK. Comme présenté dans le chapitre 1, dans le cas idéal, la puissance optique ne varie pas lors d'une modulation QPSK : il est par conséquent nécessaire d'avoir une puissance identique dans chaque bras de l'interféromètre afin d'obtenir une puissance de sortie constante pour les quatre états. De plus, dans cette configuration de l'interféromètre, le signal QPSK produit sera centré sur l'origine de la constellation ce qui occasionnera une transmission de meilleure qualité.

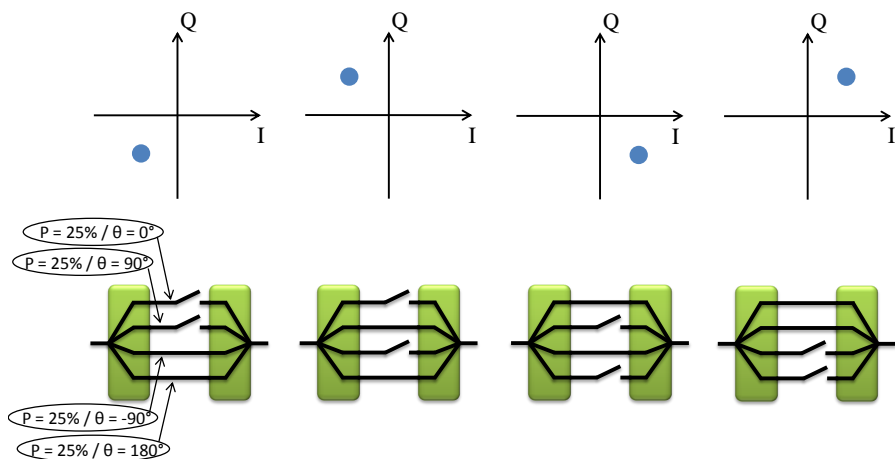


FIGURE 3.2 – Principe d'opération du transmetteur pour générer un signal QPSK. Les schémas du bas montrent l'état des 4 EAMs, représentés comme des interrupteurs optiques, et les points de la constellation QPSK correspondant sont reportés sur les graphiques au-dessus

Comme le montre l'article de C. Doerr [73], il serait possible de réaliser un transmetteur QPSK totalement intégré sur InP moins complexe et plus compact en utilisant un interféromètre à trois bras seulement (cf. figure 1.22). Cependant, comparée à un interféromètre à quatre bras, la configuration à trois bras est plus difficile à mettre en place. En effet, avec un MMI 1×3 la gestion de la puissance et de la phase dans les voies de modulation n'est pas aisée. Pour pallier ce problème, C. Doerr est obligé d'utiliser un coupleur en étoile générant beaucoup de pertes et dont la conception est complexe. De plus, le but du transmetteur étudié ici consiste aussi à pouvoir générer une modulation 16-QAM. La publication [156] démontre qu'avec un interféromètre à quatre bras, si on utilise une configuration de l'interféromètre spécifique, il est possible d'obtenir une modulation 16-QAM en sortie.

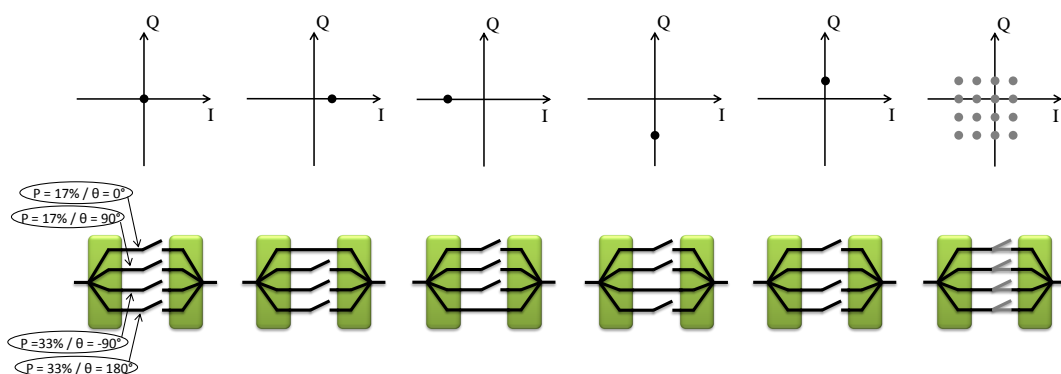


FIGURE 3.3 – Principe d'opération du transmetteur pour générer un signal 16-QAM. Les schémas du bas montrent l'état des 4 EAMs, représentés comme des interrupteurs optiques, et les points de la constellation 16-QAM correspondant sont reportés sur les graphiques au-dessus

Pour ce faire, des signaux électriques binaires propres à chaque EAM sont utilisés (*i.e.* quatre signaux de contrôle sont nécessaires) et deux bras de modulation doivent posséder une puissance double

par rapport aux autres. Ainsi, seize états différents de modulation peuvent être obtenus. Certains de ces états sont schématisés sur la figure 3.3.

Contrairement au signal QPSK que ce transmetteur peut générer, la modulation 16-QAM produite dans cette configuration n'est pas centrée ce qui n'est pas optimal. Pour centrer cette constellation, il faudrait ajouter à l'interféromètre un cinquième bras possédant une phase de 45° [156]. Pour une question de simplicité de conception, ce bras n'a pas été implémenté dans notre composant d'étude. De plus, nous verrons au chapitre 5 une méthode alternative pour générer une modulation 16-QAM centrée avec ce circuit.

En plus d'être le sujet principal de la présente thèse, la réalisation de ce transmetteur permettant la génération d'une modulation QPSK et 16-QAM s'intègre dans un projet européen : le projet FP7 MIRTHER (Monolithic InP-based Dual Polarization QPSK Integrated Receiver and Transmitter for Coherent 100-400Gb/s Ethernet). Il a débuté en juillet 2010 et regroupe six partenaires européens. La conception, la modélisation, la réalisation et la mesure d'un PIC transmetteur et d'un PIC récepteur, mettant en œuvre les formats de modulation avancés QPSK et 16-QAM pour les télécommunications optiques à hauts débits y sont étudiées.

3.1.2 Simulations

Pour justifier la capacité d'un tel circuit à générer un signal QPSK et 16-QAM, différents outils de simulation ont été utilisés.

3.1.2.1 Simulations à l'aide de BeamPROP

Avec BeamPROP, il est possible de simuler la propagation de la lumière dans notre circuit et de calculer la phase et la puissance du signal en sortie du composant. De plus, en changeant l'absorption de certaines parties des guides d'onde, une modulation statique, mimant l'action d'un EAM dans certains bras peut être simulée. Nous avons modélisé le circuit de la figure 3.1 sous ce logiciel. Un MMI 1×4 et une cascade de MMIs 2×1 ont été utilisés pour réaliser respectivement la division et la recombinaison de faisceaux. Les phases optiques de l'interféromètre nécessaires à l'obtention du signal QPSK ont été fixées par la variation de longueur de chemin optique de chaque bras. Les résultats de simulations des quatre états de modulation QPSK sont reportés sur la figure 3.4. La phase et la puissance optique en sortie du composant sont évaluées afin de tracer le point de la constellation du signal modulé correspondant à chaque état. En regroupant les points sur la même constellation, on obtient une constellation typique d'un signal QPSK où tous les points se situent sur un cercle centré sur l'origine et chaque point est distant de 90° par rapport à ses deux plus proches voisins.

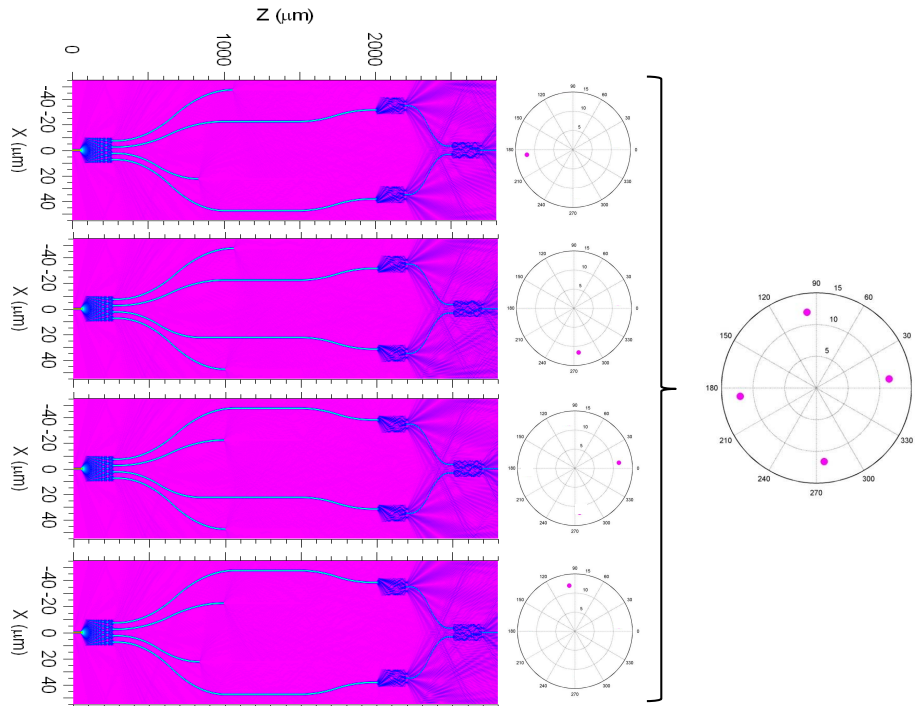


FIGURE 3.4 – Simulations sous BeamPROP des quatre états de la modulation QPSK pour le circuit étudié

La rotation de la constellation simulée par rapport à la constellation théorique provient de la variation de la phase d'une onde lumineuse au cours de sa propagation. Par convention, les points de la constellation théorique QPSK sont représentés soit sur les axes soit à 45° des axes. En simulation et en pratique, ces cas sont peu probables.

3.1.2.2 Simulations à l'aide de VPItransmissionMaker/VPIcomponentMaker

La simulation sous BeamPROP du circuit dans sa configuration pour la génération 16-QAM n'est pas aisée du fait du grand nombre d'états de modulation. De plus, BeamPROP ne permettant pas de prendre en compte la variable temps lors de simulations (modulations dynamiques impossibles) et ne donnant accès qu'à un nombre restreint de résultats (phase et puissance de l'onde lumineuse), nous avons utilisé un autre programme de simulation : VPItransmissionMaker/VPIcomponentMaker de la société VPIphotonics (membre du projet MIRTHE). Ce logiciel, dit « système », est plus adapté à la modélisation de circuits photoniques complexes mettant en jeu des modulations dynamiques. Pour modéliser un PIC avec ce logiciel, le circuit est découpé en différents sous-éléments (laser, modulateur, guide droit, MMI, ...) représentés par des « boîtes noires ». Les éléments actifs sont modélisés dans le domaine temporel grâce à la méthode de la matrice des lignes de transmission (TLM) [157]. Les éléments passifs sont quant à eux modélisés dans le domaine fréquentiel par des matrices de diffusion (matrices S) qui relient les champs de sortie aux champs d'entrée [158]. En utilisant des filtres à réponse impulsionnelle finie (filtres FIR), la réponse de ces boîtes

noires passives dans le domaine temporel est obtenue. En fonction du type d'élément, nous pouvons modifier les principaux paramètres de la boîte noire : par exemple, pour un laser nous pouvons changer sa longueur d'onde d'émission, sa puissance, sa largeur de raie Le fonctionnement schématique de ce logiciel est rapporté sur la figure 3.5 [159].

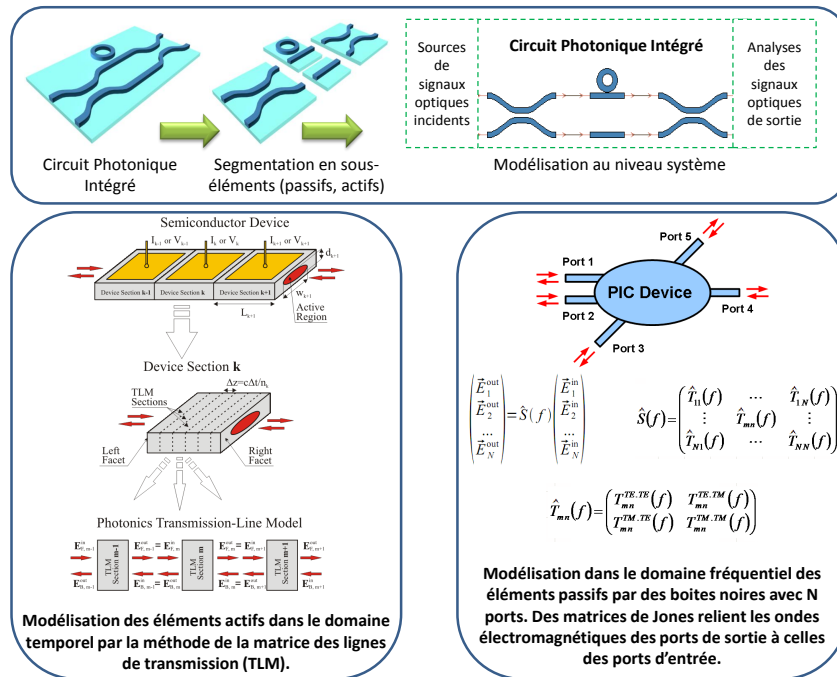


FIGURE 3.5 – Fonctionnement schématique du logiciel VPItransmissionMaker/VPIcomponentMaker

La partie VPIcomponentMaker du logiciel permet d'ajouter de nouvelles boîtes noires pour modéliser certains sous-éléments selon des modèles physiques ou bien en fittant des mesures expérimentales. La partie VPItransmissionMaker assemble les différents sous-éléments dans un système de télécommunications et apporte les outils d'analyse pour simuler le PIC dans sa totalité. Nous avons fourni à VPIphotonics des mesures expérimentales de nos composants unitaires (mesures I(V) d'un laser, fonction de transfert d'un EAM, . . .) réalisés selon les technologies SIBH et SAG. De nouvelles boîtes de sous-éléments proches de nos composants réels ont ainsi été ajoutées dans la bibliothèque du simulateur ce qui nous a permis d'effectuer des simulations plus proches de la réalité. La figure 3.6 compare des caractéristiques mesurées et simulées d'un EAM : sa transmission et son facteur de chirp en fonction de la tension de polarisation appliquée. L'EAM mesuré est un composant fabriqué au III-V Lab en utilisant les technologies SAG et SIBH. Lorsque des approximations polynomiales du 3ème ordre sont utilisées dans le modèle de l'EAM, nous observons un bon accord entre la pratique et la modélisation dans la zone de fonctionnement de l'EAM.

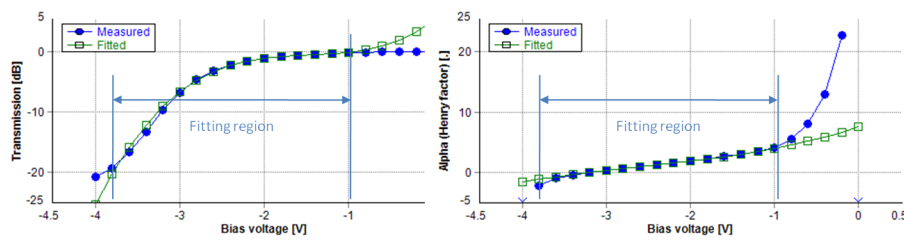


FIGURE 3.6 – Comparaison entre la mesure et les courbes de fit obtenues avec le modèle EAM de VPIcomponentMaker pour (a) la transmission et (b) le facteur de chirp d'un EAM en fonction de la tension de polarisation appliquée

La partie VPIcomponentMaker du logiciel a permis aux équipes de VPIphotonics de modéliser les comportements (spécifiques à notre technologie de réalisation) de nos EAMs, Lasers, VOA, S-bend, MMIs et guides droits. L'ajout des fonctions déphaseur et SOA, proches des composants fabriqués au III-V Lab, est en cours. Comme le montre la figure 3.7, il a été possible à l'aide de VPItransmission-Maker d'agencer les différents composants actifs et passifs modélisés sur VPIcomponentMaker pour former le PIC QPSK/16-QAM de la figure 3.1.

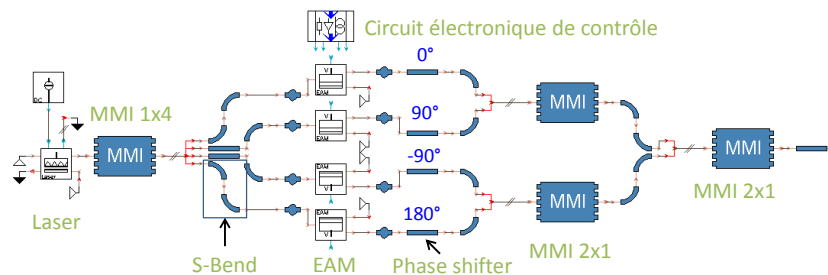


FIGURE 3.7 – Schéma de l'architecture du composant PIC simulée sous VPI

Dans la configuration permettant de générer un signal QPSK (cf. figure 3.2), nous obtenons en sortie du composant les résultats rapportés en figure 3.8. Dans le cas de la génération 16-QAM (cf. figure 3.3), les résultats sont disponibles en figure 3.9.

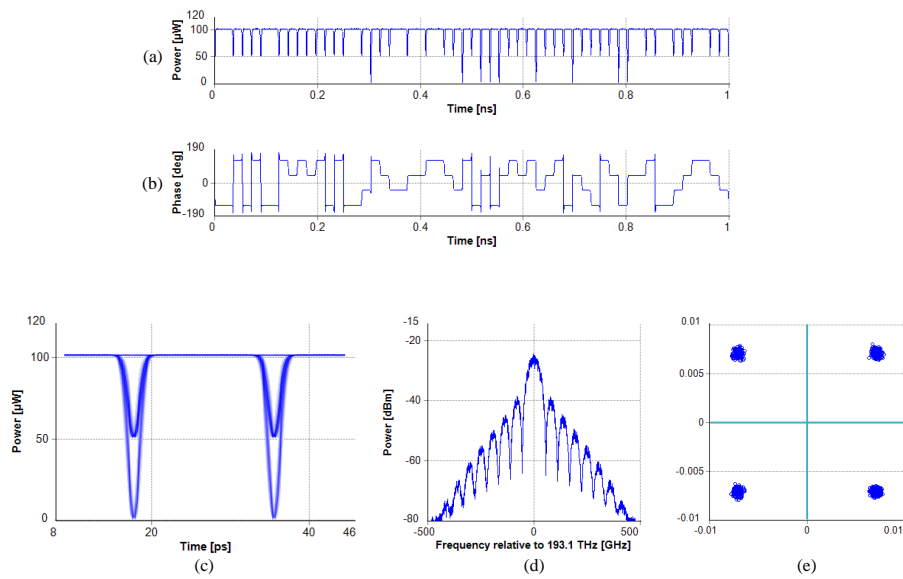


FIGURE 3.8 – Résultats de simulations sous VPItransmissionMaker du PIC dans une configuration de génération QPSK : (a) puissance, (b) phase, (c) diagramme de l'oeil en puissance, (d) spectre optique et (e) constellation du signal modulé

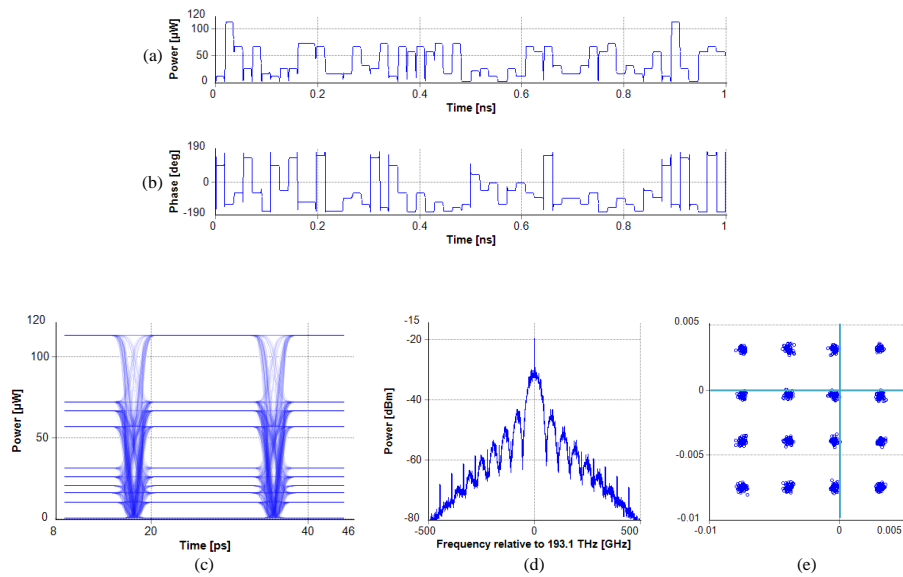


FIGURE 3.9 – Résultats de simulations sous VPItransmissionMaker du PIC dans une configuration de génération 16-QAM : (a) puissance, (b) phase, (c) diagramme de l'oeil en puissance, (d) spectre optique et (e) constellation du signal modulé

Les différents résultats obtenus sont proches de la théorie sur les formats de modulation présentée au chapitre 1. Pour le QPSK nous avons bien une puissance quasi constante, quatre états de phase, une constellation avec quatre points situés sur un cercle centré à l'origine et où chaque point est distant d'environ 90° de ses deux plus proches voisins. Au niveau de la puissance optique on observe des états transitoires entre deux bits différents caractérisés par des sauts très rapides de la puissance. Ces effets transitoires sont liés au fait que les temps de montée et de descente des signaux électriques de contrôle

ne sont pas nuls et que le passage d'un état de modulation à l'autre n'est pas instantané. Pour le circuit dans la configuration 16-QAM avec une modulation électrique binaire, on confirme l'obtention d'une constellation non centrée. Les diagrammes de l'œil présentés ici sont les diagrammes de l'œil combinés des composantes I et Q du signal donnant les variations de puissance du signal.

3.1.2.3 Conclusions sur les simulations

Ces simulations sur deux logiciels ont permis de prendre certaines décisions quant au design du transmetteur final :

- Nous avons vu au chapitre 2 la supériorité des MMIs sur les jonctions Y pour la division d'onde lumineuse. Nous utiliserons donc un MMI 1×4 pour séparer le mode provenant du laser en quatre voies de modulation. Un MMI 1×4 engendre une puissance équivalente dans ses quatre guides de sortie lors de la simulation. Comme nous l'aborderons au chapitre 4, ceci est difficilement réalisable en pratique du fait des tolérances géométriques de nos procédés de fabrication technologique. De plus, les rayons de courbure de chaque guide en S étant différents pour les quatre voies, les pertes optiques ne seront pas les mêmes. Par conséquent, dans un cas réaliste, la puissance optique incidente au niveau des EAMs ne sera pas semblable dans chacune des voies de modulation. L'utilisation de VOAs, placés juste avant les EAMs, permettrait de gérer aisément la puissance optique dans chaque bras par simple modification de la tension de contrôle des VOAs.
- Lors des simulations sous BeamPROP, nous avons fixé la phase de chaque bras par simple variation de la longueur de chemin optique (modification des paramètres des guides en S). En effet, lors de sa propagation le long d'un chemin optique de longueur L_{AB} entre le point A et B , une onde lumineuse voit sa phase être modifiée de la façon suivante : $\theta(B) - \theta(A) = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda} L_{AB}$ où $\theta(A)$ (respectivement $\theta(B)$) est la phase de l'onde au point A (respectivement au point B), n_{eff} l'indice effectif vu par l'onde lors de sa propagation et λ sa longueur d'onde. Dans notre cas ($n_{eff} \approx 3.18$, $\lambda = 1,55 \mu m$) une variation du chemin optique de $0.1 \mu m$ entraîne une variation de phase de l'onde de 73° environ. Ceci montre l'extrême difficulté qu'il existe pour produire les phases nécessaires dans chaque bras en faisant juste varier la longueur de chemin optique. Les simulations sous BeamPROP nous ont permis de calculer les longueurs de chemin optique de chaque bras nécessaires pour fixer les phases telles que définies en figure 3.1. Cependant nous utiliserons sur chaque voie de l'interféromètre des déphaseurs qui nous permettront de corriger les erreurs de phase en modifiant leur courant de contrôle.
- Après modulation de la lumière par les EAMs, la différence de phase entre les quatre bras doit rester constante pour bien ob-

tenir le signal modulé après combinaison des différentes voies. Cette recombinaison des faisceaux peut être effectuée par un coupleur 4×1 (MMI ou jonction Y). Dans ce cas, l'égalisation de la longueur des voies optiques qui permet une variation uniforme de la phase sur les 4 voies s'avère difficile. Par contre, si nous utilisons une cascade de MMIs 2×1 à la place (ou de jonctions Y) l'égalisation de la longueur des chemins optiques est immédiate comme le montre la figure 3.4. Cependant, une telle configuration est moins compacte qu'un MMI 4×1 .

- L'ensemble des dimensions des coupleurs et diviseurs de faisceaux (MMI ou jonction Y) a pu être défini à l'aide de simulations BeamPROP. Mais nous présenterons au chapitre 4 des optimisations de la géométrie des MMIs pour améliorer leur transmission et diminuer leur réflexion.

Ces modélisations ont démontré la viabilité de notre concept de PIC pour la génération d'un signal QPSK et 16-QAM. De plus, par l'utilisation de VOAs et déphaseurs sur chaque bras nous avons la possibilité de passer d'une génération d'un signal QPSK à un signal 16-QAM par simple modification du contrôle électrique du circuit.

3.1.3 Conception du transmetteur

Suite à ces simulations et aux optimisations des parties passives du composant (MMIs, guides droits et guides courbés) que nous présenterons au chapitre 4, nous avons pu définir l'architecture précise du circuit photonique intégré permettant la génération d'une modulation QPSK et 16-QAM. La figure 3.10 révèle le design proposé pour ce circuit photonique et les éléments qui le composent.

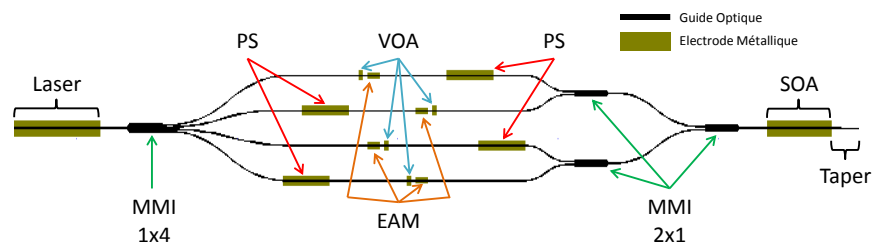


FIGURE 3.10 – Architecture proposée pour notre PIC transmetteur QPSK/16-QAM

Les différents composants optiques intégrés dans ce PIC sont les suivants :

- Des guides droits fabriqués selon la structure SIBH et possédant une largeur de $1.3 \mu\text{m}$ pour assurer un comportement monomode.
- Un laser DFB de $500 \mu\text{m}$ capable d'émettre une onde lumineuse possédant une longueur d'onde proche de $1,55 \mu\text{m}$. Des lasers de ce type ont été réalisés précédemment au laboratoire selon le procédé de réalisation que nous utiliserons. Nous pouvons nous attendre à des puissances de sortie supérieures à 10 dBm (=10 mW) dans des conditions de fonctionnement classiques

- (courant injecté sur le laser inférieur à 100 mA et température de fonctionnement de 25 °C) [160].
- Un MMI 1×4 pour assurer la division du faisceau provenant du laser en 4 bras de modulation. Les dimensions d'un tel MMI et sa géométrie seront décrites au chapitre 4.
 - Des guides courbés en S pour créer les décalages latéraux nécessaires à notre circuit. Leurs dimensions ont été optimisées (cf. chapitre 4) pour minimiser les pertes par rayonnement. De plus, les caractéristiques des guides en S après le MMI 1×4 ont été choisies de manière à ce que la longueur de chemin optique de chaque guide en S permette de fixer la phase de l'onde optique arrivant à chaque modulateur, comme défini sur la figure 3.1.
 - Un déphaseur par bras de modulation afin de corriger les erreurs de phase et de fixer avec la plus grande précision les phases optiques de chaque voie de modulation. Les calculs présentés en annexe A démontrent que l'injection d'un courant inférieur à 30 mA sur un PS de 300 μm autorise en théorie de couvrir un décalage de phase supérieur à 2π .
 - Un atténuateur optique variable par bras dans le but de régler la puissance optique de chaque bras de l'interféromètre. Nous estimons qu'une longueur de 25 μm conviendra pour obtenir une atténuation suffisante.
 - Un EAM présent sur chaque voie de modulation pour moduler à hauts débits la puissance optique. Nous basant sur les connaissances des EAMs réalisés au III-V Lab [111], nos EAMs auront une longueur de 75 μm afin de permettre un taux d'extinction statique de -20 dB environ. La hauteur du ruban est sélectionnée afin d'obtenir des EAMs ayant des capacités de jonction compatibles avec un débit proche de 25 Gbit/s. Une variante de ce transmetteur sera réalisée avec des EAMs de 50 μm de longueur afin d'augmenter les débits de modulation (la diminution de surface entraîne une diminution de la capacité de jonction selon la formule 2.16) mais aux dépens du taux d'extinction.
 - Une cascade de MMIs 2×1 afin de recombinaison les différents bras de l'interféromètre en un unique guide de sortie. Les caractéristiques et dimensions de ces coupleurs seront étudiées dans le chapitre 4. Une variation du circuit utilisera une cascade de jonctions Y pour la recombinaison.
 - Un SOA de 400 μm en fin de composant afin d'amplifier la puissance optique du signal modulé. Un tel dispositif rendra normalement possible une amplification supérieure à 10 dB [67].
 - Un adaptateur de mode à la fin du PIC dans le but d'adapter le mode de sortie du composant à celui d'une fibre optique et ainsi diminuer les pertes de couplages et les tolérances d'alignement. Celui-ci fera passer la largeur du guide de 1.3 μm à 0.7 μm et utilisera une réduction d'épaisseur du matériau provenant de la SAG.

Les composants que nous venons de citer nécessitent des énergies de gap différentes. Pour définir ces zones actives et passives nous utilisons la technique de croissance sélective présentée dans la section 2.2.3. Concernant ces différentes zones, nous avons posé les paramètres de design suivants afin d'assurer un fonctionnement optimal du composant :

- Le processus de la SAG implique de faire un compromis entre les performances du laser et celles de l'EAM. En effet, si une longueur d'onde d'émission située sur le maximum du pic de gain laser est sélectionnée par le réseau DFB, nous obtiendrons un laser avec une forte puissance de sortie mais cela se fera aux dépens des performances de l'EAM qui présentera une forte absorption à l'état passant et un faible taux d'extinction. A l'inverse, si une longueur d'onde trop éloignée du pic de gain est sélectionnée, le courant de seuil du laser sera élevé et la puissance émise sera plus faible à un courant donné tandis que l'EAM aura de très bonnes propriétés. Ce compromis a déjà permis cependant de réaliser des EMLs très performants [160]. Par conséquent, nous établissons que la zone laser devra disposer d'une énergie de gap équivalente à une longueur d'onde de 1520 nm. Ainsi l'effet de renormalisation du gap (*cf.* annexe A) intervenant lors de l'injection d'un courant dans cette zone décalera le pic de gain aux alentours de 1540 nm et le réseau de Bragg du laser DFB sélectionnera une longueur d'onde d'émission proche de 1550 nm. Les zones EAMs quant à elles devront posséder, en l'absence de champ électrique appliqué, un décalage ou detuning de leur photo-luminescence entre 40 et 50 nm par rapport au pic de gain laser. L'application d'un champ électrique dans cette zone déplacera par effet QCSE la zone d'absorption vers 1550 nm.
- Le pic de gain de la section SOA devra se situer autour de 1550 nm afin d'amplifier efficacement la longueur d'onde d'émission du laser DFB.
- Il est nécessaire pour les zones VOA d'avoir une faible extinction à l'état passant. Cependant, le taux d'extinction pour notre application ne nécessite pas d'être élevé (une extinction supérieure à 5 dB est suffisante). En conséquence, nous placerons les VOAs à l'interface zone EAM et zone passive ce qui permettra de respecter ces consignes en terme de taux d'extinction et d'absorption à l'état passant.
- Afin de diminuer les pertes dues à l'absorption du matériau passif (dont les MMIs, les guides droits et courbés sont constitués), il sera judicieux de décaler la longueur d'onde de ces zones passives vers 1350 nm. Les déphaseurs changeant uniquement l'indice de réfraction du matériau les constituant, il sera possible de les placer dans des zones passives afin de diminuer leurs pertes par absorption.

Suite à l'établissement de ces règles, nous avons utilisé un logiciel

de modélisation de croissance épitaxiale sélective en phase vapeur développé au III-V Lab. La figure 3.11 présente la géométrie des masques SAG nécessaires pour définir les différentes zones actives et passives du PIC. L'architecture du composant et les électrodes métalliques qui permettent d'alimenter les différents composants du PIC sont représentées sur cette même figure. Suite à ces modélisations et aux décisions de conception prises précédemment, nous obtenons un PIC d'une longueur de $5200 \mu\text{m}$ et d'une largeur de $500 \mu\text{m}$. Il s'agit de l'un des PICs les plus complexes (en nombre de fonctions intégrées) conçu au laboratoire à ce jour.

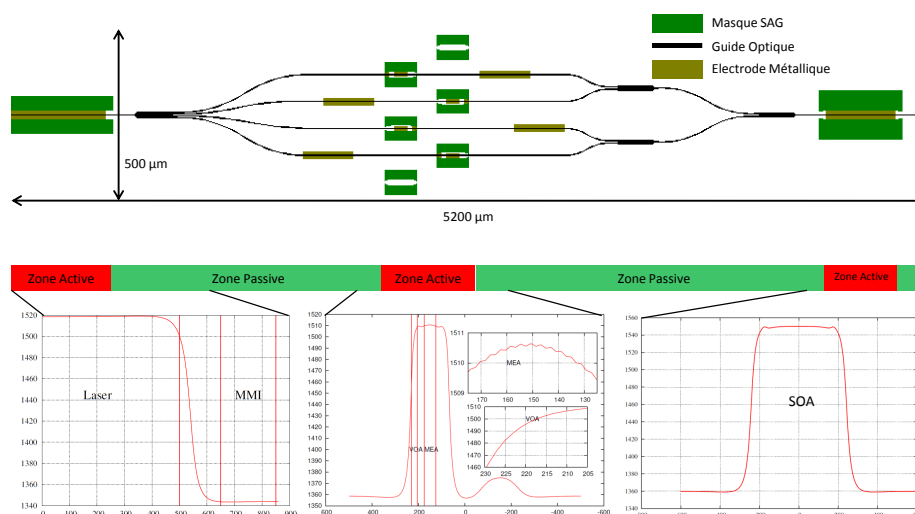


FIGURE 3.11 – Résultats de modélisation de croissance épitaxiale sélective. Les longueurs d'onde souhaitées pour chaque section du composant ont permis de définir une géométrie de masques diélectriques SAG spécifique

3.2 TRANSMETTEUR BPSK

3.2.1 Principe de fonctionnement

Pour le concept de notre second transmetteur nous nous sommes inspirés de la publication de Y. Miyamoto [19] et de la manière dont il génère un signal CSRZ avec un MZM en LiNbO_3 . Nous avons transposé ce dispositif dans un MZI à 2 bras utilisant des EAMs. Chaque bras de l'interféromètre possède un EAM et un PS. Ce circuit a été nommé transmetteur BPSK. Une onde lumineuse autour de $1,55 \mu\text{m}$ est générée par un laser DFB et séparée en deux voies par un MMI 1×2 . La puissance est la même sur les deux bras mais la phase est fixée par la longueur de chemin optique avec un décalage de π . Les déphaseurs servent à corriger les possibles erreurs de phases. Les deux EAMs sont contrôlés par deux signaux électriques d'horloge ($Clock$ et \overline{Clock}) : ainsi lorsqu'un des EAMs est passant, l'autre est bloquant. On retrouve un fonctionnement push-pull. Les deux voies optiques sont recombinaées en une seule sortie par un MMI ou une jonction $Y 2 \times 1$. Lors de la modulation des EAMs selon cette méthode, on obtient en sortie un signal ayant une puissance constante et dont la phase est égale à 0 pour les bits pairs et à π pour

les bits impairs. On génère ainsi un signal à porteuse supprimée que nous nommons signal CS (Carrier Suppressed). Pour vérifier que la porteuse est supprimée, un simple contrôle avec un analyseur de spectre est suffisant. La figure 3.12 résume ce concept.

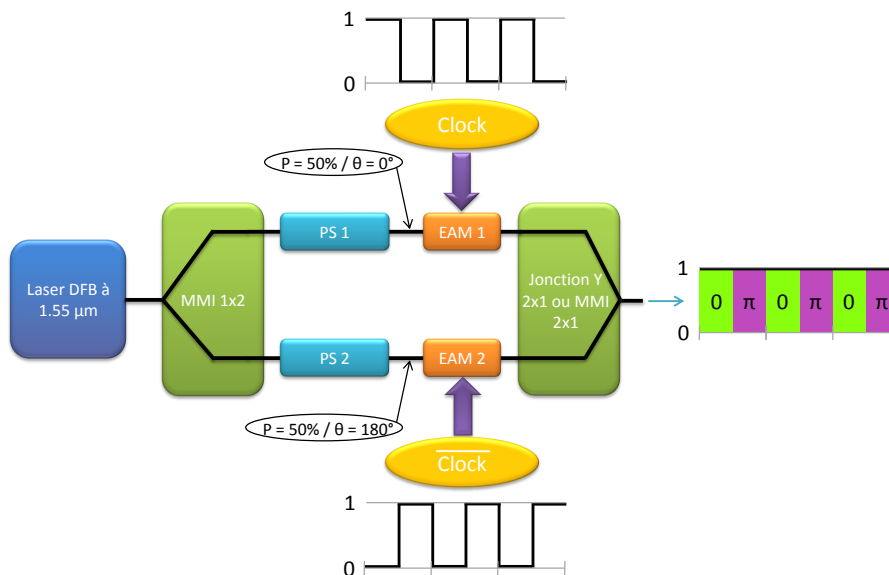


FIGURE 3.12 – Schéma du Circuit Photonique Intégré pour la génération d'un signal à porteuse supprimée (CS)

Maintenant si on souhaite implanter des informations sur ce signal, la première idée consiste à venir ajouter en série au dispositif de la figure 3.12 un EAM commandé par un signal NRZ électrique contenant un flux de données. Cette idée est présente dans la technologie des MZMs : deux MZMs sont mis en série, l'un génère un signal CS et l'autre un signal RZ [83]. On obtient alors un signal CSRZ comme le présente la figure 3.13 grâce à un dispositif que nous nommerons à deux étages. Il est important de noter que la fréquence d'horloge doit être égale à la moitié de la fréquence du signal NRZ afin que la phase varie entre 0 et π à chaque bit successif.

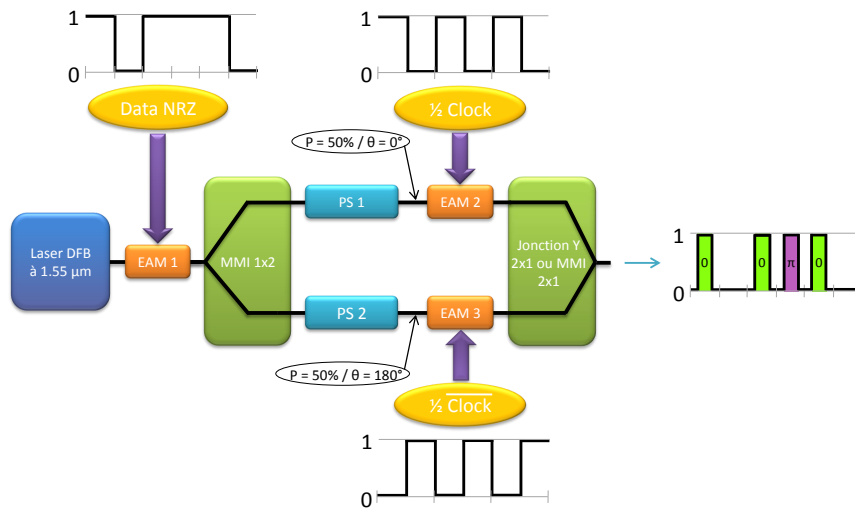


FIGURE 3.13 – Schéma du Circuit Photonique Intégré à deux étages pour la génération d'un signal CSRZ

Plusieurs publications [161, 84] démontrent qu'il est possible de simplifier ce dispositif de génération CSRZ en mixant électriquement le signal d'horloge et le signal NRZ. On obtient alors avec un simple interféromètre Mach-Zehnder à deux bras basé sur les EAMs, sur un étage, un signal CSRZ comme le montre la figure 3.14.

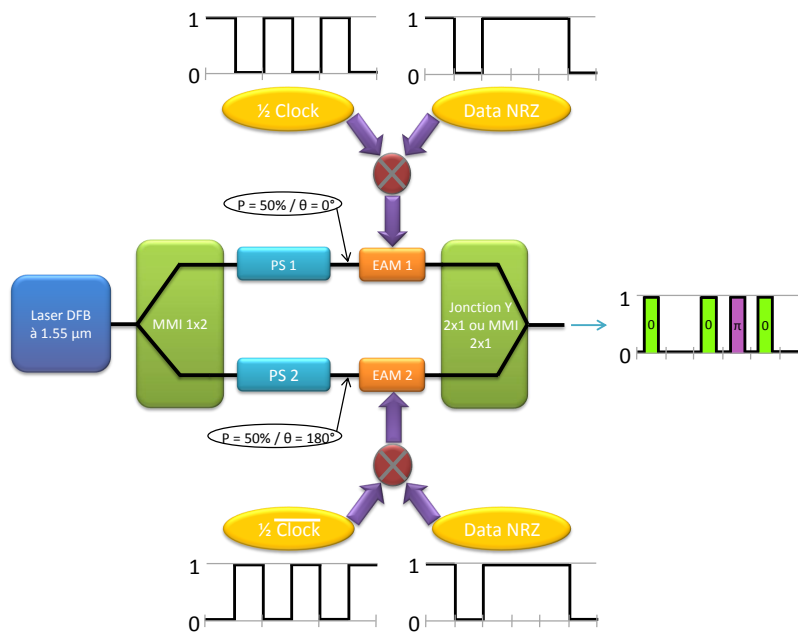


FIGURE 3.14 – Schéma du Circuit Photonique Intégré à un étage pour la génération d'un signal CSRZ

Ce circuit constituera le deuxième objet d'étude de la thèse. Comparé au circuit QPSK, sa complexité est moindre et sa caractérisation sera plus aisée.

3.2.2 Simulations

Afin de vérifier la bonne fonctionnalité de notre proposition de PIC pour la génération de signaux CSRZ, nous avons réalisé des simulations systèmes de celui-ci.

Nous avons débuté par une simulation de la configuration à deux étages de la figure 3.13. Les résultats sont présentés sur la figure 3.15. On observe sur les diagrammes de l'œil qu'après le premier EAM permettant d'écrire les données NRZ sur l'onde lumineuse, une porteuse est présente. Après passage de l'onde lumineuse dans notre circuit interférométrique, la porteuse disparaît bien sur le spectre optique et la phase des bits successifs des données varie alternativement entre la valeur 0 et la valeur π ce qui est typique d'un signal CSRZ.

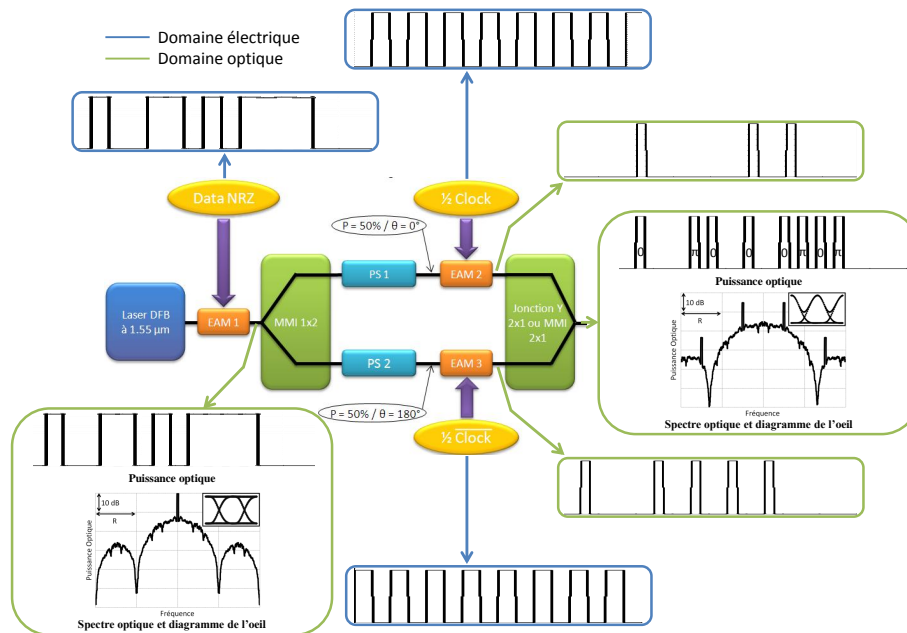


FIGURE 3.15 – Résultats de simulation système de notre PIC à deux étages pour la génération d'un signal CSRZ

Sur la figure 3.16, les résultats de simulations du PIC à un étage démontrent bien l'obtention d'un signal CSRZ en sortie du composant et prouvent ainsi la validité de notre design.

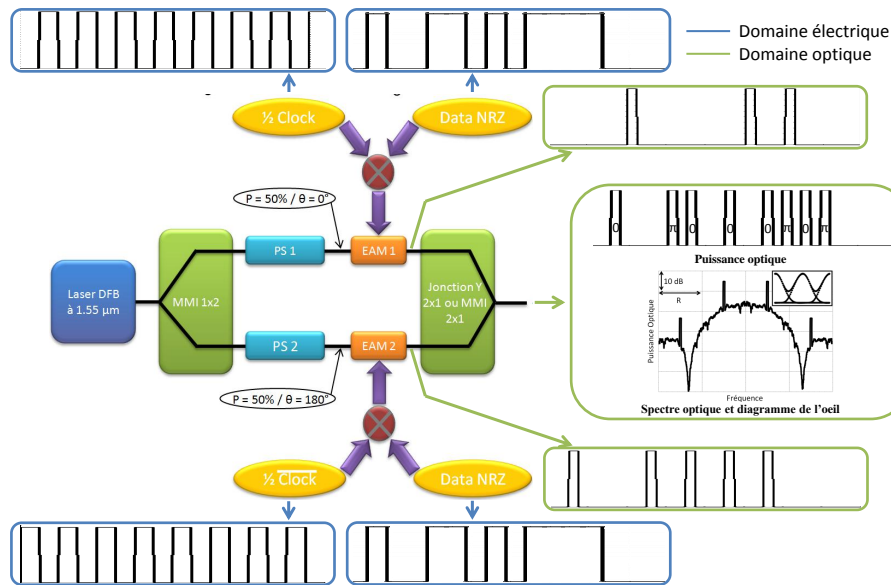


FIGURE 3.16 – Résultats de simulation système de notre PIC à un étage pour la génération d'un signal CSRZ

3.2.3 Conception du transmetteur

Les mêmes règles de conception que dans le cas du transmetteur QPSK ont été appliquées lors de la conception de l'architecture du PIC BPSK. Un dispositif ayant une longueur de $2650 \mu\text{m}$ et d'une largeur de $500 \mu\text{m}$ a ainsi été défini. Celui-ci est représenté sur la figure 3.17.

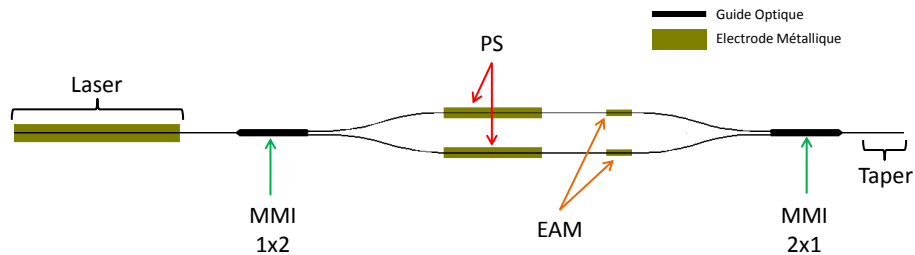


FIGURE 3.17 – Architecture proposée pour notre PIC transmetteur BPSK

Ce transmetteur BPSK sera plus facilement et rapidement caractérisable que son homologue PIC QPSK. En effet une simple mesure de spectre optique permet de vérifier son fonctionnement.

Du fait du caractère innovant du dispositif, un brevet a été rédigé, mais n'a pas abouti au dépôt à la commission des brevets. En effet, les instances d'Alcatel-Lucent ont jugé le domaine d'application du brevet trop restreint.

3.3 RÉALISATION DES COMPOSANTS D'ÉTUDE

3.3.1 Etapes technologiques de micro-fabrication en opto-électronique

La fabrication d'un composant opto-électronique sur matériaux semi-conducteurs s'effectue en plusieurs étapes technologiques (cf. figure 3.18). Elle se déroule dans un milieu contrôlé en nombre de particules, en pression, en humidité et en température : la salle blanche. Après la croissance cristalline du matériau de base, comme expliqué au chapitre 2, des plaques d'InP sont obtenues et servent de substrats. Des techniques de micro-fabrication sont ensuite utilisées sur ces plaques de matériau InP pour ajouter ou retirer des matériaux, changer les propriétés de ces matériaux et écrire des motifs à la surface de la plaque. Nous pouvons ainsi façonner l'empilement de matériaux à notre guise afin d'obtenir les composants souhaités. Habituellement l'industrie opto-électronique des semi-conducteurs InP travaille sur des substrats d'une taille de deux pouces ce qui donne la possibilité de fabriquer plusieurs centaines de dispositifs par plaque. Une fois les procédés de micro-fabrication terminés, la plaque de semi-conducteur est découpée pour séparer les composants les uns des autres. Ceux-ci sont caractérisés (mesures optiques, électriques, mécaniques, thermiques, ...) et sont ensuite assemblés avec d'autres dispositifs électroniques et/ou optiques (interface de contrôle, refroidissement, lentille, filtre, ...) dans un module afin de faciliter leur utilisation et la gestion des connexions électriques/optiques. Les principaux procédés technologiques constituant la micro-fabrication d'un dispositif électronique sont décrits dans les paragraphes suivants.

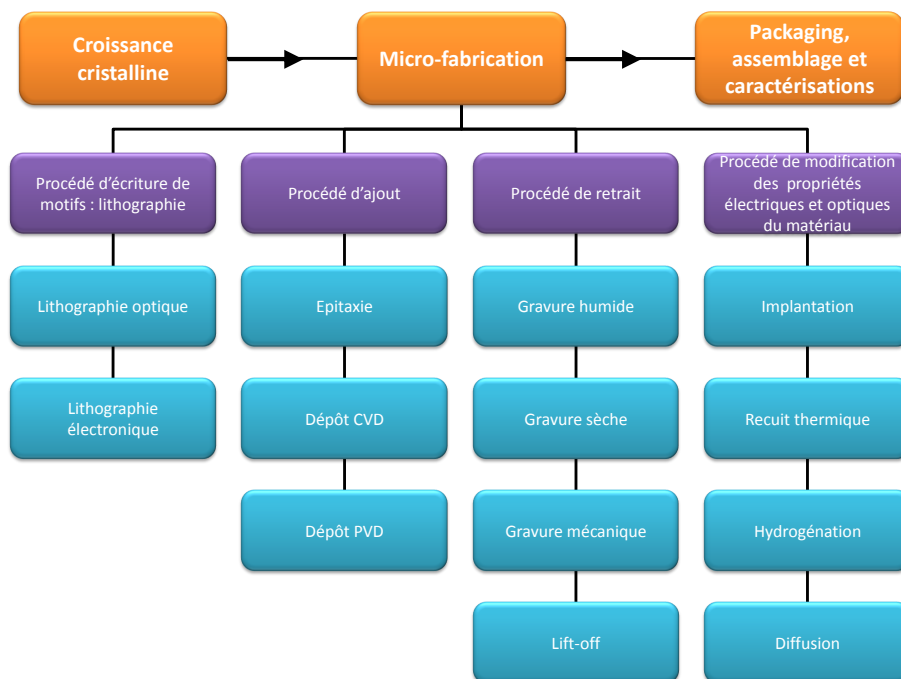


FIGURE 3.18 – Etapes principales d'un procédé de réalisation de composants opto-électroniques

3.3.1.1 Lithographie

En micro-fabrication, cette méthode autorise l'écriture à la surface de la plaque de motifs spécifiques. La lithographie définit où graver, implanter, laisser des métaux, ... et représente une fraction importante d'un procédé de fabrication.

La plupart des lithographies en opto-électronique sont réalisées par voie optique. Une résine photo-sensible est étalée à la surface de la plaque. Un masque photo-lithographique, qui est un gabarit avec des zones transparentes ou évidées et des zones opaques, est aligné en fonction des structures précédemment fabriquées à la surface de la plaque. Cette dernière est exposée à une lumière UV qui atteint la surface de la plaque uniquement dans les zones ouvertes du masque lithographique. La résine exposée à la lumière, du fait de son caractère photo-sensible, voit ses propriétés structurales modifiées et pourra être dissoute dans une solution chimique. Le motif du masque photo-lithographique a ainsi pu être transféré à la résine. A partir de ce moment, un procédé de gravure, d'implantation, de métallisation, ... peut être effectué et les zones où la résine est toujours présente seront protégées. Puis la résine est retirée totalement de la plaque (par voie chimique ou physique), la surface est nettoyée et le procédé de réalisation se poursuit.

Pour écrire des motifs de faibles tailles à la surface d'une plaque, la lithographie électronique est parfois utilisée afin de ne pas être restreint par la limite de diffraction atteignable par une lumière UV. Dans ce cas, un masque lithographique virtuel est utilisé. Le canon à électrons se déplace à la surface de la plaque selon les motifs définis informatiquement dans l'équipement.

Deux grandes familles de résines photo-sensibles existent :

- les résines positives pour lesquelles les parties exposées à la lumière se dissolvent dans une solution chimique.
- les résines négatives pour lesquelles les parties non exposées à la lumière se dissolvent dans une solution chimique.

La figure 3.19 schématise le procédé de lithographie optique à la surface d'une plaque en utilisant une résine positive. Une gravure du matériau est réalisée par la suite.

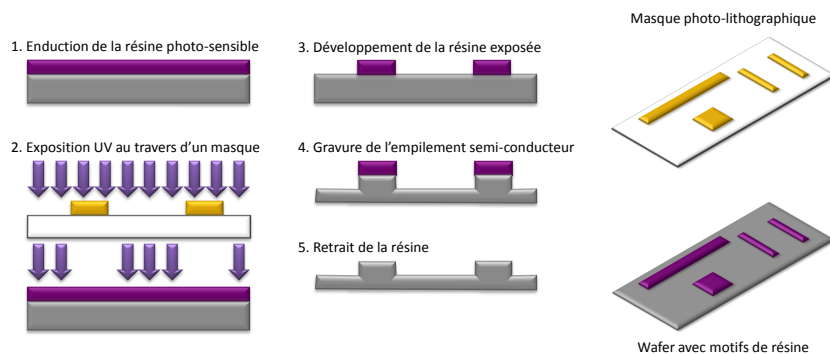


FIGURE 3.19 – Principe de la lithographie optique associée une gravure du semi-conducteur

3.3.1.2 Procédé d'ajout de matériaux

Partant d'un substrat d'InP seul, il est nécessaire d'ajouter des matériaux à la surface de celui-ci pour pouvoir fabriquer un dispositif opto-électronique et effectuer les différentes étapes de réalisation technologique. Ces matériaux peuvent être aussi bien des composés semi-conducteurs, des diélectriques, des métaux, des polymères, . . .

- Le dépôt physique en phase vapeur (PVD) est une variété de dépôt sous vide de couches minces de matériaux par la condensation de la forme vaporisée du matériau désiré à la surface d'une plaque. Les méthodes de PVD sont multiples et font appel à des procédés physiques uniquement tels que la pulvérisation par bombardement plasma, l'évaporation sous vide à haute température, l'ablation par laser, . . .
- A l'inverse de la PVD, le dépôt chimique en phase vapeur (CVD) est une méthode de dépôt de couches minces mettant en jeu des réactions chimiques. Dans un équipement de CVD, la plaque est exposée à des précurseurs volatils qui vont réagir chimiquement entre eux et se décomposer à la surface du substrat pour produire le film de matériau désiré. Les équipements de PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition) sont les plus courants pour réaliser des dépôts de couches minces. La réaction chimique entre les précurseurs gazeux a lieu après la création d'un plasma des gaz réactifs dans l'enceinte du réacteur de dépôt.
- L'épitaxie est une technique de croissance de cristaux sur un substrat cristallin. Les cristaux qui vont croître grâce à l'épitaxie auront la même orientation structurale que le substrat. De nombreuses techniques d'épitaxie existent actuellement (épitaxie par jet moléculaire, épitaxie en phase liquide, épitaxie en phase vapeur, . . .) et nous invitons le lecteur à se référer à l'ouvrage de M. Herman [104] pour plus d'informations sur ces méthodes de croissance. Généralement, une première épitaxie sur le substrat permettra d'obtenir l'empilement vertical de semi-conducteurs nécessaire à la réalisation du dispositif. Ensuite une succession d'étapes technologiques auront lieu. Des épitaxies supplémentaires, qu'on nomme reprises, peuvent être effectuées par la suite afin de rajouter de nouveaux semi-conducteurs à la surface des plaques structurées par les différents procédés de réalisation effectués.

Avec les techniques PVD et CVD nous obtenons des matériaux monocristallins, polycristallins, amorphes ou épitaxiaux (matériaux cristallins possédant la même orientation que le substrat sur lequel on les fait croître). L'épitaxie, dont le principe peut être proche de celui des techniques PVD ou CVD, génère des matériaux de qualité épitaxiale essentiellement.

3.3.1.3 Procédé de suppression de matériaux

Durant la micro-fabrication, le retrait de couches de matériaux, sélectivement ou non, se fait essentiellement par l'intermédiaire de procédés de gravure. Lors d'une gravure sélective d'un matériau, une partie de la plaque est protégée par un masque de gravure généralement constitué d'une résine ayant subi une étape de lithographie comme le présente la figure 3.19. Souvent, un masque plus résistant que la simple résine polymère est nécessaire pour résister au procédé de gravure. Il peut alors être réalisé à partir de métaux ou de diélectriques.

Les schémas de la figure 3.20 présentent les différents profils du matériau que nous pouvons obtenir suite à une gravure.

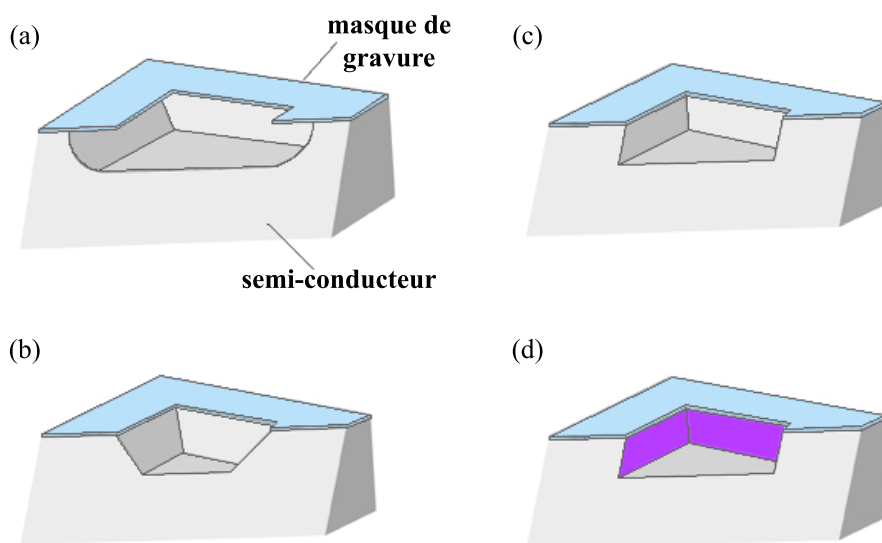


FIGURE 3.20 – Profils de gravure : (a) gravure isotrope due à une gravure verticale et latérale équivalente, (b) gravure cristalline anisotrope lorsque la gravure s'arrête sur des plans cristallins du matériau, (c) gravure verticale anisotrope qui est généralement obtenue par gravure à prédominance physique, (d) gravure verticale anisotrope avec protection des flancs permettant de limiter la gravure latérale [162]

Les techniques de gravure se divisent en deux catégories principales, les gravures sèches et les gravures humides, chacune possédant ses propres avantages et limitations.

- La gravure sèche de matériaux est un procédé qui peut être bien contrôlé vis-à-vis de la profondeur et de la forme du profil de gravure. Elle se base sur un plasma formé par une décharge de courant alternatif dans un gaz neutre ou réactif à basse pression. En fonction de l'équipement et des paramètres, la gravure s'effectuera par des aspects physiques et/ou chimiques. La composante physique de la gravure sèche provient des ions du plasma qui viennent bombarder la surface de la plaque et qui retirent de la matière par pulvérisation dans les zones non protégées par un masque. La sélectivité (représente le rapport de la vitesse de gravure de la couche à graver sur celle de la couche de protection) de ce type de gravure physique est

limitée mais il est possible d'obtenir des profils de gravure verticaux bien définis comme le montre la figure 3.20(c). L'aspect chimique repose sur la réaction d'espèces gazeuses du plasma avec des atomes de la surface pour former des composés volatils qui quitteront alors la surface de la plaque. Dans ce cas, la sélectivité en fonction du matériau est plus grande que celle de la gravure physique mais la gravure latérale devient non négligeable et mène à des profils isotropes comme celui de la figure 3.20(a). Une combinaison de ces deux effets permet d'obtenir à la fois une bonne sélectivité et un bon contrôle du profil. Il est même possible de protéger les flancs de gravure par passivation (création d'un oxyde par l'oxygène contenu dans le plasma) afin de limiter la gravure latérale comme décrit sur la figure 3.20(d). De nombreuses méthodes et équipements de gravure sèche, mettant en jeu la gravure physique et/ou chimique, sont aujourd'hui utilisés dans l'industrie du semi-conducteur : RIE (Reactive Ion Etching), ICP (Inductively Coupled Plasma), FIB (Focused Ion Beam), RIBE (Reactive Ion Beam Etching), ... Nous ne présenterons pas en détail chacune de ces techniques mais nous invitons le lecteur à consulter les ouvrages [51, 163] afin de connaître les spécificités de chacune de ces méthodes de gravure sèche. La gravure sèche permet d'avoir un contrôle très fin de la vitesse de gravure, de définir des motifs sub-microniques ayant des flancs verticaux sur de grandes profondeurs et peut être automatisée aisément. Malgré ses avantages indéniables, la gravure sèche possède des limitations : le bombardement de la surface du semi-conducteur n'est pas bénin et peut mener à une dégradation de la morphologie de surface provoquant des modifications de propriétés électriques et optiques des matériaux de surface. De plus, les matériaux gravés par cette technique ont tendance à se redéposer sur la plaque sous différentes formes et seront difficiles à retirer par la suite.

- Lors de la gravure humide, la plaque est immergée dans une solution de produits chimiques liquides qui attaquera la surface de la plaque non protégée. La sélectivité de ce type de gravures est très bonne, les vitesses de gravure sont très élevées, le redépôt des substances gravées n'a généralement pas lieu et la surface ayant vu la gravure n'est pas dégradée en morphologie et propriétés électriques/optiques. Par contre, le contrôle de la gravure n'est pas aisé car d'une part la solution, et donc la vitesse de gravure, peut évoluer dans le temps et d'autre part la gravure est isotrope comme le montre la figure 3.20(a). En effet, la gravure chimique s'effectue dans toutes les directions. Cela engendre une gravure latérale sous le masque, nommée sous-gravure, qui produit généralement des profils indésirables. Cependant il est possible en fonction de la solution d'attaque et de la composition du matériau de bloquer la gravure sur des plans cristallins (*cf.* figure 3.20(b)). Cela autorise un contrôle du profil de gravure et l'obtention d'angles de flancs bien définis.

Ces angles peuvent être mis à profit pour réaliser des structures spécifiques (adaptateurs de mode par exemple). La génération de grande quantité de déchets liquides reste un des autres inconvénients de cette technique.

Pour les gravures humides ou sèches, les mélanges de gaz ou les solutions chimiques sont spécifiques en fonction du type de matériau à graver, du contrôle, de la vitesse et de la sélectivité de la gravure souhaités. La référence [163] donne de nombreuses indications à ce sujet.

D'autres techniques de gravure, moins spécifiques au milieu des semi-conducteurs, existent telles que le polissage et l'usinage qui font souvent appel à une gravure mécanique du matériau. En ce qui concerne l'amincissement des plaques, il peut être mécanique et/ou chimique.

Le « lift-off » est un procédé spécifique utilisé généralement pour la définition de motifs métalliques à la surface d'une plaque. Il consiste à effectuer une lithographie optique suivie d'un dépôt de métal. En plongeant la plaque dans un solvant, il est alors possible de retirer de sa surface à la fois la résine et les couches de métaux se trouvant au-dessus. Seules les zones où la résine ne masquait pas le semi-conducteur conservent le métal. Le lift-off peut être adapté pour réaliser un retrait de couches semi-conductrices.

3.3.1.4 Procédé de modification des propriétés électriques et optiques

La modification des propriétés électriques des matériaux consistait historiquement à doper la source et le drain des transistors dans des fours de recuit. Aujourd'hui le procédé d'implantation ionique est utilisé : il consiste à accélérer des ions d'un matériau spécifique dans un fort champ électrique à une énergie contrôlée (de quelques keV à plusieurs MeV) et à bombarder la surface de la plaque avec ces ions. Ainsi il est possible d'implanter une dose atomique précise d'ions à la profondeur souhaitée. Dans la micro-électronique, ce procédé permet de créer les profils de dopage complexes nécessaires à certains dispositifs électroniques. En opto-électronique, on utilise principalement l'implantation d'ions H^+ ou O^+ pour l'isolation électrique de dispositifs ou la séparation de zones optiquement actives. Les zones implantées sont définies par un masque de résine qui doit être suffisamment épais pour absorber les ions accélérés.

Le recuit thermique rapide (RTA) dans des fours est également un procédé utilisé pour modifier les propriétés électriques des matériaux du dispositif et complète généralement une étape d'implantation. Il consiste à venir chauffer une plaque à de très hautes températures (parfois supérieures à $1200^{\circ}C$) pendant une période de temps courte de quelques secondes. Ce procédé peut permettre entre autres d'activer des dopants dans l'empilement semi-conducteurs, d'oxyder

thermiquement un matériau, de densifier des dépôts de couches minces et de changer les états de films déposés. Dans notre cas, il est plus utilisé pour réaliser la diffusion de dopants d'une couche à l'autre, réduire les défauts induits par une implantation ionique et permettre une diffusion des couches métalliques sur une petite épaisseur de semi-conducteur afin d'obtenir un très bon contact ohmique.

L'hydrogénation, que nous présenterons en détail au chapitre suivant, ainsi que la diffusion de dopants et l'inter-diffusion des puits quantiques sont des techniques utilisées pour modifier les propriétés optiques des couches semi-conductrices.

3.3.2 Procédé de fabrication mis en place

Le procédé développé pour la réalisation de nos composants est constitué d'une succession d'étapes présentées dans les paragraphes précédents. Avant de débiter la réalisation des PICs d'étude, il a été nécessaire de dessiner le jeu de masques issu de la conception des deux composants. Pour quasiment chaque grande étape du procédé de fabrication, le dessin d'un masque de photo-lithographie a été effectué sur le logiciel L-Edit de la société Tanner EDA. Ainsi seize niveaux de masque de lithographie optique et un niveau de masque de lithographie électronique ont été codés sur ce logiciel pour la réalisation complète de notre composant. La conception d'un jeu de masques ne consiste pas seulement à réaliser un dessin de l'ensemble des niveaux technologiques du composant. En effet, il faut allier l'architecture des composants avec le procédé de fabrication technologique choisi. Pour ce faire, nous devons établir des règles de dessin afin que les différentes étapes de fabrication s'enchaînent correctement. La mise en place de ces règles nécessite un savoir spécifique et approfondi du procédé de fabrication qui relève du secret industriel.

Les variantes des PICs d'étude, les différents composants de tests et les motifs d'alignement (qui gèrent l'alignement latéral et vertical des différents jeux de masques entre eux) forment chacun une cellule élémentaire. Durant la conception de ce jeu de masques, nous agençons entre elles ces différentes cellules élémentaires pour former un réticule. La figure 3.21 présente le réticule qui a été répété uniformément sur une surface de 4 pouces afin d'être compatible avec des substrats de 2 ou 3 pouces.

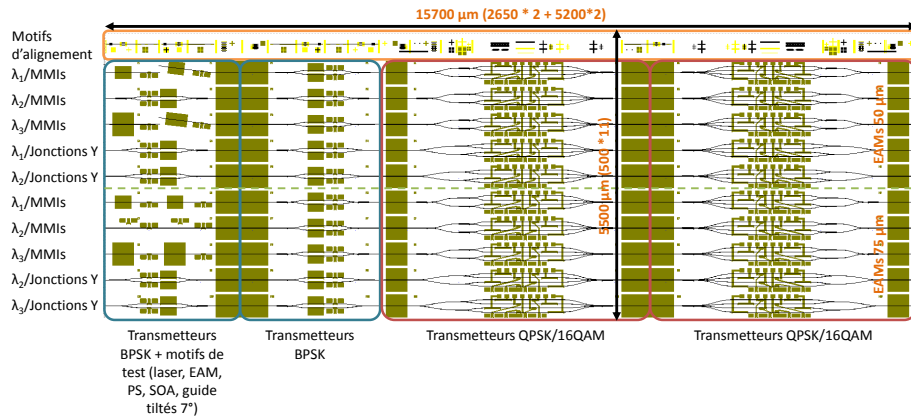


FIGURE 3.21 – Différentes cellules élémentaires composant le réticule du jeu de masques photo-lithographiques (seuls les niveaux de masques photo-lithographiques définissant le guide optique et les électrodes métalliques sont représentés)

En dehors des motifs d'alignement qui occupent la partie supérieure, on observe que quatre colonnes de dix lignes constituent le réticule. La première colonne est composée de transmetteurs BPSK mais aussi de motifs de tests qui permettront de caractériser des dispositifs spécifiques afin de savoir si certaines étapes de la réalisation technologique se sont bien déroulées. La seconde colonne comprend dix transmetteurs BPSK. La troisième colonne ainsi que la quatrième sont formées entièrement de PICs QPSK/16QAM. Les dispositifs des cinq premières lignes intègrent des EAMs de $50\ \mu\text{m}$ alors que des EAMs de $75\ \mu\text{m}$ sont positionnés sur les cinq dernières lignes. Trois pas de réseau DFB différents, permettant de sélectionner trois longueurs d'onde spécifiques, sont répartis sur les dix lignes du réticule comme le montre la figure 3.21. De plus, certaines lignes possèdent une recombinaison de faisceaux optiques opérée par une cascade de MMIs 2×1 ou bien par une cascade de jonctions Y 2×1 . Dans ce réticule, les phases de chaque bras des interféromètres sont préfixées par la longueur de chemin optique mais une variante de ce réticule existe dans laquelle les phases ne sont pas préfixées. Au final, sur une plaque de 2 pouces, en éliminant les composants sur les bords de la plaque, il est possible d'obtenir environ 320 transmetteurs QPSK/16-QAM et 280 transmetteurs BPSK, toutes variantes confondues (trois longueurs d'onde, MMIs ou Jonctions Y, phases préfixées ou non).

Nous allons maintenant détailler étape par étape le processus de réalisation technologique que nous avons appliqué afin de réaliser le premier jeu de transmetteurs QPSK/16-QAM et BPSK. Deux substrats commerciaux d'InP, ayant des dimensions de 2 pouces de diamètre et de $500\ \mu\text{m}$ d'épaisseur, ont servi de substrats pour notre première version de composants.

1. Epitaxie « Epi zéro »

La toute première étape consiste à faire croître sur les substrats commerciaux d'InP dopé n (par du Soufre) une couche tampon

d'InP dopé n et de 2 μm d'épaisseur. On nomme cette épitaxie « Epi zéro ». Elle permet de démarrer notre procédé de fabrication sur une couche de matériau dont les propriétés sont bien connues. De plus elle limite l'épaisseur des couches à faire croître lors de l'épitaxie SAG.

2. Définition des masques diélectriques SAG

Le dépôt d'une couche de diélectrique SiO_2 est effectué sur toute la surface de la plaque dans un équipement de PECVD. Une lithographie optique suivie d'une gravure RIE (plasma composé d' O_2 , de SF_6 et de CHF_3) permet de définir les motifs de diélectriques nécessaires à la croissance sélective SAG. La forme et l'emplacement des motifs de diélectrique ont été conçus au préalable par simulation.

3. Epitaxie SAG

La croissance sélective s'effectue dans un bâti d'épitaxie MOVPE et permet d'obtenir après croissance l'empilement de matériaux présenté dans le tableau 3.1. En partant du substrat ayant vu une « épi zéro », on commence par faire croître une couche tampon d'InP. Ensuite l'épitaxie de la succession de puits et de barrières (*cf.* figure 2.2) intervient. On l'entoure de couches SCH (Separate Confinement Heterostructure) permettant d'améliorer le confinement optique et électronique dans la zone de puits/barrières. On effectue ensuite la croissance d'un « espaceur » d'InP qui permet de positionner la couche réseau en matériau quaternaire à la distance voulue par rapport aux puits quantiques. Une fine couche d'InP termine la croissance afin de protéger la couche réseau lors des étapes suivantes.

Type de couche	Matériau	Epaisseur (nm)	Nombre de couches	Dopage
Gaine	InP	20	1	p (Zn)
Réseau	GaInAsP	30	1	p (Zn)
Espaceur	InP	120	1	p (Zn)
SCH	GaInAsP	20	1	non dopé intentionnellement
Barrière	AlGaInAs	10	1	non dopé intentionnellement
Puit	AlGaInAs	8	12	non dopé intentionnellement
Barrière	AlGaInAs	10	12	non dopé intentionnellement
SCH	GaInAsP	30	1	non dopé intentionnellement
Tampon	InP	300	1	n (Si)
Substrat	InP	—	1	n (S)

TABLE 3.1 – Structure épitaxiée lors de la croissance sélective SAG. Les épaisseurs données sont celles des zones actives EAMs

La figure 3.22 présente schématiquement le résultat de la croissance SAG pour le composant BPSK. Le masque diélectrique sur

lequel aucun matériau n'a pu croître est retiré de la surface de la plaque par une gravure chimique à l'acide fluorhydrique (HF).

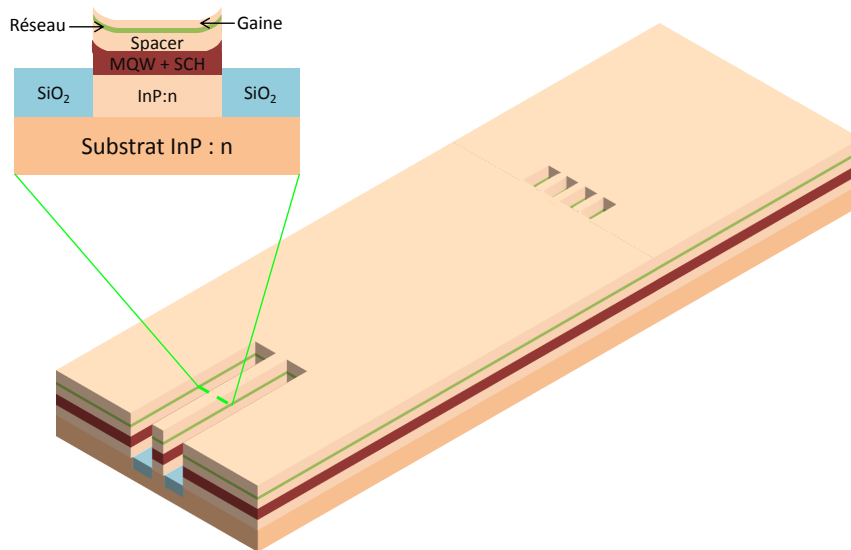


FIGURE 3.22 – Vues schématiques en 3D et en coupe de l'empilement vertical obtenu après croissance SAG pour le transmetteur BPSK

4. Carrés d'alignement E-Beam

Afin de réaliser des lithographies électroniques à l'aide d'un équipement de type E-Beam, il est nécessaire de disposer à la surface de motifs d'alignement spécifiques : des carrés de petite taille qui sont situés à des endroits précis de la plaque. Ils doivent posséder un contraste suffisant pour que l'E-beam puisse les détecter et aligner sa lithographie en fonction de ces carrés. Pour les écrire à la surface de la plaque, une lithographie optique est donc réalisée après la croissance SAG. Puis les carrés sont transférés dans l'empilement de semi-conducteurs par une gravure ICP utilisant du chlore gazeux (Cl_2) comme plasma de gravure principal.

5. Ecriture des réseaux DFB par E-Beam

Pour sélectionner une longueur d'onde autour de $1,55\mu\text{m}$, les réseaux des lasers DFB que nous allons produire doivent posséder un pas de répétition aux alentours de 240 nm. Une lithographie optique classique (lumière UV à 400 nm) ne permet pas de définir des motifs aussi petits du fait de la limite de diffraction. Pour atteindre une telle résolution, nous serons donc obligés de recourir à une lithographie électronique E-Beam. En s'alignant sur les carrés d'alignement présents à la surface de la plaque, il est possible d'écrire sur une résine polymère les différents réseaux DFB comme décrit sur la figure 3.21. Ensuite, une gravure RIE est utilisée pour transférer ces réseaux dans une couche de diélectrique préalablement déposée à la surface de la plaque. Le transfert du réseau DFB dans la couche réseau en

quaternaire est réalisée par le biais d'une gravure ICP. Un contrôle de topographie à l'aide d'un microscope à force atomique (AFM) est effectué à chacune de ces étapes afin de vérifier les dimensions des motifs réseaux écrits (cf. figure 3.23).

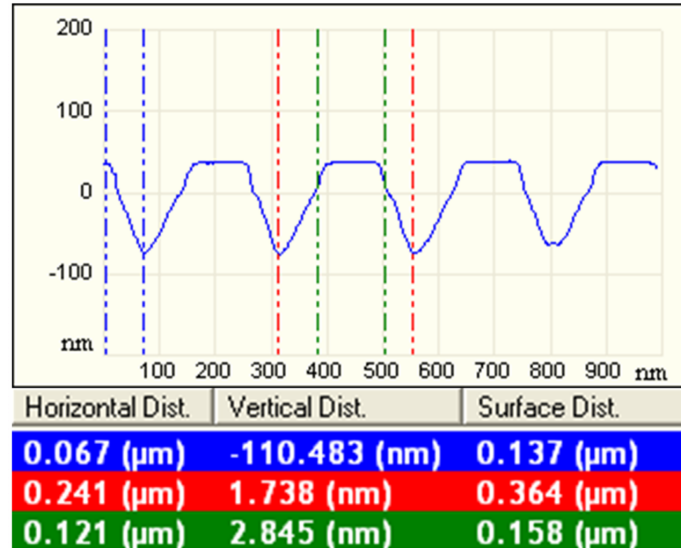


FIGURE 3.23 – Contrôle à l'AFM des dimensions d'un réseau DFB transféré dans l'empilement de matériaux semi-conducteurs

6. Localisation de la couche réseau

Lors de l'épitaxie SAG, la couche réseau croît sur la totalité de la plaque (à l'exception des zones masquées). Cependant, en dehors des zones laser, elle est inutile et peut être retirée. Pour ce faire, nous réalisons une lithographie optique qui permet de localiser cette couche réseau par une gravure chimique. Une solution à base d'acide chlorhydrique (HCl) grave sélectivement l'InP tandis qu'une solution à base d'acide sulfurique (H₂SO₄) grave sélectivement le matériau quaternaire InGaAsP de la couche réseau. Pour connaître l'avancement de la gravure et savoir si la couche réseau est gravée, une mesure d'épaisseur au profilomètre est pratiquée.

7. Ouverture de fenêtre d'espace libre

Sur le premier jeu de plaques de composants, une amélioration de l'adaptation de mode en sortie de certains composants a été tentée en réalisant des fenêtres de propagation du mode de sortie en espace libre dans l'InP. Dans ces zones, le mode optique, déjà agrandi par les différents tapers géométriques et matériaux, se propage librement dans l'InP sans guide optique et sa taille de mode augmente. Afin de réaliser ces fenêtres d'espace libre, une photo-lithographie définit des zones en sortie de composant où une gravure chimique sélective grave le guide optique. Un contrôle d'épaisseur au profilomètre donne l'avancement de la gravure. Ces zones de propagation libre apparaissent sur la figure 3.27(b).

8. Reprise réseau

Une gravure chimique douce de l'InP et de la couche réseau restaure la surface des zones réseaux afin de les préparer à une étape de reprise épitaxiale. Cette étape d'épitaxie enterre les réseaux sous une fine couche d'InP (*cf.* tableau 3.2) dans le but de les protéger lors de la suite du procédé de réalisation des composants.

Matériau	Epaisseur (nm)	Dopage
InP	280	p (Zn)
InP	20	non dopé intentionnellement

TABLE 3.2 – Structure épitaxiée lors de la reprise réseau

9. Définition du ruban

Un dépôt de diélectrique est effectué sur l'ensemble de la plaque. Afin d'assurer le guidage optique monomode de l'onde dans nos transmetteurs, un ruban de largeur $1,3 \mu\text{m}$ (en dehors des zones MMI) est défini par photo-lithographie et gravé dans le diélectrique par plasma RIE. La protection de zones spécifiques par une lithographie supplémentaire est réalisée afin de pouvoir nettoyer la plaque de certains résidus diélectriques toujours présents dans les motifs SAG. Une fois ce nettoyage effectué par gravure chimique (mélange d'acide fluorhydrique et d'ammoniaque), le transfert du ruban diélectrique dans l'empilement semi-conducteur se fait par l'intermédiaire d'une gravure ICP chlorée. Une profondeur de gravure de $2 \mu\text{m}$ a été effectuée afin d'atteindre les vitesses de modulation souhaitées des EAMs. Cette profondeur n'a pas été choisie au hasard et les calculs menant à cette valeur seront présentés par la suite. Le résultat obtenu à l'issue de cette étape est présenté sur les figures 3.24(a) et 3.24(b).

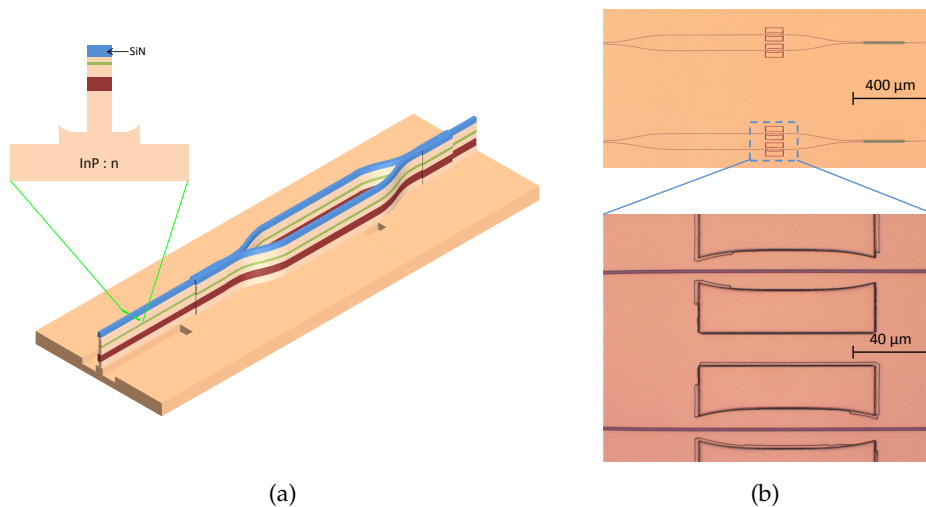


FIGURE 3.24 – (a) Vues schématiques 3D et en coupe ainsi que (b) vues réelles de dessus obtenues après la gravure du ruban pour le composant BPSK

10. Zones masquées et non masquées

Sans retirer le masque diélectrique ayant servi à la gravure du ruban dans le semi-conducteur, nous procédons à une étape de lithographie qui protège certaines zones de ce masque. Les zones non protégées du masque diélectrique sont alors gravées par RIE. On retire ensuite la résine photo-sensible. Après un procédé de reprise épitaxiale de type SIBH, les zones masquées par du diélectrique se retrouveront dans la configuration de la figure 2.8 (a) qui rend possible l'injection de porteurs (zone active), alors que les zones non masquées auront la structure passive de la figure 2.8 (b). Afin d'améliorer la morphologie obtenue après reprise SIBH, des transitions à 45° entre les parties masquées et les parties non masquées sont définies comme le montre la figure 3.25. En effet, il a été démontré [89] que les reprises SIBH entraînent des surcroissances à proximité de masques diélectriques, de la même manière que les reprises SAG ; ces surcroissances sont amplifiées fortement selon certains axes cristallographiques et peuvent mener à l'emprisonnement de cavité d'air lors de la croissance. Une étude au laboratoire a montré que l'utilisation de transitions obliques entre zones masquées et non masquées diminuait ces surcroissances.

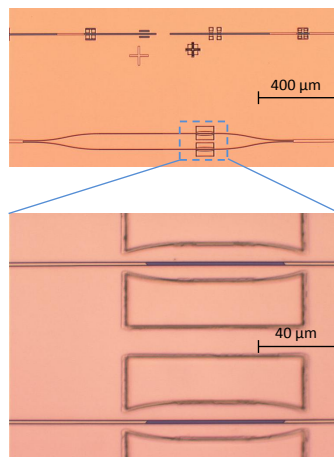


FIGURE 3.25 – Vues réelles de dessus obtenues après la définition de zones diélectriques masquées/non masquées sur le ruban pour le composant BPSK

11. Reprises SIBH

L'enterrement du ruban par la technique SIBH nécessite deux reprises d'épitaxie distinctes. La première épitaxie (nommée « épitaxie SIBH ») fait croître l'empilement du tableau 3.3 pour un ruban de $2 \mu\text{m}$ de profondeur. La couche semi-isolante est généralement constituée d'InP dopé avec du fer pour occasionner un comportement résistif et isolant. La couche bloquante (nommée ainsi car elle empêche l'inter-diffusion entre les dopants Fer et Zinc [164]) peut être réalisée par de l'InP dopé Ruthénium ou par de l'AlInAs. Suite à cette reprise, la morphologie et les profils présentés sur le schéma de la figure 3.26(a) sont obtenus. Des images, acquises par microscopie optique ainsi que par microscopie interférentielle, de la surface du composant BPSK après reprise SIBH sont données en figure 3.26(b).

Type de couche	Matériau	Epaisseur (nm)	Dopage
Couche bloquante	InP	600	(Ru)
Couche semi-isolante	InP	1500	(Fe)

TABLE 3.3 – Structure épitaxiée lors de la reprise SIBH

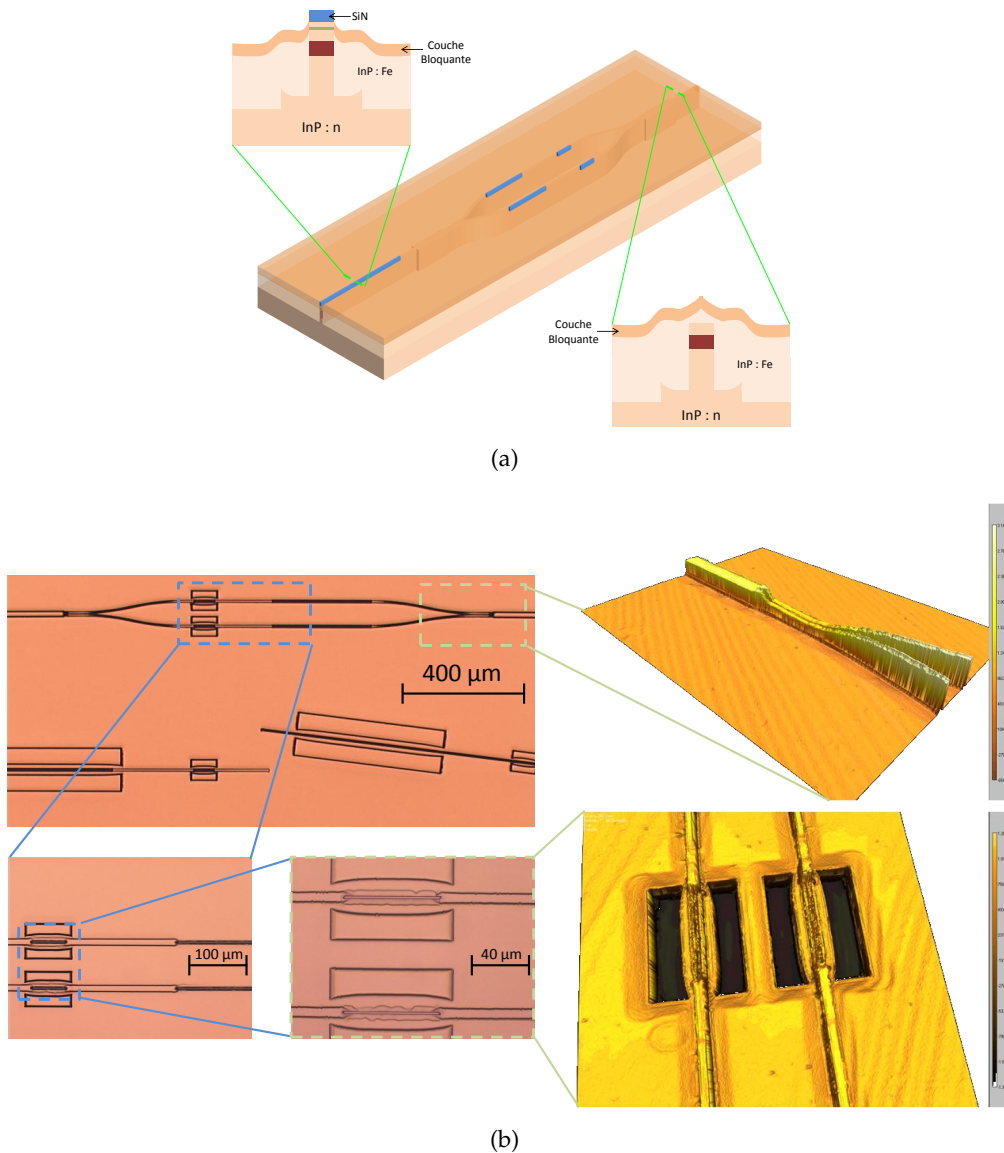


FIGURE 3.26 – (a) Vues schématiques 3D et en coupe accompagnées (b) d'images de microscopie optique (gauche) et interférentielle (droite) suite à la reprise SIBH pour le composant BPSK

Suite à cette première recroissance, le masque diélectrique protégeant les zones actives est retiré dans un bain de HF et la seconde épitaxie d'enterrement a lieu pour faire croître l'empilement donné dans le tableau 3.4. On nomme cette étape « épitaxie P ». Une forte épaisseur d'InP dopé P enterre ainsi la structure et finalise la jonction PIN dans les zones actives. Une couche d'InGaAs dopée p

engendre un meilleur contact électrique dans les zones possédant des électrodes métalliques.

Matériau	Epaisseur (nm)	Dopage
InGaAs	300	p (Zn)
InP	2900	p (Zn)
InP	20	non dopé intentionnellement

TABLE 3.4 – Structure épitaxiée lors de la reprise P

Comme le montre la figure 3.27(a), grâce à l'utilisation de zones masquées et non masquées, ces deux croissances ont abouti à l'obtention de zones actives et de zones passives : l'injection de courant dans les puits quantiques ou la mise sous tension de la jonction ne sera possible que dans les zones actives.

12. Récupération des motifs d'alignement

Après ces deux croissances épitaxiales, la morphologie de surface est perturbée et l'enterrement sous plusieurs microns de matériaux peut rendre les motifs d'alignement difficiles à distinguer. Une étape de déterrement de ces motifs est parfois préconisée. En utilisant une solution de gravure chimique sélective, il est possible de récupérer les motifs d'alignement ce qui permettra de faciliter le positionnement des photo-lithographies futures.

13. Contacts métalliques P

Afin de pouvoir appliquer une tension ou injecter un courant dans les différents composants de notre PIC, il faut déposer des électrodes métalliques à la surface de la plaque. Pour ce faire un procédé de lift-off est réalisé. Suite à la lithographie optique, nous déposons par pulvérisation à doubles faisceaux ioniques (DIBS) une couche de platine et une couche d'or sur la plaque entière. En plongeant cette dernière dans un bain de solvant, nous retirons les couches métalliques dans les zones masquées par la résine. Le métal restant dans les zones non masquées permet de définir les plots de contacts métalliques P. Les figures 3.27(a) et 3.27(b) montrent le résultat à l'issue de cette opération.

Un recuit thermique rapide à 420° est appliqué à la plaque afin de faire diffuser une petite partie de la couche de platine dans le semi-conducteur III-V de contact. En plus d'une meilleure accroche du contact à la surface du semi-conducteur, il résulte de ce procédé un contact ohmique possédant une faible résistance de contact.

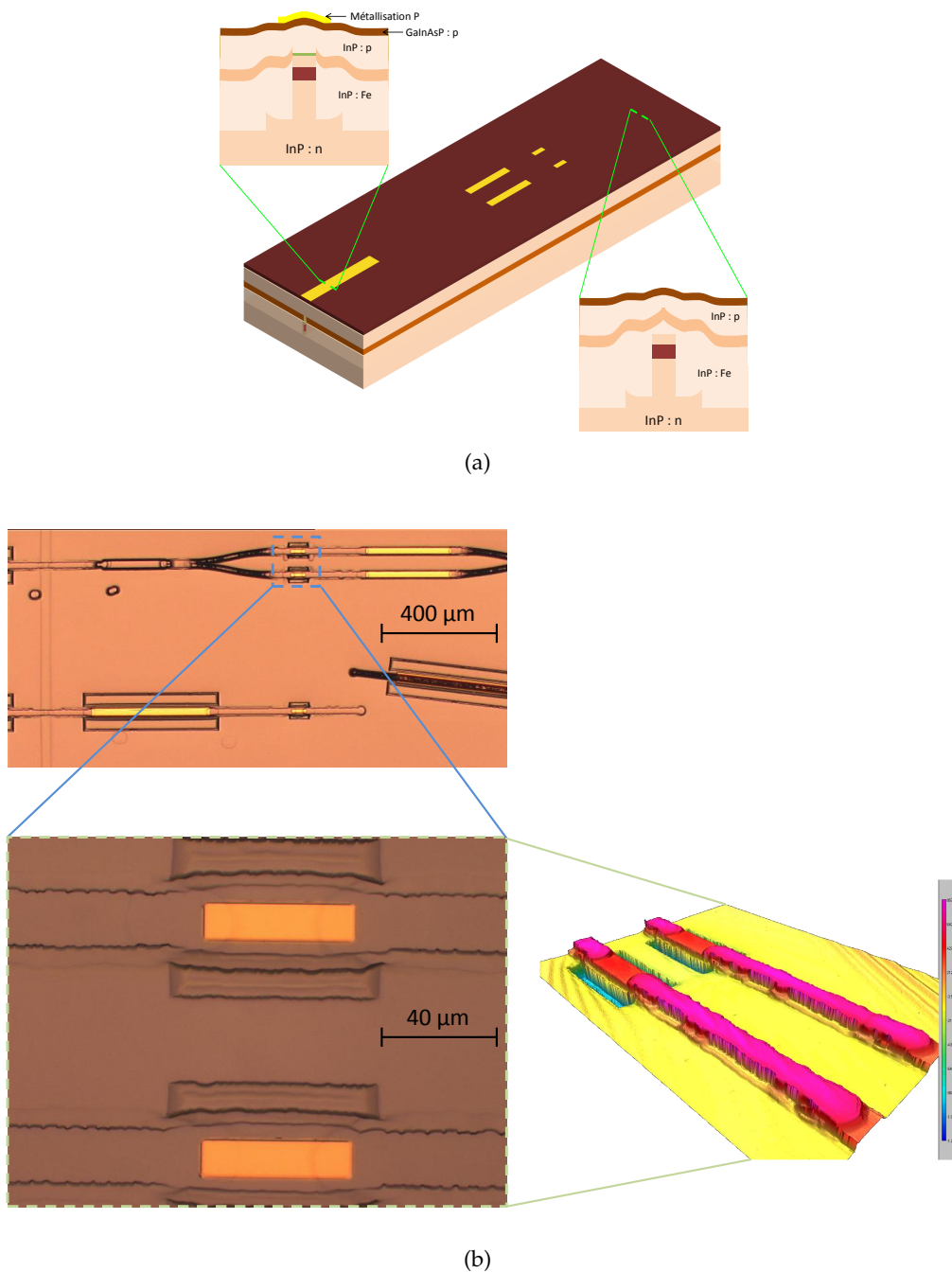


FIGURE 3.27 – (a) Vues schématiques 3D et en coupe accompagnées (b) d'images de microscopie optique (gauche) et interférentielle (droite) suite à la reprise P et le dépôt des métallisations pour le composant BPSK

14. Implantation protonique

Afin d'isoler électriquement les différentes électrodes d'un même PIC mais aussi les PICs les uns des autres, une étape d'implantation protonique est effectuée. A l'aide d'un implanteur ionique, des ions H^+ sont bombardés à la surface de la plaque. Les énergies d'accélération sont calculées de manière à ce qu'ils puissent implanter la zone de semi-conducteur dopée p. Certaines zones sont protégées du bombardement par des motifs de résine épaisse issus d'une photo-lithographie optique.

15. Séparation des électrodes

Afin d'améliorer la séparation entre électrodes, une gravure chimique de la couche d'InGaAs dopée p en dehors des contacts métalliques a lieu.

16. Hydrogénation des parties passives

Afin de diminuer les pertes de propagation dans les zones passives, une hydrogénation de celles-ci est nécessaire. Une lithographie optique localise cette hydrogénation qui est effectuée dans un bâti de RIE. Les effets mis en jeu pour diminuer ces pertes et les apports de l'hydrogénation seront étudiés en détail au chapitre 4. Il est important de noter que lors de l'hydrogénation, l'InP se déplete en phosphore et des billes d'indium apparaissent en surface ce qui engendre un noircissement des zones hydrogénées, comme cela est visible sur la figure 3.28(b).

17. Gravure des Mesas

Un masque diélectrique est déposé à la surface de la plaque. Une lithographie optique suivie d'une gravure RIE du diélectrique est effectuée. La gravure par ICP de caissons dans le semi-conducteur sur environ $5 \mu\text{m}$ mène à la formation des « mesas » présentés sur la figure 3.28(a). Ces mesas diminuent la capacité des EAMs en réduisant la contribution de la capacité provenant de la jonction créée par le matériau semi-isolant enterrant latéralement le guide. De plus, ils améliorent l'isolation entre composants. Les figures 3.28(a) et 3.28(b) montrent l'impact de cette étape sur la morphologie du composant BPSK.

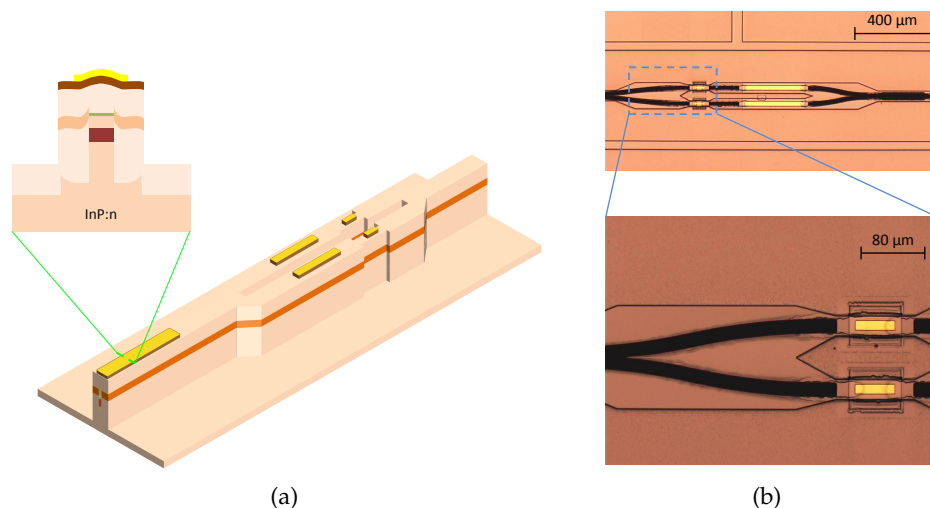


FIGURE 3.28 – (a) Vues schématiques 3D et en coupe accompagnées (b) d'images de microscopie optique suite à la gravure des mesas pour le composant BPSK

18. Remplissage des caissons et planarisation

Du BCB (bisbenzocyclobutène) est enduit sur l'ensemble de la plaque et celui-ci est gravé par RIE. La gravure permet une planarisation du BCB et permet d'ouvrir le BCB dans deux zones spécifiques :

- sur les pourtours des puces pour générer des chemins de découpe qui permettront une séparation plus aisée des puces les unes des autres,
 - sur les zones de contacts métalliques afin de découvrir ceux-ci.
- Ces étapes de planarisation et d'ouverture sont délicates du fait de la gravure non uniforme du BCB qui a lieu en fonction de la surface des zones à ouvrir. De plus, la nature du plasma et les paramètres de gravure doivent être adaptés pour ne pas abîmer les électrodes métalliques. Malgré cela, le BCB est un des meilleurs candidats pour remplir les caissons de par sa résistance mécanique et sa propension à limiter la capacité des plots métalliques de recharge que nous déposerons à sa surface lors de l'étape suivante.

19. Plots de recharge métallique

L'intérêt principal du remplissage des caissons par du BCB réside dans la possibilité de pouvoir déporter les plots de contact sur le BCB afin d'obtenir un bon contact hyperfréquence. Par la technique de lift-off, on définit des plots de contact qui couvrent la métallisation P et débordent sur le BCB. Pour les EAMs, les plots de contact doivent être les plus petits possibles pour éviter de limiter la bande passante mais ils doivent être assez grands pour permettre une soudure aisée des fils de connexion lors du montage.

20. Amincissement de la plaque et métallisation N

Afin de faciliter la future découpe des puces, il est important que la plaque soit amincie. Pour cela, nous procédons à une gravure chimique bromée de la face arrière du substrat d'InP. L'épaisseur totale de la plaque est ainsi réduite à 120 μm . Le dépôt de la métallisation N en face arrière de la plaque est effectué par pulvérisation DIBS. Cette dernière étape marque la fin du processus de micro-fabrication des composants PICs d'étude se basant sur les technologies SAG et SIBH. Le résultat final obtenu à l'issue de ce procédé de fabrication est donné sur les figures 3.29(a) et 3.29(b) pour le composant BPSK. Le résultat pour le transmetteur QPSK/16-QAM est présenté en figure 3.30.

Ce procédé de fabrication est constitué de nombreuses étapes, parfois critiques, qui ont nécessité des mises au point pour s'adapter à la réalisation de nos deux transmetteurs. La fabrication du premier jeu de composant s'est déroulée sur une période de 43 semaines. Cette durée de réalisation prolongée est due à des pannes d'équipements, des retards de commandes de masques photo-lithographiques et à la priorité de certains projets sur le notre. Ainsi, seulement 16 semaines de travail ont été nécessaires sur la totalité des 43 semaines. Nous estimons que ce délai de fabrication peut être ramené à une période inférieure à 10 semaines dans un environnement de travail industriel dédié (de type fonderie).

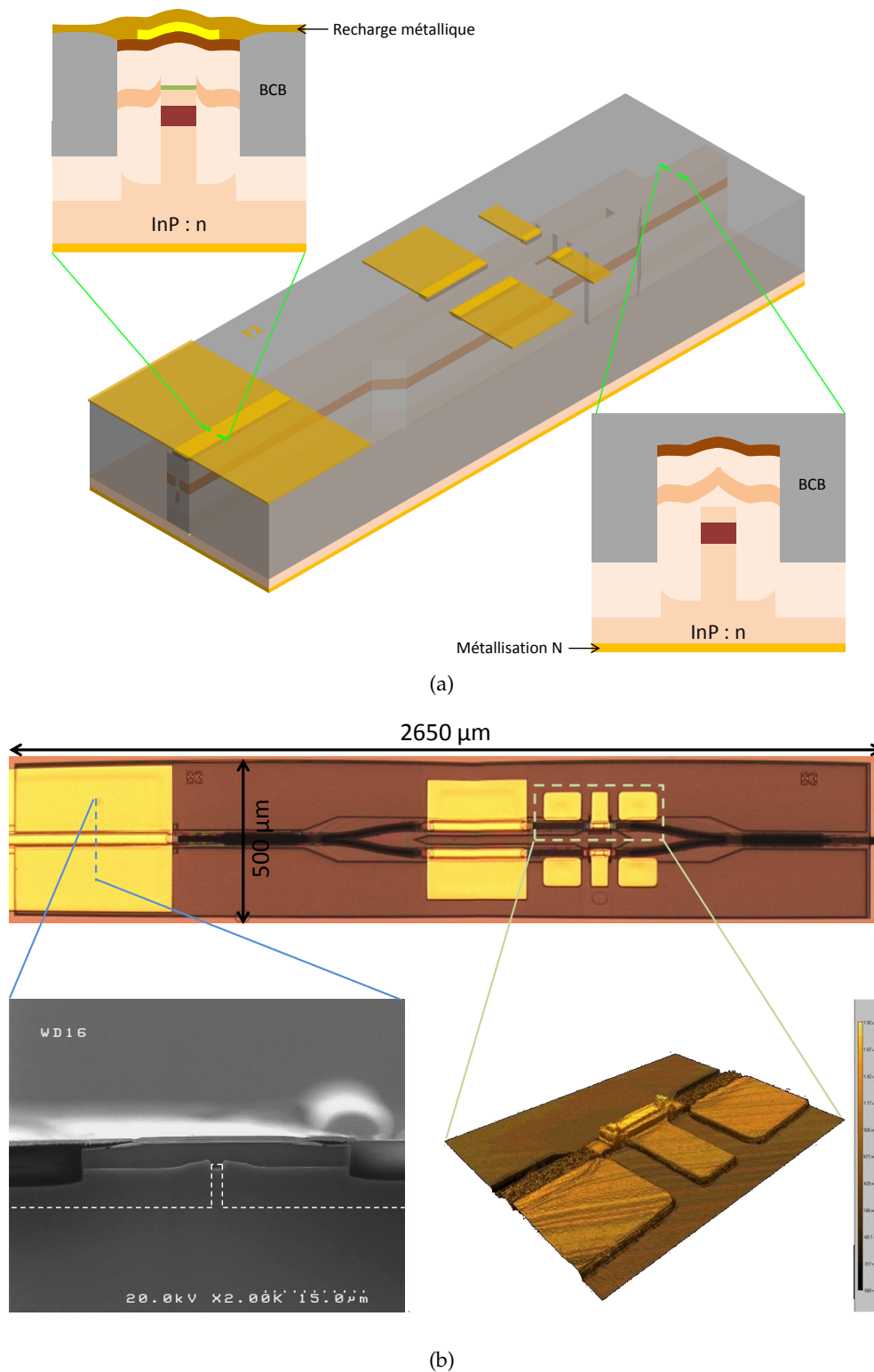


FIGURE 3.29 – (a) Vues schématiques 3D et en coupe accompagnées (b) d'images de microscopie optique (en haut), électronique (en bas à gauche) et interférentielle (en bas à droite) obtenues à l'issue du procédé de fabrication pour le composant BPSK

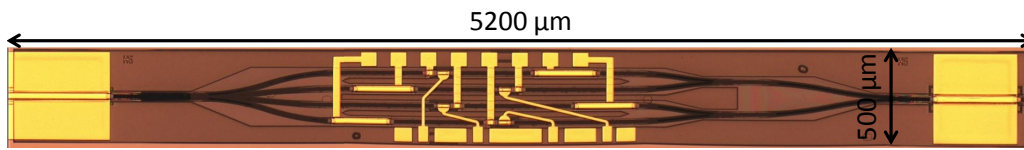


FIGURE 3.30 – Microscopie optique obtenue à l'issue du procédé de fabrication pour le composant QPSK/16-QAM

Impact des choix technologiques sur la bande passante

A la section 2.3.1.2, nous avons vu que la réponse en fréquence d'un modulateur à électro-absorption peut être modélisée de façon simplifiée par le circuit équivalent de la figure 2.16. Dans ce modèle, de nombreuses approximations ont été effectuées (les capacités sont assimilées à des capacités d'un condensateur plan, certains effets selfiques ne sont pas pris en compte, certaines capacités et résistances sont négligées...). Néanmoins, il permet d'estimer grossièrement les valeurs des bandes passantes atteignables par nos EAMs en fonction des choix technologiques à travers l'équation :

$$v_{3dB} = \frac{1}{2\pi(R_s + (\frac{1}{R_c} + \frac{1}{R_g})^{-1})C_j} \quad (3.1)$$

Dans le cadre du SIBH, la capacité C_j de l'EAM provient de plusieurs contributions :

- La capacité C_{EAM} de la jonction PIN du ruban.

$$C_{EAM} = \frac{\epsilon_I S}{e_I} = \frac{\epsilon_I (l_{ruban} \times L_{EAM})}{e_I} \quad (3.2)$$

où $\epsilon_I = n_I^2$ est la constante diélectrique de la zone non intentionnellement dopée contenant le matériau électro-absorbant, n_I l'indice de réfraction effectif de cette zone, l_{ruban} la largeur du ruban, L_{EAM} la longueur de l'EAM et e_I l'épaisseur de la zone non intentionnellement dopée.

- La capacité C_{SI} provenant de la jonction constituée par le matériau semi-isolant enterrant le guide et le substrat.

$$C_{SI} = \frac{\epsilon_{SI} S}{e_{SI}} = \frac{\epsilon_{SI} (l_{mesa} \times L_{EAM})}{e_{SI}} \quad (3.3)$$

où $\epsilon_{SI} = n_{SI}^2$ est la constante diélectrique du matériau semi-isolant, n_{SI} l'indice de réfraction effectif de ce matériau, l_{mesa} la largeur du mesa EAM, L_{EAM} la longueur de l'EAM et e_{SI} l'épaisseur de matériau semi-isolant enterrant le ruban. Plus l'épaisseur de matériau semi-isolant est grande et donc plus la profondeur de gravure du ruban est élevée, plus cette capacité est réduite.

- La capacité du plot de contact métallique C_{plot} qu'on estime constante à 40 fF dans nos technologies.

Certaines dimensions utilisées dans ces calculs sont représentées sur la coupe d'une zone EAM de la figure 3.31.

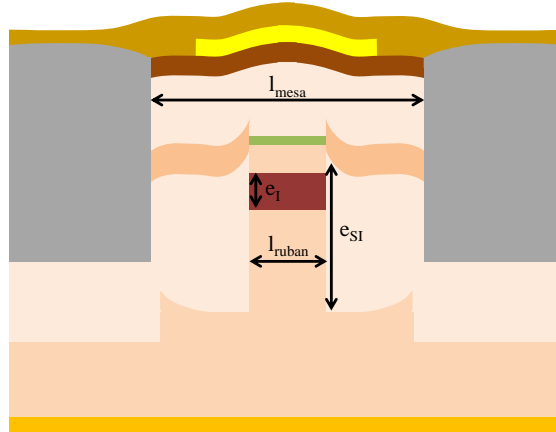


FIGURE 3.31 – Coupe schématique d'une zone EAM en technologie SAG-SIBH

Lors de notre processus de fabrication nous avons fixé la largeur de ruban à $1,3 \mu m$, la largeur de mesa EAM à $30 \mu m$ et les différentes étapes d'épitaxie ont fait croître une zone non intentionnellement dopée de 276 nm d'épaisseur (cf. tableau 3.1) avec $n_I \approx 3,4$ et un matériau semi-isolant d'une épaisseur avoisinant les $1,5 \mu m$ (cf. tableau 3.3) avec $n_{SI} \approx 3,17$.

L'application numérique des précédentes équations pour nos deux longueurs d'EAMs donne :

- Pour les EAMs de $50 \mu m$ de long, $C_{EAM} \approx 25 \text{ fF}$ et $C_{SI} \approx 88 \text{ fF}$. Si l'EAM est relié à une résistance de charge $R_c = 50 \Omega$ équivalente à la résistance du générateur $R_g = 50 \Omega$ et que la résistance série de nos EAMs R_s est égale à 20Ω (valeur typique estimée lors de précédentes mesures pour les électrodes métalliques d'EAM de $50 \mu m$), alors on obtient une bande passante de 23 GHz environ. Si maintenant on fixe $R_c = 35 \Omega$ on obtient une bande passante de 26 GHz .
- Pour les EAMs de $75 \mu m$ de long, $C_{EAM} \approx 37 \text{ fF}$ et $C_{SI} \approx 133 \text{ fF}$. Si $R_c = R_g = 50 \Omega$ et $R_s = 15 \Omega$ (valeur typique estimée lors de précédentes mesures pour les électrodes métalliques d'EAM de $75 \mu m$), alors la bande passante atteint 19 GHz . Dans le cas où $R_c = 35 \Omega$ une bande passante de 21 GHz est alors obtenue.

D'après la théorie de Nyquist [11], si un dispositif de modulation possède une bande passante B , alors la rapidité de modulation R atteignable avec ce dispositif est $R = 2B$. Ainsi avec les choix technologiques effectués, nos modulateurs de 50 et $75 \mu m$ devraient pouvoir atteindre respectivement les rapidités de modulation de 56 Gbauds et de 28 Gbauds fixées par le projet MIRTHE.

CONCLUSION DU CHAPITRE

Durant ce chapitre, nous avons pu établir l'architecture de nos deux transmetteurs d'étude capables de générer un signal QSPK/16-QAM d'une part et un signal CSRZ d'autre part en se basant sur le concept des EAMs imbriqués dans des MZIs. Dans ces circuits, de nombreuses fonctions optiques seront intégrées monolithiquement sur un même substrat d'InP. Diverses simulations ont prouvé la viabilité des concepts énoncés et ont permis de mettre en avant les points critiques de conception de nos PICs.

La réalisation de ces deux composants en salle blanche a ensuite été détaillée. L'utilisation des briques technologiques SAG et SIBH a engendré de nombreuses étapes spécifiques et plusieurs mises au point ont été nécessaires. Un processus de fabrication complexe a pu ainsi être établi et a mené à la réalisation de nos composants. Pour la conception et la fabrication de la plupart des fonctions actives (Laser, SOA, EAM, VOA) des circuits, nous nous sommes inspirés d'études précédemment effectuées au III-V Lab. Les déphaseurs et les fonctions passives de nos PICs étant cependant moins connus au laboratoire, ils ont donc demandé un important travail de développement. Le chapitre 4 présentera les optimisations de certaines zones passives (guides droits, guides courbés et MMIs) que nous avons réalisées afin de réduire les pertes optiques. Par souci de clarté, nous ne rapporterons pas dans ce chapitre les études menées sur les adaptateurs de modes et les transitions actif/passif. Le chapitre 5 fera la revue des caractérisations effectuées sur les composants fabriqués et l'annexe A introduira les calculs réalisés lors de la conception des déphaseurs.

OPTIMISATION DES ZONES PASSIVES

SOMMAIRE

4.1	L'OLCR : LA RÉFLECTOMÉTRIE OPTIQUE À FAIBLE COHÉRENCE	131
4.1.1	Fonctionnement de l'OLCR	131
4.1.2	Exploitation des réflectogrammes	132
4.2	OPTIMISATION DES PERTES DE PROPAGATION DANS NOTRE STRUCTURE DE GUIDE DROIT	135
4.2.1	Calcul des pertes de propagation d'un guide droit ayant une structure passive SIBH non optimisée	135
4.2.2	Optimisation des pertes de propagation pour la structure SIBH passive	137
4.3	OPTIMISATION DE LA CONCEPTION DES GUIDES COURBÉS	140
4.3.1	Pertes par rayonnement en fonction de l'angle de courbure	140
4.3.2	Pertes par rayonnement en fonction de l'angle au centre des guides en S	141
4.3.3	Règles de conception pour les guides courbés	142
4.4	OPTIMISATION DES MMIs EN STRUCTURE PASSIVE SIBH	142
4.4.1	Modèle prédictif de simulations	142
4.4.2	Tolérances des MMIs	145
4.4.3	Optimisations en réflexion	147
	CONCLUSION	153

LES deux composants d'étude, dont la conception est présentée au chapitre précédent, possèdent de longs guides d'onde qui vont engendrer des pertes optiques pour un signal se propageant en leur sein. De plus, nos deux PICs étant constitués d'un laser, il est nécessaire de réduire au maximum les retours optiques d'un signal modulé vers le laser. S'appuyant sur une technique de caractérisation spécifique, la réflectométrie à faible cohérence, nous avons été capables de définir les optimisations de design et l'utilisation d'étapes spécifiques dans le procédé de fabrication qu'il a été nécessaire de mettre en place pour limiter les pertes de propagation ainsi que les réflexions. Cette étude va être présentée au cours de ce chapitre.

4.1 L'OLCR : LA RÉFLECTOMÉTRIE OPTIQUE À FAIBLE COHÉRENCE

4.1.1 Fonctionnement de l'OLCR

Les techniques de réflectométrie sont utilisées dans de nombreux domaines pour caractériser les propriétés optiques d'un objet en fonction de la distance de propagation. La réflectométrie optique à faible cohérence (OLCR) fut décrite en 1987 pour la première fois. Elle a démontré la possibilité d'obtenir une meilleure résolution spatiale et une sensibilité plus élevée que celles des réflectométries dans le domaine temporel (OTDR) et dans le domaine fréquentiel (OFDR) [165, 166].

L'OLCR se base sur un interféromètre de Michelson. Sa spécificité consiste à utiliser une source continue à faible cohérence temporelle qui permet d'améliorer la résolution spatiale et la sensibilité de mesure par rapport à l'OTDR et l'OFDR. La figure 4.1 présente un schéma simplifié de l'OLCR.

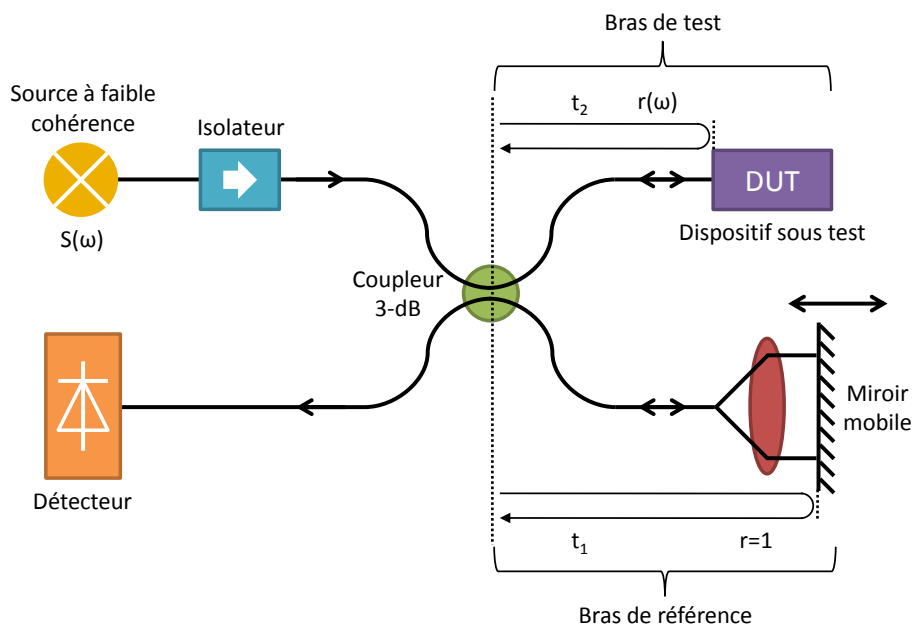


FIGURE 4.1 – Schéma simplifié d'un OLCR [167]

La lumière provenant de la source à faible cohérence est divisée par un coupleur 3-dB en deux bras :

- le bras de test contient le dispositif sous test
- le bras de référence est terminé par un miroir mobile qui rend possible la variation de sa longueur de chemin optique.

Le signal réfléchi provenant des deux bras est recombiné dans un bras contenant un détecteur (photodiode). Si la différence de chemin optique entre les deux bras est plus faible que la longueur de cohérence, des franges d'interférences apparaîtront sur le détecteur. Il devient alors possible de sonder les réflexions dans le composant sous test en déplaçant le miroir. La longueur de cohérence, L_C du système est donnée par :

$$L_C = \frac{\lambda^2}{n_g \Delta\lambda} \quad (4.1)$$

où λ est la longueur d'onde centrale de la source, $\Delta\lambda$ sa largeur spectrale et n_g l'indice de groupe du composant. Pour une source de forme spectrale gaussienne, la résolution Δz est donnée par [168] :

$$\Delta z = L_C \frac{0,88}{2} \quad (4.2)$$

Plus la cohérence de la source est faible, plus il sera possible de localiser avec précision les réflexions dans le dispositif sous test.

L'intensité détectée par la photodiode est proportionnelle à [169] :

$$I(\tau) \propto \Re \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega) r(\omega) e^{j\omega\tau} d\omega \right\} \quad (4.3)$$

avec $S(\omega)$ est la densité spectrale de puissance de la source, $r(\omega)$ la réflectivité du composant sous test et $\tau = t_2 - t_1$ le retard temporel entre les deux bras dû à leur longueur de chemin optique. On nomme OLCR « complexe » la technique de réflectométrie qui exploite directement le signal sous cette forme et qui tient par conséquent compte de son amplitude et de sa phase. Cependant les réflectomètres se basant sur cette technique nécessitent une grande stabilité et une énorme précision qui les rend difficiles à mettre en place. Dans le cas où l'information sur la phase du signal n'est pas primordiale, il est possible de ne travailler que sur le module du signal :

$$I(\tau) \propto \left| \int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega) r(\omega) e^{j\omega\tau} d\omega \right| \quad (4.4)$$

La manipulation à mettre en place est alors beaucoup plus simple car il est seulement nécessaire de connaître l'enveloppe du signal et non l'ensemble des franges. Cette technique dite « traditionnelle » est celle que nous avons appliquée grâce à un appareil d'OLCR commercial (HP 8504B) possédant une dynamique de mesure d'environ 80 dB et une résolution spatiale théorique de 21 μm dans l'air et de 6 μm dans l'InP [170].

4.1.2 Exploitation des réflectogrammes

Après détection de l'enveloppe et réalisation d'une Transformée de Fourier Rapide (FFT) par l'équipement de mesure sur le signal reçu par la photodiode, nous pouvons obtenir un réflectogramme localisant et quantifiant les réflexions dans le composant sous test. Lors de la mesure à l'OLCR d'un guide droit qui est assimilé à une cavité Fabry-Perot du fait de la réflectivité aux facettes clivées, on obtient, après calibration, le réflectogramme de la figure 4.2(b).

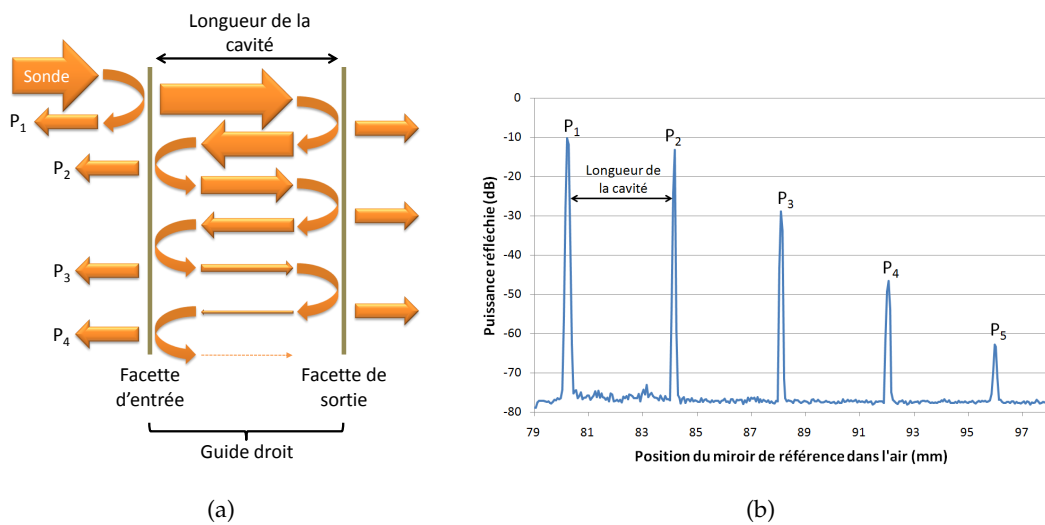


FIGURE 4.2 – (a) Illustration de la mesure OLCR sur un guide droit et (b) réflectogramme obtenu [170]

Comme l'explique la figure 4.2(a), la lumière sonde provenant de la source à faible cohérence de l'OLCR est en partie réfléchi sur la facette d'entrée du guide droit (et aussi sur la facette clivée de la fibre) et en partie transmise dans le guide. Du fait de la résolution spatiale de l'instrument, les réflexions sur la facette d'entrée et sur la facette de la fibre ne sont pas distinctes et forment le pic P_1 du réflectogramme. Le second pic P_2 correspond à la réflexion sur la facette de sortie du guide droit. Des allers-retours de la sonde ont lieu du fait que la cavité formée par les facettes du guide droit et les réflexions successives sur la facette de sortie engendrent les pics $P_i (i > 1)$ du réflectogramme. L'espacement régulier entre ces pics correspond à la distance optique équivalente dans l'air L_{air} de la cavité formée par le guide droit. Cette distance dans l'air est reliée à la longueur réelle du guide droit L_{guide} par la relation $L_{air} = n_g L_{guide}$ où n_g est l'indice de groupe de guidage du composant sous test. Connaissant L_{guide} par design ou par mesure du guide droit, il est alors possible de déduire l'indice de groupe du guide droit.

La connaissance de l'indice de groupe peut être utile pour localiser précisément dans le composant un pic de réflexion. En effet comme le montre la figure 4.3, si on mesure à l'OLCR un guide droit contenant des défauts, des pics intermédiaires apparaissent entre les pics P_i . La distance équivalente dans l'air par rapport à une facette peut être aisément mesurée sur le réflectogramme. En utilisant l'indice de groupe il est possible de remonter avec précision à la localisation de la zone de défauts dans le composant.

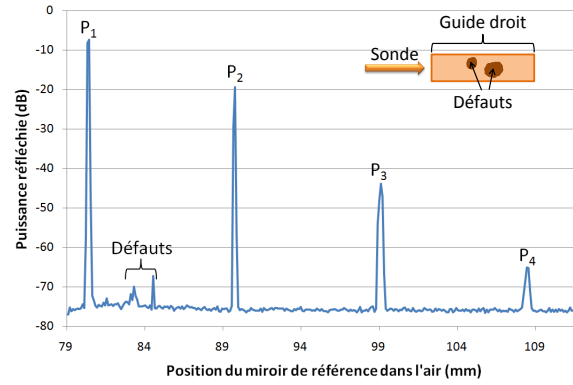


FIGURE 4.3 – Réflectogramme d'un guide droit possédant des défauts

Un réflectogramme tel que celui de la figure 4.2(a) peut aussi être exploité afin de déduire les pertes linéiques de propagation dans le guide droit mesuré. En effet, la puissance réfléchie correspondant aux différents pics P_i du réflectogramme est donnée par les formules [171] :

$$P_1 = K_0 P_0 C_0 R \quad (4.5)$$

$$P_2 = K_0 P_0 C_0 C_1 R (1 - R)^2 \exp(-2\alpha L_{guide}) \quad (4.6)$$

$$P_3 = K_0 P_0 C_0 C_1 R^3 (1 - R)^2 \exp(-4\alpha L_{guide}) \quad (4.7)$$

$$P_4 = K_0 P_0 C_0 C_1 R^5 (1 - R)^2 \exp(-6\alpha L_{guide}) \quad (4.8)$$

où K_0 est une constante, P_0 la puissance de la sonde, C_0 le coefficient de couplage depuis le composant vers la fibre, C_1 le coefficient de couplage depuis la fibre vers le composant, R est la réflectivité des facettes du guide, α les pertes linéiques dans la cavité et L_{guide} la longueur du guide mesuré. Le pic P_1 ne doit pas être pris en compte dans la suite des calculs étant donné qu'il correspond aux réflexions provenant de la facette de la fibre et de la facette du composant. On observe que chacune de ces puissances est dépendante du couplage entre la fibre et le guide. Mais si le rapport de puissance entre deux pics successifs est évalué, on obtient :

$$\frac{P_3}{P_2} = \frac{P_4}{P_3} = R^2 \exp(-2\alpha L_{guide}) \quad (4.9)$$

Le passage en dB de cette formule donne :

$$\Delta P = 2\alpha L_{guide} - 20 \log(R) \quad (4.10)$$

avec ΔP la différence de hauteur en dB entre deux pics successifs. Si la valeur de R la réflectivité des facettes du guide (supposée identique) est connue, il est alors possible d'évaluer la valeur des pertes linéiques dans le guide droit. Dans le cas où les facettes du composant sont clivées et qu'aucun traitement n'a été effectué, ce coefficient est estimé par :

$$\Delta R = \left(\frac{n_g - n_{air}}{n_g + n_{air}} \right)^2 = \left(\frac{n_g - 1}{n_g + 1} \right)^2 \quad (4.11)$$

où n_g est l'indice de groupe de la structure du guide droit testé. Les pertes linéiques sont alors déduites immédiatement par :

$$\alpha = \frac{\Delta P + 20 \log(R)}{2L_{guide}} \quad (4.12)$$

Nous avons donc été capable d'évaluer les pertes linéiques d'un guide droit grâce à un réflectogramme mesuré par OLCR. Nous nommerons cette technique d'évaluation de pertes, « méthode simplifiée ». La grande force de l'OLCR réside dans le fait que cette valeur a été obtenue sans avoir à se soucier des paramètres de couplage. Dans la plupart des autres méthodes d'évaluation de pertes, il est nécessaire de prendre en compte les paramètres de couplage ce qui, dans certains cas, n'est pas aisé.

Cependant la technique d'évaluation de pertes que nous venons de présenter peut être problématique si le coefficient R n'est pas connu et ne peut être évalué par un simple calcul. Une « méthode alternative » consiste à mesurer la valeur ΔP pour différentes longueurs de guides droits de même structure [171]. Le tracé des ΔP en dB en fonction de la longueur de guide fait apparaître une droite qui peut être estimée par une courbe de tendance ayant une équation affine de la forme $\alpha L_{guide} + 10 \log(R)$. L'ordonnée à l'origine de cette courbe permet de déduire le coefficient R et la pente indique les pertes linéiques α . Nous comparerons ces deux méthodes sur un exemple concret dans le paragraphe suivant.

4.2 OPTIMISATION DES PERTES DE PROPAGATION DANS NOTRE STRUCTURE DE GUIDE DROIT

En utilisant l'OLCR, nous avons cherché à évaluer les pertes de propagation de nos guides droits possédant la structure verticale SIBH passive sans optimisation. Suite à la mesure des réflectogrammes pour ces guides, nous avons appliqué les deux méthodes présentées précédemment pour calculer les pertes de propagation.

4.2.1 Calcul des pertes de propagation d'un guide droit ayant une structure passive SIBH non optimisée

4.2.1.1 Avec la méthode simplifiée

La mesure d'un guide droit de $1343 \mu\text{m}$ de long possédant la structure passive SIBH a permis d'obtenir le réflectogramme donné en figure 4.4.

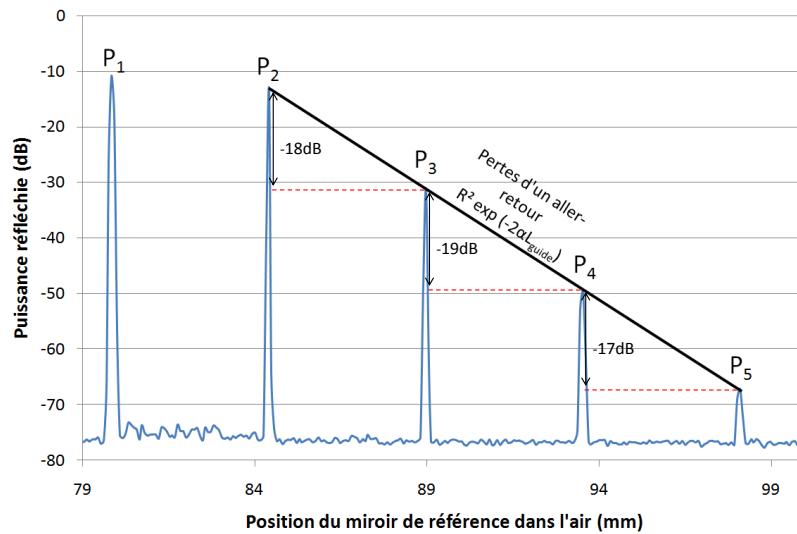


FIGURE 4.4 – Réflectogramme d'un guide droit en structure SIBH passive non optimisée

Grâce à la mesure de la distance équivalente dans l'air entre deux pics, on estime l'indice de groupe du guide droit à $n_g = 3,395$. Les facettes étant clivées et connaissant l'indice de groupe, il est possible d'estimer la réflectivité des facettes du guide à environ 30 % selon la formule 4.11. En mesurant les différents écarts de pertes entre les pics P_2 , P_3 , P_4 et P_5 , nous obtenons une moyenne de $\Delta P = 18 \text{ dB}$. En injectant les valeurs de R , de ΔP et de L_{guide} dans l'équation 4.12 on obtient :

$$\alpha = \frac{18 + 20 \log(0,3)}{2 \times 1343 \times 10^{-4}} \approx 28 \text{ dB.cm}^{-1} \quad (4.13)$$

4.2.1.2 Avec la méthode alternative

A l'aide de l'OLCR nous avons mesuré les réflectogrammes de guides droits de différentes longueurs, possédant la structure SIBH passive non optimisée. Nous avons ensuite reporté sur un graphique (figure 4.5) le coefficient $\Delta P/2$ en fonction de la longueur du guide mesuré. Nous observons un alignement des points selon une droite d'équation $y = 29,3x + 4,717$. La pente de cette courbe nous donne directement $\alpha \approx 29 \text{ dB.cm}^{-1}$ tandis que son ordonnée à l'origine nous permet d'évaluer la réflectivité des facettes du guide à $R = 10^{\frac{-4,717}{10}} \approx 33 \%$. Les résultats obtenus avec cette technique sont donc très proches de ceux obtenus avec la méthode simplifiée.

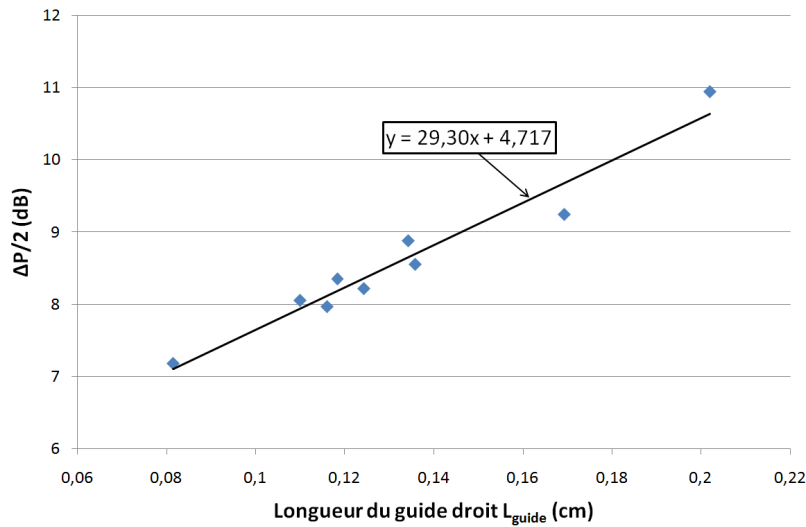


FIGURE 4.5 – Evaluation des pertes de propagation et de la réflectivité des facettes avec la méthode alternative

4.2.2 Optimisation des pertes de propagation pour la structure SIBH passive

La conception, au chapitre 3, de nos deux transmetteurs d'étude a mené à des composants de plusieurs millimètres de long : il est donc nécessaire que les pertes de propagation optique dans les guides d'onde soient les plus faibles possibles. Or avec un coefficient α évalué à 29 dB.cm^{-1} environ, la contribution des pertes de propagation aux pertes optiques totales seront très importante ce qui n'est pas judicieux dans de tels composants. Il est donc primordial de réussir à diminuer ces pertes de propagation.

La structure verticale de nos composants nécessitant la présence d'InP dopé P (par dopage Zn) au-dessus des zones guidantes, des simulations sous ALCOR de la structure SIBH des zones passives ont démontré un confinement d'environ 20 % du mode fondamental dans de l'InP dopé P. Dans les zones actives, du fait de la technologie SAG, les puits quantiques et les SCHs sont plus épais ce qui engendre un confinement plus fort dans la zone guidante et un confinement dans l'InP dopé P quasiment négligeable. L'InP dopé P est connu pour causer une forte absorption d'un mode optique se propageant en son sein [172] : en effet, l'InP dopé P possède de nombreux trous libres ce qui occasionne une absorption intra-bandes de valence [173, 174]. A titre d'exemple, l'absorption de l'InP dopé P par du Zinc aux concentrations utilisées lors des reprises épitaxiales SIBH est estimée à environ 20 cm^{-1} pour $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ [174]. Connaissant le confinement du mode $\Gamma_{\text{InP:P}}$ et l'absorption $\alpha_{\text{InP:P}}(\text{cm}^{-1})$ dans l'InP dopé P, nous pouvons évaluer les pertes linéiques $\alpha_{\text{InP:P}}(\text{dB.cm}^{-1})$ induites par ce matériau dans nos zones passives SIBH par :

$$\begin{aligned}
 \alpha_{\text{InP:P}}(\text{dB.cm}^{-1}) &= \Gamma_{\text{InP:P}} \cdot \alpha_{\text{InP:P}}(\text{dB.cm}^{-1}) \cdot \frac{10}{\ln(10)} \\
 &= \frac{20}{100} \cdot 20 \cdot \frac{10}{\ln(10)} \\
 &\approx 17 \text{ dB.cm}^{-1}
 \end{aligned}
 \tag{4.14}$$

Une méthode développée au CNET nommée hydrogénation limite le phénomène d'absorption intra-bandes de valence en exposant les wafers à un plasma de deutérium. Ce procédé introduit des atomes d'Hydrogène dans l'InP dopé P et l'interaction de ces derniers avec les atomes de dopants P (généralement Zn) désactive ou neutralise les impuretés des accepteurs. Une nette diminution des pertes de propagation de l'InP dopé P (Zn) est ainsi reportée [175]. Une étude interne au laboratoire a été nécessaire pour mettre au point les conditions de fonctionnement et les paramètres de réglage d'un équipement de RIE afin de réaliser une hydrogénation [176]. Comme le montre la figure 4.6, cette étude a démontré la neutralisation des porteurs libres de l'InP dopé P après une hydrogénation et la stabilité thermique de ce traitement après un recuit à 300°C pendant 5 min. Un tel recuit simule les températures qui sont atteintes lors de l'étape de montage des circuits sur des embases.

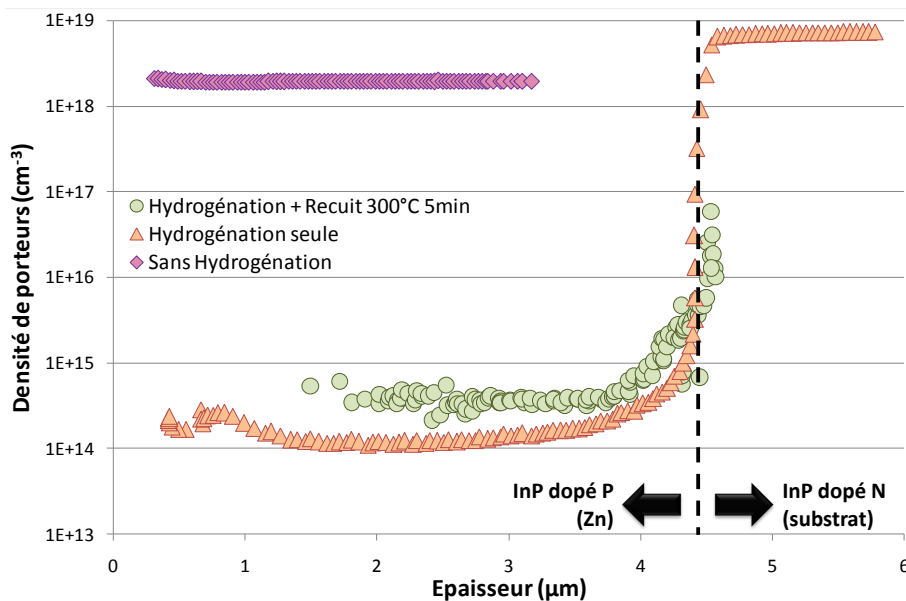


FIGURE 4.6 – Profils de concentration de porteurs dans l'InP dopé P avant hydrogénation, après hydrogénation et après hydrogénation suivie d'un recuit thermique à 300°C pendant 5 minutes

Nous avons donc appliqué l'hydrogénation aux guides droits précédemment mesurés à l'OLCR. Suite à la mesure à l'OLCR des guides droits traités, nous avons pu évaluer les pertes de propagation à respectivement $\alpha \approx 14 \text{ dB.cm}^{-1}$ et à $\alpha \approx 12 \text{ dB.cm}^{-1}$ pour la méthode simplifiée et pour la méthode alternative. Une vérification

de ces valeurs a été effectuée en appliquant une autre méthode de mesure que l'OLCR : la méthode de l'analyse des franges de Fabry-Perot [177]. Dans cette technique, la mesure du spectre optique en transmission d'un guide droit est effectuée. En zoomant sur le spectre autour de la longueur d'onde de transmission, il est possible d'observer des franges provenant de la cavité Fabry-Perot, comme présenté sur la figure 4.7(a). Si la longueur du guide L_{guide} et la réflectivité de ses facettes R sont connues, les pertes de propagation α du guide peuvent être estimées par :

$$\alpha = \frac{1}{L_{guide}} \ln \left(\frac{1 - \sqrt{1 - C^2}}{C \times R} \right) \quad (4.15)$$

avec $C = (T_{max} - T_{min}) / (T_{max} + T_{min})$ le contraste des franges Fabry-Perot et $T_{max/min}$ deux maximum/minimum adjacents dans le spectre de transmission. Nous avons alors mesuré le spectre sur trois guides droits de longueurs différentes et nous avons évalué les pertes de propagation à partir de la formule 4.15 en fonction de la réflectivité aux facettes R . Pour les trois longueurs de guide nous calculons des pertes de propagation entre 12 et 16 dB.cm⁻¹ environ pour une valeur de R entre 29 et 32 %. La similitude des valeurs de pertes obtenues par les méthodes de l'OLCR et de l'analyse des franges de Fabry-Perot confirme la validité des mesures OLCR pour l'évaluation des pertes dans nos composants.

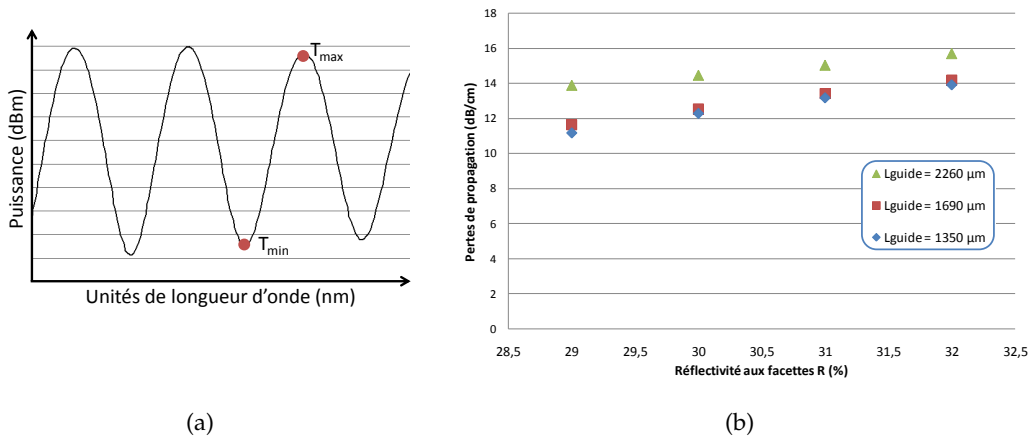


FIGURE 4.7 – (a) Exemple de franges de Fabry-Perot obtenues lors de la mesure en transmission du spectre optique d'un guide droit et (b) application de la méthode d'analyse des franges pour évaluer les pertes de propagation de nos guides droits hydrogénés

Les mesures effectuées démontrent que l'hydrogénation aboutit à une nette amélioration des pertes de propagation optique dans nos guides droits. La diminution des pertes linéiques mesurées est en accord avec les pertes linéiques estimées par l'équation 4.15, provenant essentiellement du phénomène d'absorption intra-bandes de valence dans l'InP dopé P. Nous appliquerons donc ce traitement d'hydrogénation à l'ensemble de nos transmetteurs. La localisation de l'hydrogénation aux seules zones passives sera réalisée par une

étape de lithographie optique et par l'utilisation d'un masque de résine polymère.

4.3 OPTIMISATION DE LA CONCEPTION DES GUIDES COURBÉS

Nos deux transmetteurs possèdent plusieurs S-bend afin de réaliser des translations de l'onde lumineuse perpendiculairement à son axe de propagation. Or nous avons vu au chapitre 2, que les guides courbés en S peuvent engendrer de fortes pertes optiques par rayonnement si leurs dimensions ne sont pas optimisées. Grâce à l'OLCR nous avons donc cherché à évaluer les pertes de différentes géométries de guides courbés afin de définir les meilleurs paramètres de conception menant à de faibles pertes par rayonnement.

4.3.1 Pertes par rayonnement en fonction de l'angle de courbure

Nous avons débuté notre travail d'optimisation par l'évaluation des pertes par rayonnement dans des guides courbés constitués uniquement de demi-cercles possédant différents rayons de courbure. Pour cela, nous avons fabriqué des motifs de test spécifiques présentés sur la figure 4.8(a) : des guides d'onde ayant la structure SIBH passive de notre composant et possédant des rayons de courbure R allant de 200 à 1500 μm . Aucun traitement d'hydrogénation n'a été réalisé sur ces motifs. Une fois la découpe de ces guides effectuée, nous avons réalisé des mesures OLCR sur ceux-ci. Les guides courbés mesurés n'ayant pas tous la même longueur, nous avons soustrait aux pertes déduites des réflectogrammes, les pertes de propagation équivalentes à un guide droit de la même longueur que le guide courbé ainsi que les pertes de réflexion aux facettes. La valeur obtenue pour chaque guide correspond donc uniquement aux pertes par rayonnement dues à la courbure du guide. Nous avons reporté ces valeurs sur le graphique de la figure 4.8(b).

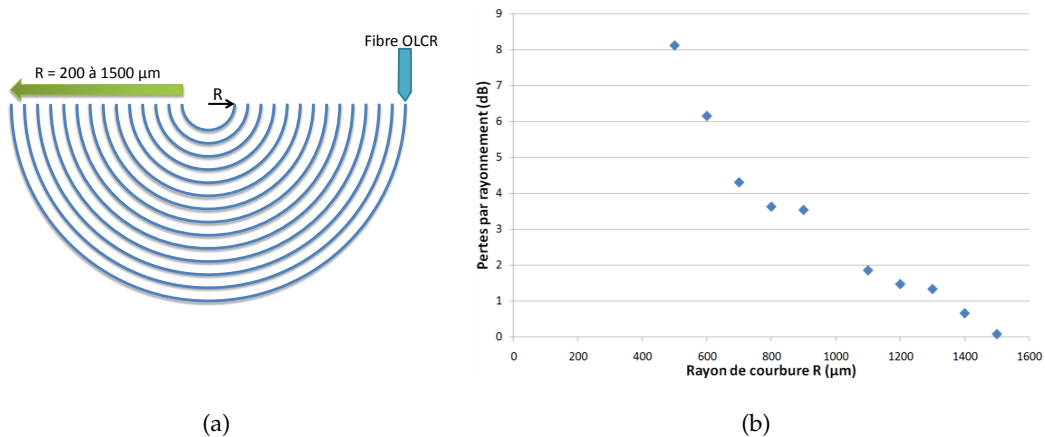


FIGURE 4.8 – Evaluation des pertes par rayonnement des guides courbés passifs SIBH en fonction du rayon de courbure : (a) Motifs mesurés à l'OLCR (b) exploitation des réflectogrammes

Nous observons que plus le rayon de courbure est faible, plus les pertes augmentent ce qui est cohérent avec la théorie. Pour certains rayons de courbure très faibles, les réflectogrammes obtenus ne possédaient pas assez de pics de réflexion du fait des pertes trop élevées ; par conséquent aucune exploitation n'a pu être effectuée. Il sera donc nécessaire dans notre conception de guides courbés de ne pas trop diminuer le rayon de courbure afin de limiter les pertes par rayonnement. En revanche, cette limitation des pertes se fera aux dépens de la longueur des zones courbées. En effet, plus le rayon de courbure est petit, plus la rotation du mode peut s'effectuer sur une longueur et une surface faibles.

4.3.2 Pertes par rayonnement en fonction de l'angle au centre des guides en S

Dans nos composants d'étude, nous utilisons uniquement des guides courbés en S pour réaliser des translations T du faisceau optique sur une longueur L . Ce type de guide étant constitué de deux arcs de cercle et d'un guide droit les rejoignant (cf. section 2.3.2), il est possible de faire varier le rayon de courbure R mais aussi l'angle au centre θ des arcs de cercle les constituant. Ayant déjà étudié l'impact de la variation du rayon de courbure dans le paragraphe précédent, nous allons nous focaliser sur l'étude de l'évolution des pertes par rayonnement en fonction de l'angle au centre θ des guides en S. Pour ce faire, nous avons réalisé les motifs de test présentés à la figure 4.9(a) : plusieurs guides en S avec des arcs de cercle ayant un rayon de courbure R constant mais un angle au centre θ variant de 10° à 90° par pas de 10° . Comme dans les mesures précédentes, nous avons mesuré les réflectogrammes de ces guides à l'OLCR, déduit les pertes totales et soustrait les pertes de propagation des guides droits de longueur équivalente ainsi que les pertes aux facettes. Par conséquent, nous n'avons uniquement obtenu les pertes par rayonnement, données par la figure 4.9(b), pour les différents motifs. Certains motifs n'ont pas pu être mesurés du fait de défauts ou de pertes trop importantes.

Nous observons que plus l'angle au centre des arcs de cercle grandit, plus les pertes par rayonnement augmentent. Pour diminuer les pertes, il faut donc choisir un angle au centre faible pour les arcs de cercle du guide en S. Cependant, la longueur L nécessaire pour réaliser une translation T est d'autant plus grande que l'angle au centre du guide en S est faible. En conclusion, plus nous souhaiterons restreindre les pertes par rayonnement des S-bends plus la surface qu'ils occuperont et les pertes de propagation qu'ils occasionneront seront importantes.

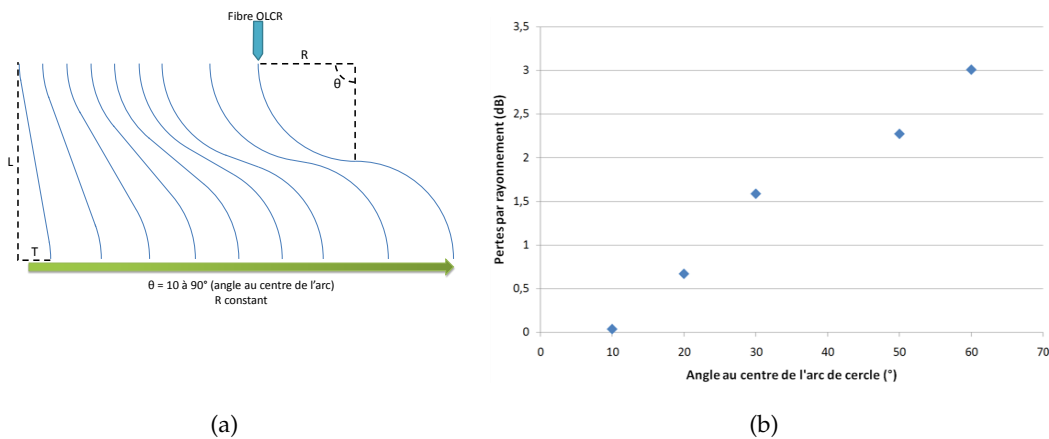


FIGURE 4.9 – Evaluation des pertes par rayonnement des guides en S passifs SIBH en fonction de l'angle au centre des arcs pour un rayon de courbure donné : (a) Motifs mesurés à l'OLCR (b) exploitation des réflectogrammes

4.3.3 Règles de conception pour les guides courbés

Suite à ces mesures, nous concluons qu'il est nécessaire d'effectuer un compromis entre pertes par rayonnement et pertes de propagation lors de la conception des guides courbés. Par conséquent, nous limiterons les angles au centre des arcs constituant nos S-bends à une valeur inférieure à 20° . De plus, nous tâcherons de ne pas utiliser de rayons de courbure inférieurs à $800 \mu\text{m}$.

4.4 OPTIMISATION DES MMIs EN STRUCTURE PASSIVE SIBH

Depuis plusieurs années, les MMIs connaissent un intérêt croissant en opto-électronique du fait de leur facilité de conception, de leur compacité, de leur tolérance à la fabrication et de leur possibilité de posséder de nombreuses sorties. Les deux transmetteurs d'étude s'appuyant sur plusieurs MMIs, il est important que ces dispositifs n'engendrent pas de pertes supplémentaires dans le circuit. Nous avons donc réalisé une étude approfondie des MMIs afin d'optimiser leurs performances.

4.4.1 Modèle prédictif de simulations

Lors de la fabrication de nos dispositifs SIBH, du fait de l'utilisation de la croissance SAG, les épaisseurs ainsi que les indices de réfraction des différentes couches de semi-conducteurs constituant l'empilement vertical du composant ne sont pas précisément connus et sont difficilement mesurables. Par conséquent, les indices effectifs des structures actives et passives ne peuvent être évalués avec une grande certitude. Dans le cas des zones actives, nous utilisons communément des lasers DFB, dont le pas de réseau est connu, pour calculer l'indice effectif. Pour lever l'incertitude sur les indices ainsi que sur les épaisseurs des couches semi-conductrices et pouvoir évaluer l'indice effectif dans les sections passives SIBH nous

avons procédé différemment. Nous avons réalisé un modèle prédictif de simulations sous ALCOR afin d'obtenir des simulations de composants en structure SIBH passive les plus proches possibles de la réalité. Pour développer ce modèle de simulations nous nous sommes intéressés aux MMIs les plus basiques : les MMIs 1×1 . Appliquant un procédé de fabrication similaire à celui présenté au chapitre 3 mais simplifié (sans les étapes spécifiques aux parties actives et en s'arrêtant après la seconde reprise SIBH), nous avons fabriqué plusieurs MMIs 1×1 : deux largeurs différentes ont été sélectionnées ($W_M = 13 \mu m$ et $W_M = 19,5 \mu m$) et pour chaque largeur nous avons fait varier la longueur du cœur du MMI autour de son optimum théorique (cf. figure 4.10). De plus, des guides droits de référence sont présents périodiquement sur la plaque afin d'évaluer leurs pertes de propagation.

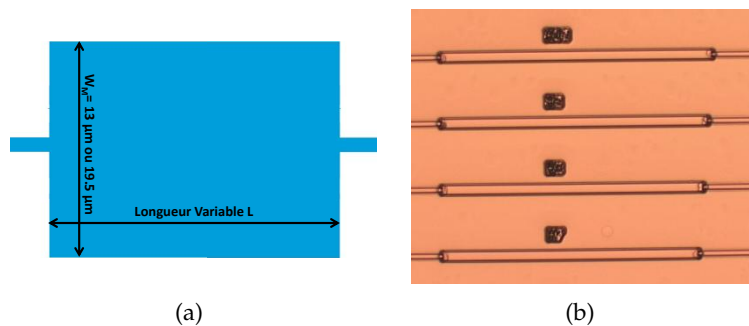


FIGURE 4.10 – (a) Schéma et (b) image réel des MMIs 1×1 fabriqués pour l'établissement du modèle de simulation

Suite au clivage en barrettes nous avons mesuré à l'OLCR les réflectogrammes des MMIs accompagnés de leur guides d'entrée et de sortie. L'application de la méthode simplifiée à ces réflectogrammes permet d'obtenir une valeur de pertes correspondant aux pertes de propagation (guides entrée/sortie + MMI) et aux pertes dues au MMI. Afin de connaître les pertes liées exclusivement au MMI, les pertes de propagation d'un guide droit de même longueur que l'ensemble MMI + guides entrée/sortie sont soustraites à cette valeur. Les pertes uniquement dues à l'introduction du MMI dans un guide droit ont été ainsi déduites et sont reportées au graphique 4.11 pour les deux largeurs de MMI. A l'aide d'un tel graphique, il est possible de déterminer la longueur optimale du MMI pour minimiser les pertes qu'il engendre.

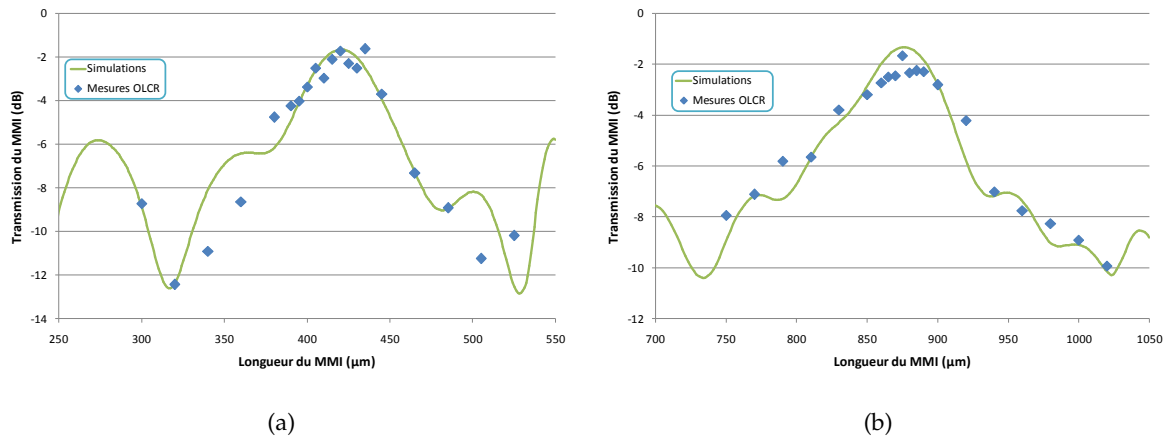


FIGURE 4.11 – Mesures à l'OLCR et simulations sous ALCOR des pertes intrinsèques des MMIs 1×1 SIBH passif en fonction de la longueur de cœur de MMI pour une largeur (a) de $13 \mu\text{m}$ et (b) de $19,5 \mu\text{m}$

Nous avons alors voulu simuler sous le logiciel ALCOR la propagation d'une onde lumineuse dans des MMIs 1×1 de longueur variable, de largeur $W_M = 13 \mu\text{m}$ ou $W_M = 19,5 \mu\text{m}$ et ayant une structure SIBH passive.

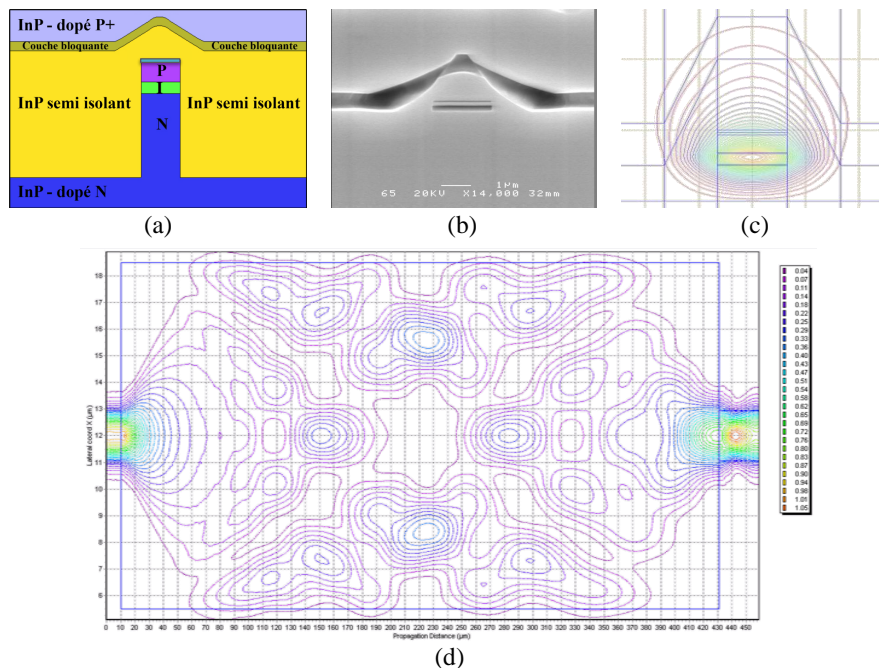


FIGURE 4.12 – Structure SIBH passive (a) schématisée, (b) mesurée par MEB et (c) simulée sous ALCOR. (d) Propagation lumineuse par simulation BPM sous ALCOR dans un MMI 1×1 ayant cette structure SIBH

Nous avons débuté par dessiner sous ALCOR la structure verticale SIBH passive (cf. figure 4.12 (c)) en nous basant sur des mesures MEB (cf. figure 4.12 (b)) et des valeurs d'indice de réfraction extrapolées de mesures diverses (ellipsométrie, longueur d'onde d'émission laser), connues au laboratoire ou provenant de la littérature. En utilisant le module de calcul BPM d'ALCOR nous avons pu simuler la

propagation de la lumière, comme le montre la figure 4.12 (d). Ensuite lors de multiples simulations, nous avons modifié l'indice des différentes couches et leur épaisseur (en restant proche des valeurs attendues ou mesurées) afin de rapprocher la courbe simulée des pertes des MMIs de la courbe expérimentale. Les résultats de simulations les plus proches des valeurs expérimentales sont représentés sur les figures 4.11 (a) et (b) pour les deux largeurs de MMIs. Nous avons ainsi pu déterminer précisément les épaisseurs/indices des couches et l'indice effectif de l'empilement vertical des sections SIBH passives. Par cette démarche, nous avons été capables de créer un modèle prédictif de simulations donnant des résultats proches de la réalité pour nos MMIs 1×1 . Ayant prouvé sa validité, ce modèle peut être utilisé pour simuler et concevoir de façon réaliste tout type de MMIs ou de dispositifs utilisant la plateforme SIBH.

4.4.2 Tolérances des MMIs

Nous avons simulé à l'aide de notre modèle un MMI 1×1 d'une largeur de $13 \mu\text{m}$ dont la longueur a été choisie afin d'entraîner un minimum de pertes pour une longueur d'onde donnée et pour notre structure SIBH passive. Puis, nous avons fait varier un par un certains paramètres afin d'étudier leur impact sur les performances du MMI. Il a ainsi été possible d'étudier :

- les tolérances géométriques du MMI en faisant varier soit la longueur, soit la largeur de celui-ci autour de leur valeur optimale. En pratique, ces variations de largeur et/ou de longueur sont les conséquences du procédé de fabrication technologique utilisé.
- les tolérances épitaxiales du MMI en faisant varier l'indice effectif à 1 dimension, n_{eff1D} , du cœur de MMI autour de sa valeur initiale. En pratique, ces variations d'indice proviennent des conditions de croissance épitaxiale.
- les tolérances en longueur d'onde du MMI en faisant varier la longueur d'onde autour de sa valeur initiale. La variation de la longueur d'onde peut être la conséquence de la variation de l'indice effectif des zones laser ou du procédé d'écriture du réseau DFB.

Les variations induites sur les pertes des MMIs 1×1 simulés sont reportées sur la figure 4.13 en fonction de la modification de chaque paramètre. Afin de comparer les tolérances de nos MMIs vis-à-vis des différentes variables, nous avons placé sur ces graphiques :

- les tolérances acceptables qui correspondent à l'intervalle de variation d'un paramètre dans lequel les pertes du MMI engendrées par cette variation restent inférieures à 1 dB.
- les tolérances atteignables au III-V Lab avec les procédés de fabrication technologique et d'épitaxie utilisés.

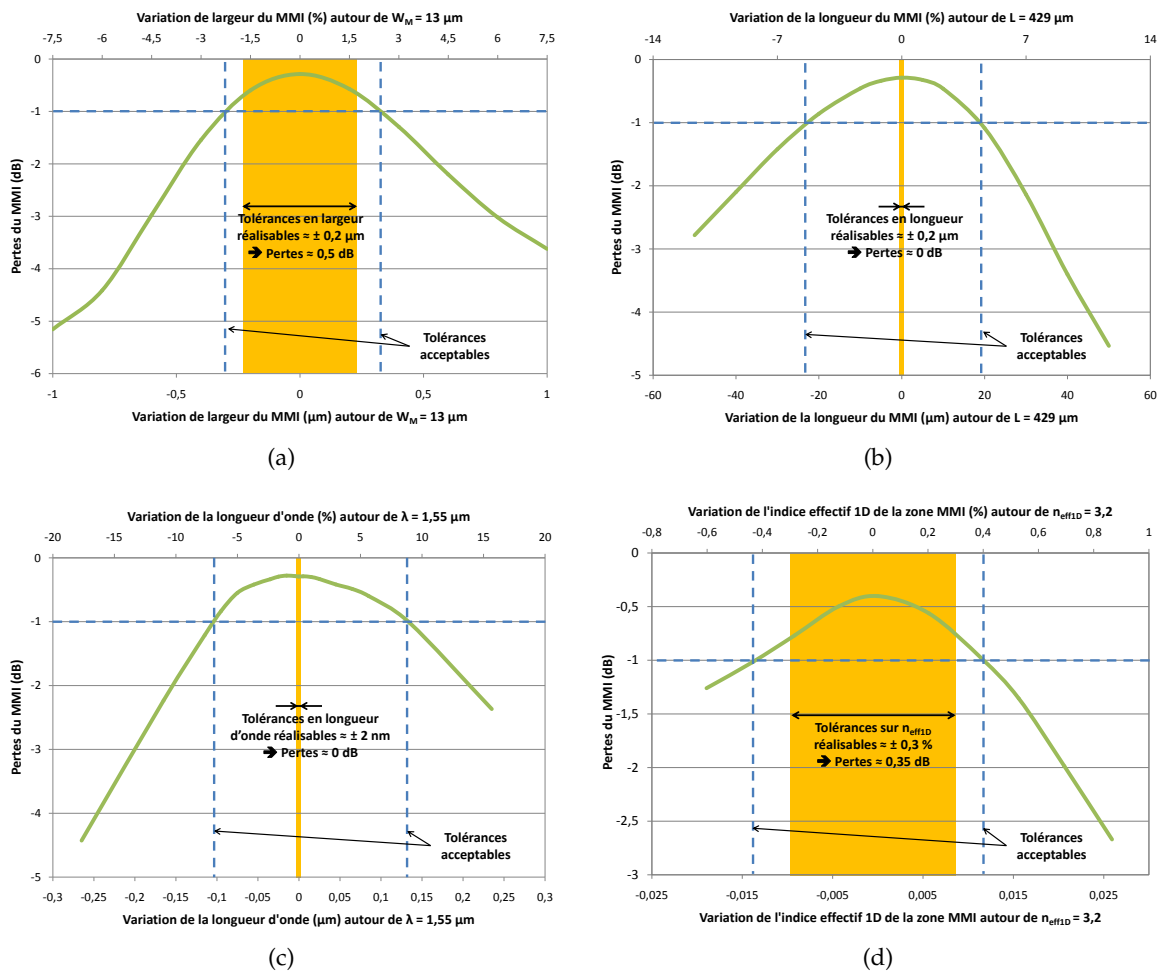


FIGURE 4.13 – Tolérances des MMIs 1×1 simulés avec notre modèle pour une variation (a) de sa largeur, (b) de sa longueur, (c) de la longueur d’onde s’y propageant et (d) de son indice effectif 1D

Nous observons que les MMIs sont très peu sensibles aux variations de longueur et de longueur d’onde. En revanche, les écarts de largeur et d’indice effectif 1D par rapport à la valeur optimale peuvent avoir un fort impact sur les pertes. Ces deux paramètres sont donc critiques pour la fabrication de nos MMIs.

De la formule 2.27 et du tableau 2.3, L. B. Soldano, dans sa thèse [134], extrait la formule suivante liant entre elles les petites variations relatives de largeur, longueur et longueur d’onde :

$$\frac{\delta L_{\pi}}{L_{\pi}} = \frac{\delta L}{L} = 2 \frac{\delta W_e}{W_e} = -\frac{\delta \lambda}{\lambda} \quad (4.16)$$

On en déduit donc que la modification de la largeur du guide multimode aura deux fois plus d’impact sur la variation de la longueur de battement L_{π} , qu’un changement équivalent en longueur du guide multimode ou qu’une variation de la longueur d’onde. La largeur est donc bien théoriquement le paramètre ayant le plus d’impact sur les performances du MMI. L’importance des variations d’indice sur les performances est plus difficile à estimer théoriquement du fait

que de nombreux paramètres de conception du MMI découlent de l'indice de réfraction.

Sur les différents graphiques de la figure 4.13, nous notons que les tolérances réalisables avec notre choix de procédés technologiques et épitaxiales se situent dans les intervalles de tolérances acceptables. Grâce aux choix de conception et de procédés de réalisation technologique que nous avons effectué, nos MMIs possèdent donc de bonnes tolérances de fabrication.

4.4.3 Optimisations en réflexion

Des chercheurs ont démontré que les MMIs pouvaient être optimisés en transmission tout en possédant de fortes réflexions [178]. Deux types de réflexion peuvent avoir lieu dans ce type de composant : les résonances internes et les retours optiques dans les guides d'entrée. Dans notre cas, le second type de réflexion peut s'avérer extrêmement critique. En effet, si une lumière est réfléchiée vers le laser, elle peut engendrer des modifications des propriétés de l'émission laser, allant de l'augmentation de la largeur de raie jusqu'à la perte de cohérence [179]. De plus, si cette onde réfléchiée est modulée, des travaux sur le retour optique dans les EMLs [180, 181] ont prouvé l'apparition de conséquences préjudiciables. Lorsqu'un retour optique modulé supérieur à 37 dB environ atteint le laser, une variation du chirp du signal se produit. Cette modification du chirp peut générer des sauts de modes, l'apparition de résonances dans les bandes passantes des EAMs, la diminution des distances de transmission du signal . . . Etant donné que dans nos circuits photoniques de nombreux MMIs sont utilisés, les retours optiques peuvent être multiples. Nous chercherons donc à réduire les réflexions créées par les MMIs à des valeurs inférieures à -60 dB.

Pour étudier le phénomène de réflexion dans les MMIs, nous avons débuté par déterminer la longueur optimale d'un MMI 2×1 possédant une structure SIBH passive. Pour ce faire, nous avons réalisé des mesures OLCR sur des MMIs 2×1 de différentes tailles comme précédemment. Nous avons confirmé la longueur optimale mesurée du MMI par des calculs effectués avec notre modèle. En couplant ce dernier au module bidirectionnel d'ALCOR (possibilité de propager la lumière dans le sens de la transmission et de la réflexion), nous avons alors simulé la transmission et les réflexions dans un MMI 2×1 optimisé en transmission. Dans ces premières simulations, reportées sur la figure 4.14, une puissance et une phase identique étaient injectées dans les deux guides d'entrée du MMI. Nous observons que les réflexions dans ce cas restent assez faibles et que la transmission est élevée.

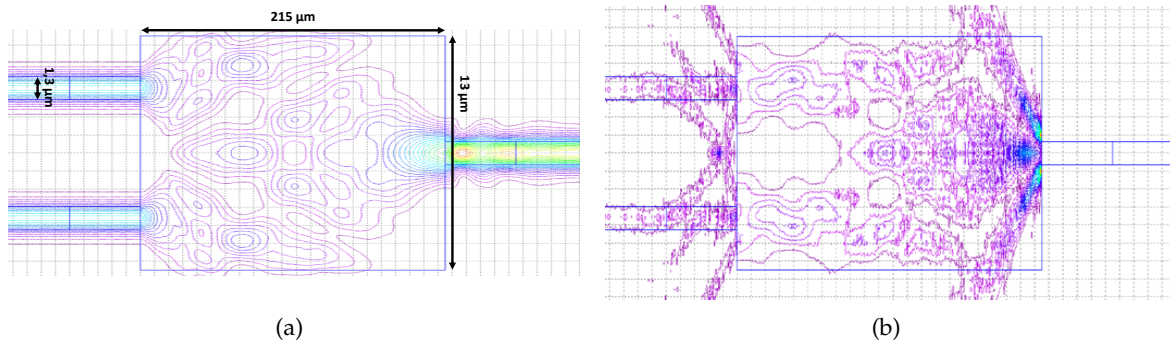


FIGURE 4.14 – Simulations (a) en transmission et (b) en réflexion sous ALCOR pour un MMI 2×1 optimisé en transmission et ayant la même puissance et la même phase dans les deux guides d'entrée. Les échelles des deux axes ne sont pas équivalentes

Cependant, lors du fonctionnement normal de nos deux transmetteurs d'étude, la phase et la puissance dans les deux guides d'entrée des MMIs 2×1 utilisés comme coupleurs sont rarement les mêmes. Ceci a pour conséquence de modifier drastiquement la figure d'interférences de la lumière au sein du MMI et d'amplifier le retour optique. Des lobes secondaires de lumière vont apparaître au niveau du mur de sortie du MMI et vont se réfléchir sur celui-ci, interférer entre eux et se recombinaient dans les guides d'entrée. Ce phénomène est bien visible sur la figure 4.15 présentant les simulations bidirectionnelles pour un MMI 2×1 où l'injection de lumière est faite sur un seul des guides (cas typique de fonctionnement dans nos PICs). On observe un très fort retour optique dans ce cas.

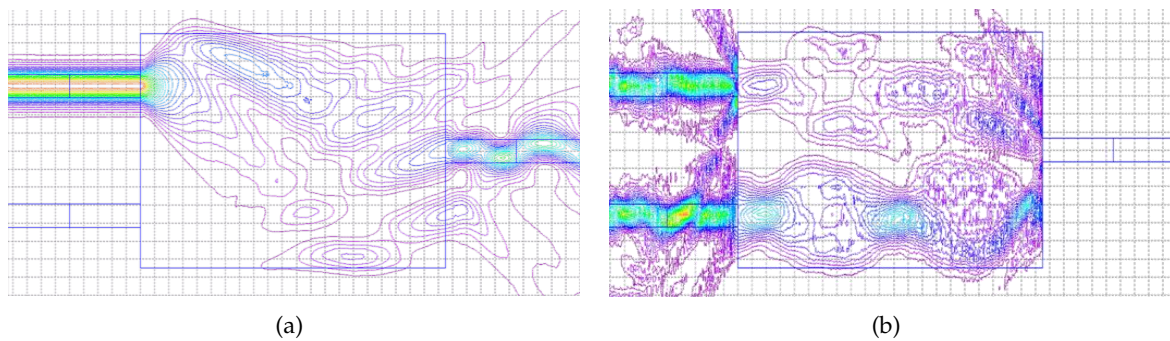


FIGURE 4.15 – Simulations (a) en transmission et (b) en réflexion sous ALCOR pour un MMI 2×1 optimisé en transmission et où la lumière est injectée dans un seul des deux guides d'entrée

Afin de vérifier en pratique si ce phénomène est présent dans nos composants, nous avons mesuré à l'OLCR un de nos MMIs 2×1 optimisé en transmission. La sonde OLCR n'a été injectée que sur une des voies du MMI. Nous mesurons le réflectogramme reporté en figure 4.16. Après localisation grâce à la méthode de l'indice de groupe, le pic P1 du réflectogramme correspond à une réflexion sur le mur de sortie du MMI.

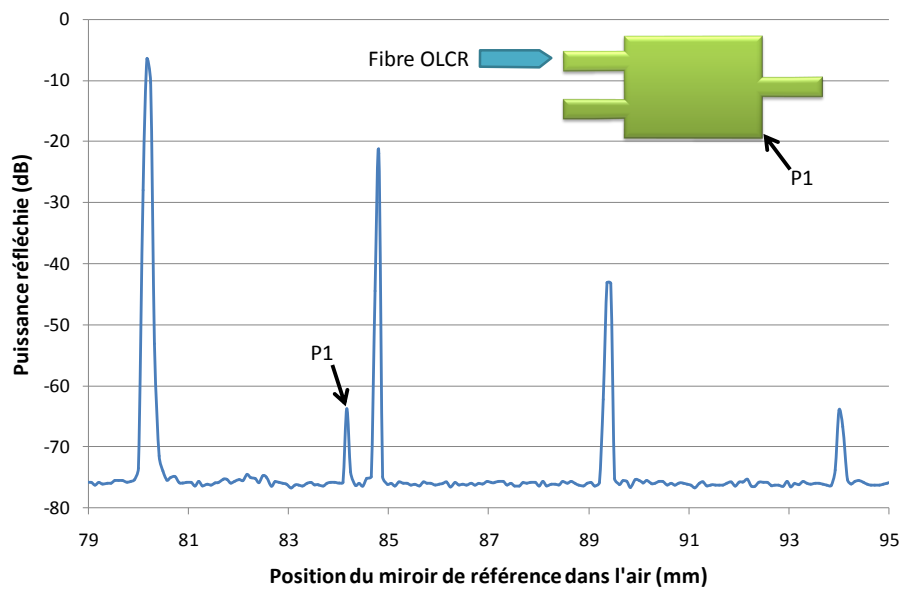


FIGURE 4.16 – Mesure OLCR pour un MMI 2×1 où la sonde OLCR est injectée dans un seul des guides d'entrée

Si nous comparons ces résultats à ceux obtenus dans la même configuration mais pour un MMI possédant une structure ruban profond, le pic de réflexion est bien plus important pour la configuration ruban profond [182]. Cette différence provient du fait que dans la structure SIBH le contraste d'indice entre le cœur du MMI et le matériau l'entourant est très faible ($\Delta n \approx 0,3$) ce qui favorise la diffusion de ces lobes secondaires dans le matériau entourant le MMI plutôt que leur réflexion sur le mur de sortie du MMI. Dans une structure ruban profond, ce contraste d'indice est plutôt de l'ordre de $\Delta n \approx 2,2$ ce qui contribuera davantage à la réflexion qu'à la diffusion de ces lobes secondaires. Notre structure SIBH passive est donc plus favorable pour minimiser les réflexions dans les MMIs. En revanche, une large partie des lobes secondaires de lumière sera diffusée dans le matériau et pourra constituer une source de lumière parasite en sortie du composant.

Malgré la tolérance de notre structure pour les réflexions sur les murs de sortie des coupleurs MMIs, nous allons tout de même chercher à minimiser au maximum les retours optiques dans nos composants. Une étude bibliographique nous a permis de trouver des solutions potentielles à ce problème. Diverses modifications de la géométrie des MMIs ont en effet été proposées par le passé pour minimiser ces réflexions [182, 183]. Nous avons choisi d'évaluer l'effet des trois modifications géométriques proposées en figure 4.17, sur les réflexions des MMIs 2×1 .

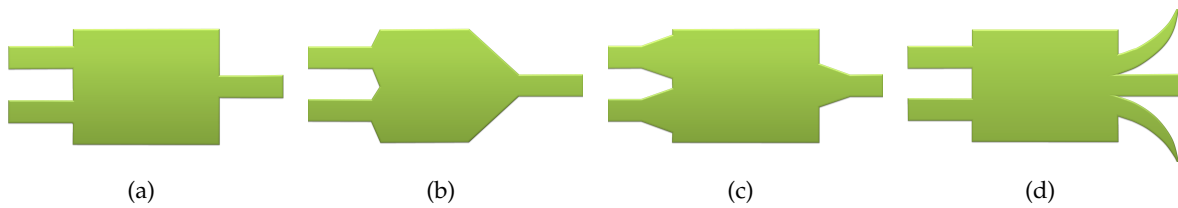


FIGURE 4.17 – (a) MMI classique, (b) MMI avec tapers, (c) MMI avec guides élargis et (d) MMI avec guides à pertes

- Pour le MMI avec tapers (cf. figure 4.17(b)), les murs perpendiculaires sont supprimés au profit de murs obliques qui vont modifier l'angle de réflexion des lobes de lumière secondaires et ainsi limiter leur recombinaison dans les guides d'entrée. De plus, ces flancs obliques favorisent la diffusion dans le matériau plutôt que la réflexion. Il est important que l'angle des tapers soit plus grand que l'angle de divergence de la lumière afin de ne pas modifier l'interférence dans la zone multimode du MMI.
- Dans le cas du MMI avec guides élargis (cf. figure 4.17(c)), l'élargissement des guides d'entrée et de sortie augmente légèrement la transmission du MMI car les guides captent plus de lumière. Ceci entraînera une faible diminution de la réflexion.
- Afin d'éliminer les lobes secondaires et de minimiser les réflexions qu'ils engendrent, il est possible de rajouter des guides qu'on qualifie de « guides à pertes » au niveau de la zone où ces lobes se forment (cf. figure 4.17(d)). Ils seront alors guidés puis absorbés ou radiés lors de leur propagation dans ces guides à pertes.

Des simulations sous ALCOR utilisant notre modèle et le module bidirectionnel ont été effectuées pour connaître l'impact de chaque géométrie sur la propagation lumineuse et sur les réflexions au sein des MMIs. Les résultats de ces simulations sont regroupés sur la figure 4.18.

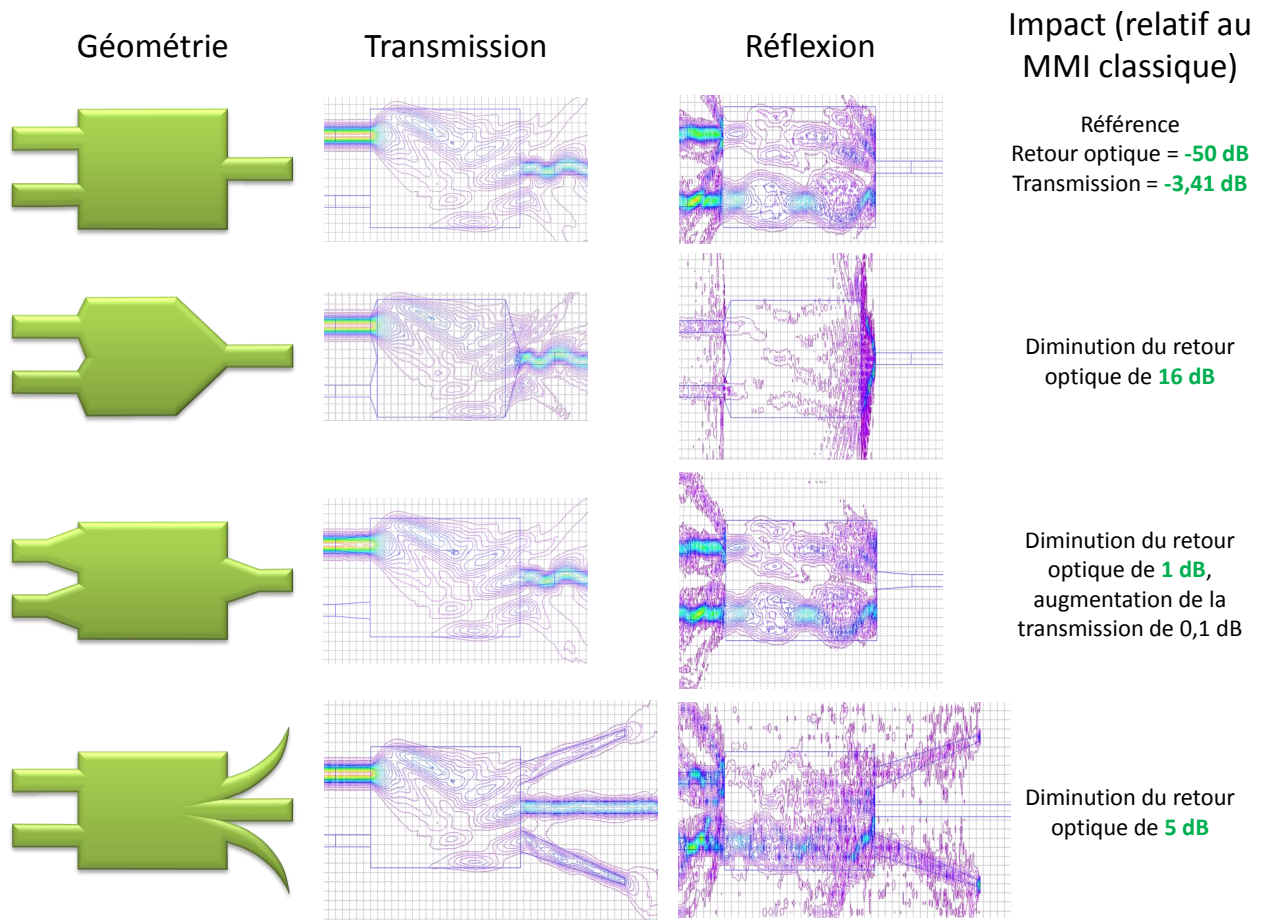


FIGURE 4.18 – Simulations sous ALCOR de l'impact de modifications géométriques de MMIs sur leur transmission et leur réflexion. La transmission et la réflexion du MMI classique sont prises comme valeur de référence

Afin de vérifier le bien-fondé de ces résultats de simulations, nous avons fabriqué des MMIs 1×2 possédant les différentes géométries de la figure 4.17. Des mesures OLCR ont été effectuées et nous avons étudié la diminution du pic de réflexion P_1 , visible sur la figure 4.16, en fonction de la géométrie. Les résultats de mesures OLCR comparés aux simulations pour chaque géométrie sont donnés dans le tableau 4.1.

Géométrie	Diminution du retour optique mesurée à l'OLCR	Diminution du retour optique simulée sous ALCOR
MMI avec tapers	> 17 dB	16 dB
MMI avec guides élargis	1 à 2 dB (augmentation de la transmission de 0,3 dB environ)	1 dB (augmentation de la transmission de 0,1 dB environ)
MMI avec guides à pertes	> 8 dB	5 dB

TABLE 4.1 – Comparaison des mesures OLCR et des simulations ALCOR concernant l'impact de la géométrie des MMIs sur leur retour optique. Les résultats obtenus pour le MMI classique sont pris comme référence pour les simulations et pour les mesures

La concordance entre simulations et mesures est assez bonne. Dans le cas des MMIs avec tapers, le pic P_1 a rejoint le niveau de bruit de l'OLCR et par conséquent la valeur de diminution du retour optique avec ce dispositif est une valeur minimale. Une étude a été effectuée en fonction de l'angle du taper de sortie mais dans chaque cas le pic de retour optique disparaissait dans le niveau de bruit de l'OLCR empêchant de conclure quant à l'impact de ce paramètre. Pour les guides à pertes, un motif légèrement différent du motif simulé (du fait de l'impossibilité de simuler des guides courbés sous ALCOR) a été utilisé ce qui peut expliquer la différence d'efficacité.

Suite à ces simulations et mesures, nous avons décidé d'appliquer des tapers sur nos MMIs et de coupler cette modification géométrique à un élargissement des guides d'entrée et de sortie. La facilité de conception et l'efficacité de ces modifications géométriques ont motivé notre choix pour l'optimisation en réflexion des MMIs. Les guides à pertes peuvent s'avérer efficaces comme le montre Y. Gottesman [182] mais leur conception est plus complexe.

CONCLUSION DU CHAPITRE

Au cours de ce chapitre, nous avons étudié les pertes optiques provenant des parties passives de nos composants. Grâce à un outil de mesure de pertes, l'OLCR, ainsi que des simulations, nous avons mis au point des optimisations et des règles de conception pour diminuer les pertes de propagation, les rayonnements lumineux et les réflexions dans ces zones passives.

Ayant évalué l'ensemble des pertes des zones passives, nous sommes maintenant en mesure de calculer les pertes que nous pouvons attendre dans nos deux circuits photoniques.

Dans le cas du circuit BPSK, les pertes sont estimées à 5 dB lors de la propagation d'une onde lumineuse sans modulation des EAMs et avec des phases et puissances équivalentes sur les deux bras. La répartition de ces pertes est donnée en figure 4.19. Pour générer une modulation BPSK/CSRZ, il convient d'ajouter :

- 4 dB d'absorption par les EAMs du fait de la polarisation appliquée afin de se placer à leur point de fonctionnement (zone d'absorption linéaire),
- 3 dB de pertes dues au fonctionnement push-pull des EAMs : on module en intensité alternativement un bras sur deux pour la modulation BPSK/CSRZ,
- 2,5 dB de pertes au niveau du coupleur MMI 2×1 car la lumière ne sera injectée que sur une seule entrée.

D'après des essais précédemment effectués au III-V lab, des lasers DFB réalisés par le process technologique sélectionné sont capables d'émettre aisément 10 mW de puissance de sortie (≈ 10 dBm). Il en résulte une puissance moyenne de sortie estimée à environ -5 dBm pour la génération d'une modulation BPSK/CSRZ.

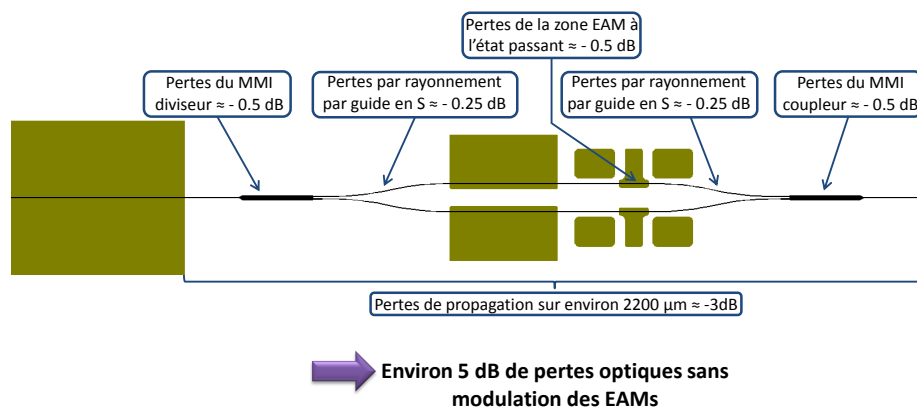


FIGURE 4.19 – Evaluation des pertes optiques dans le transmetteur CSRZ sans modulation des EAMs et pour des puissances/phases identiques sur chaque bras

Pour le transmetteur QPSK, si on se place dans le cas où aucune modulation des EAMs n'est effectuée, où toutes les phases/puissances des bras sont égales et où le SOA est polarisé pour ne pas engendrer de pertes, nous estimons les pertes totales

du circuit à 10 dB environ comme le montre la figure 4.20. Pour effectuer une modulation QPSK, il est nécessaire d'ajouter :

- 4 dB d'absorption par les EAMs du fait de la polarisation appliquée afin de se placer à leur point de fonctionnement (zone d'absorption linéaire),
- 3 dB de pertes dues au fonctionnement push-pull des EAMs : deux bras sur quatre sont alternativement modulés en intensité pour générer une modulation QPSK avec ce circuit,
- 2,5 dB de pertes au niveau de chaque coupleur MMI 2×1 car la lumière ne sera injectée que sur une seule entrée, soit 5 dB pour la cascade de coupleurs MMI 2×1 .

Avec un laser émettant 10 dBm de puissance lumineuse, on estime la puissance moyenne de sortie à -12 dBm. Les SOAs fabriqués selon ce procédé technologique ont démontré une possibilité d'amplification supérieure à 10 dB [184]. Il est donc possible d'obtenir une puissance de 0 dBm en sortie du PIC pour une modulation QPSK.

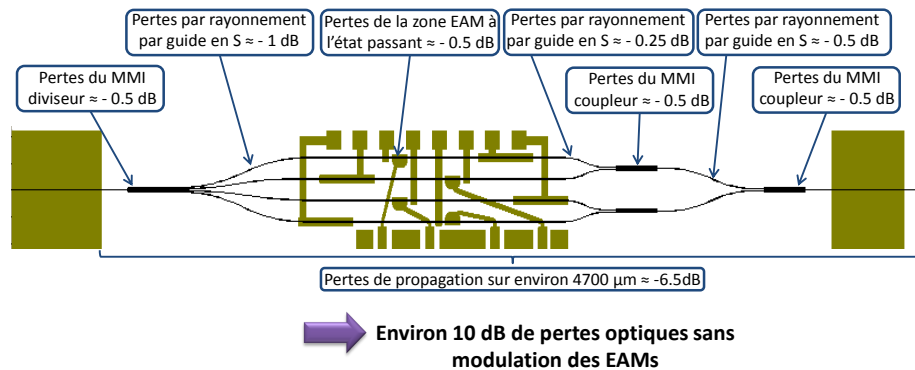


FIGURE 4.20 – Evaluation des pertes optiques dans le transmetteur QPSK sans modulation des EAMs et pour des puissances/phases identiques sur chaque bras

De telles puissances de sortie sont proches de celles qu'on retrouve pour une longueur d'onde dans les systèmes de télécommunication actuels utilisant la technologie WDM. Les systèmes de transmissions longues distances utilisant des amplificateurs EDFAs associés à une compensation de dispersion, les faibles puissances que nous pouvons générer sont ainsi compatibles avec ces systèmes.

Une réduction de la longueur de nos circuits ou une diminution encore plus importante de leurs pertes linéiques permettraient d'améliorer les puissances de sortie de nos transmetteurs. Pour ce faire, plusieurs axes d'étude peuvent être envisagés : modification ou suppression du dopage P dans les sections passives, conception de guides courbés plus compacts et radiant moins de lumière ...

CARACTÉRISATION DES COMPOSANTS D'ÉTUDE

SOMMAIRE

5.1	POST-PROCESSING	157
5.1.1	Pré-test	157
5.1.2	Découpe des wafers et traitements des facettes	160
5.1.3	Tri des circuits et montage sur embase	160
5.1.4	Caractérisations et mise en module des circuits	162
5.2	CARACTÉRISATIONS STATIQUES ET DYNAMIQUES	163
5.2.1	Laser DFB	163
5.2.2	Equilibrage des voies optiques	167
5.2.3	EAM	168
5.2.4	VOA	170
5.2.5	Déphaseur	170
5.2.6	SOA	172
5.2.7	Adaptateur de mode	173
5.2.8	Pertes optiques	174
5.3	DÉMONSTRATIONS DE FONCTIONNALITÉ	175
5.3.1	Transmetteur BPSK	175
5.3.2	Transmetteur QPSK	179
5.4	PERSPECTIVES FUTURES	181
5.4.1	Signaux de contrôle multi-niveaux	181
5.4.2	Radio sur fibre	184
5.4.3	Multiplexage en polarisation	185
5.4.4	Amélioration des MMIs diviseurs	187
	CONCLUSION	188

CE dernier chapitre débutera par une description des différentes étapes succédant à la fabrication des deux PICs d'étude. Ensuite, nous rapporterons les différentes caractérisations statiques et dynamiques que nous avons effectuées sur ces deux circuits. Enfin, les perspectives futures pour les deux transmetteurs étudiés durant la thèse seront abordées.

5.1 POST-PROCESSING

5.1.1 Pré-test

Au cours et à la fin du procédé de micro-fabrication, nous pouvons réaliser des tests préliminaires sur les composants actifs des circuits non découpés. Ces tests permettent de connaître si certaines étapes de micro-fabrication se sont bien déroulées. Trois catégories de tests sont généralement effectuées directement sur les wafers à l'aide d'un capacimètre et d'un multimètre source de courant/tension.

5.1.1.1 Caractéristiques courant-tension

Afin de vérifier si les diodes PIN sont fonctionnelles pour les différentes zones actives, nous traçons les caractéristiques courant-tension en direct et en inverse pour l'ensemble des composants d'un circuit (Laser, EAMs, VOAs, déphaseurs et SOAs). Les courbes $I(V)$ obtenues nous fournissent des informations concernant des caractéristiques de la diode : fuites, recombinaisons, résistances, ... Les graphiques de la figure 5.1 présentent les résultats relevés pour un EAM d'une de nos plaques.

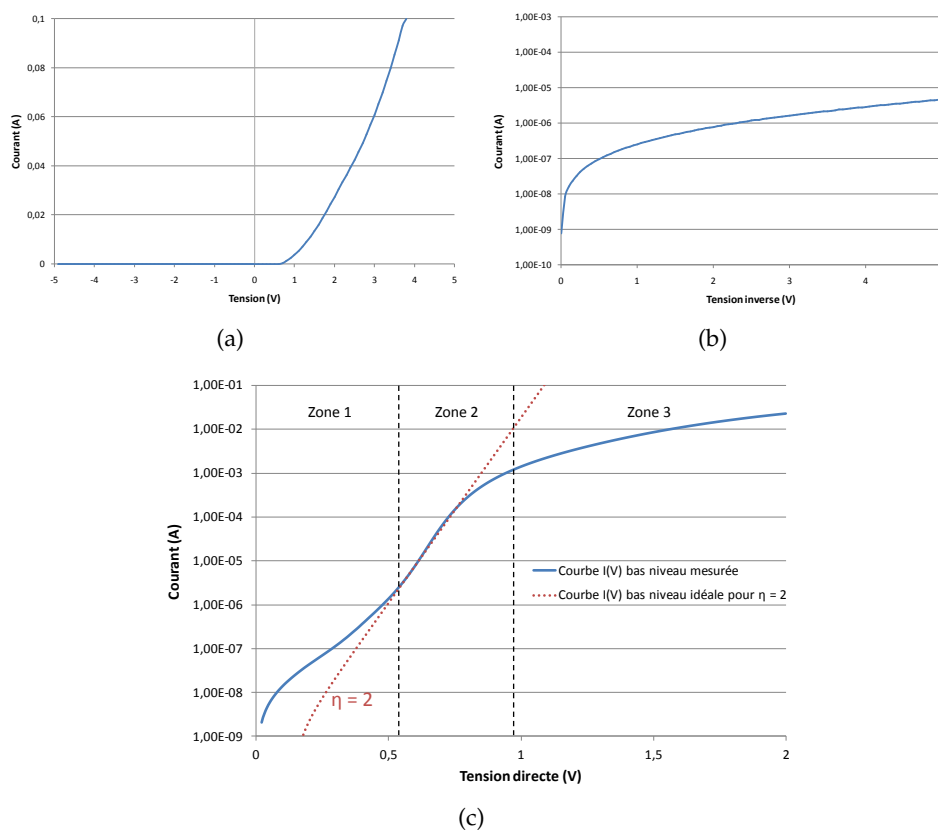


FIGURE 5.1 – Mesure des caractéristiques $I(V)$ d'un EAM : (a) $I(V)$ complète, (b) $I(V)$ en inverse et (c) $I(V)$ à bas niveau en direct

Le graphique 5.1(a) correspond à une courbe $I(V)$ typique d'une diode. Sur la figure 5.1(b), nous observons des courants inverses plus importants que ceux mesurés précédemment au III-V Lab sur

des dispositifs équivalents. Ces courants nous laissent présager la présence de fuites dans la structure verticale. Enfin, la courbe $I(V)$ à bas niveau en direct nous donne de nombreuses informations sur l'EAM. Nous avons fait figurer sur cette courbe une caractéristique $I(V)$ en direct correspondant à une jonction idéale où $\eta = 2$. Le facteur d'idéalité η est unitaire lorsque le courant de diffusion dans la diode domine et est égal à 2 lorsque le courant de recombinaison est prépondérant. Dans le cas de nos structures, nous nous attendons à ce que la plupart des porteurs recombinent radiativement. Pour un commentaire plus aisé, nous avons divisé en trois zones la caractéristique courant-tension de la figure 5.1(c) :

- Dans la zone 1, nous remarquons que les courants mesurés sont supérieurs à nos attentes. En effet, lors d'observations antérieures nous avons évalué des courants de l'ordre de 10^{-10} A dans ce type de dispositifs pour la gamme de tension considérée. Ces courants correspondent à des courants linéaires ($I \propto V$) et non à des courants exponentiels ($I \propto \exp(qV/\eta k_B T)$) comme dans le cas d'une diode classique. De plus, l'écart à l'idéalité dans cette zone est important. Un problème provenant des matériaux constituant l'ensemble de la structure latérale de l'EAM pourrait expliquer de tels résultats.
- Dans la zone 2, nous retrouvons un comportement de l'EAM proche d'une diode idéale où les courants de recombinaison dominant.
- Dans la zone 3, la résistance série R_s de notre EAM modifie la relation courant-tension de la diode. Dans cette section linéaire de la courbe, nous pouvons déduire par un simple calcul une valeur approchée de cette résistance. Par dérivation de la courbe, nous évaluons que $R_s \approx 30 \Omega$. La résistance des pointes utilisées pour la mesure n'est pas soustraite à R_s ce qui explique que notre estimation soit quelque peu élevée.

5.1.1.2 Résistance inter-électrode

L'évaluation de la résistance inter-électrode entre deux lasers appartenant à deux circuits différents est un bon indicateur de l'isolation électrique entre les deux circuits. Il est aussi possible de quantifier la résistance inter-électrode entre deux zones actives d'un même circuit pour vérifier l'isolation électrique entre les différentes sections d'un même PIC. Lorsque la valeur de cette résistance se situe aux alentours de $10^6 \Omega$, nous estimons que les sections sont bien isolées entre elles. Pour déterminer cette résistance inter-électrode, nous effectuons une mesure de courant entre les dispositifs considérés et nous en déduisons la résistance correspondante. Dans le cas de notre composant QPSK (cf. figures 5.2(a) et 5.2(b)), la résistance obtenue est un peu faible. Ceci peut être lié aux courants de diode inverses élevés que nous avons remarqués lors de la mesure des caractéristiques courant-tension de nos composants. Nous ne mesurons donc pas directement la résistance inter-électrode mais plutôt la contribution d'une des diodes. La dissymétrie observée sur les courbes de courant

mesurées entre l'EAM et le laser corrobore cette hypothèse. La résistance inter-électrode est plus importante que les valeurs déterminées par les mesures reportées sur les graphiques 5.2(a) et 5.2(b). Les étapes générant ces résistances inter-électrode (implantation protonique, séparation des électrodes et gravure des mesas) se sont donc bien déroulées au cours du procédé de fabrication.

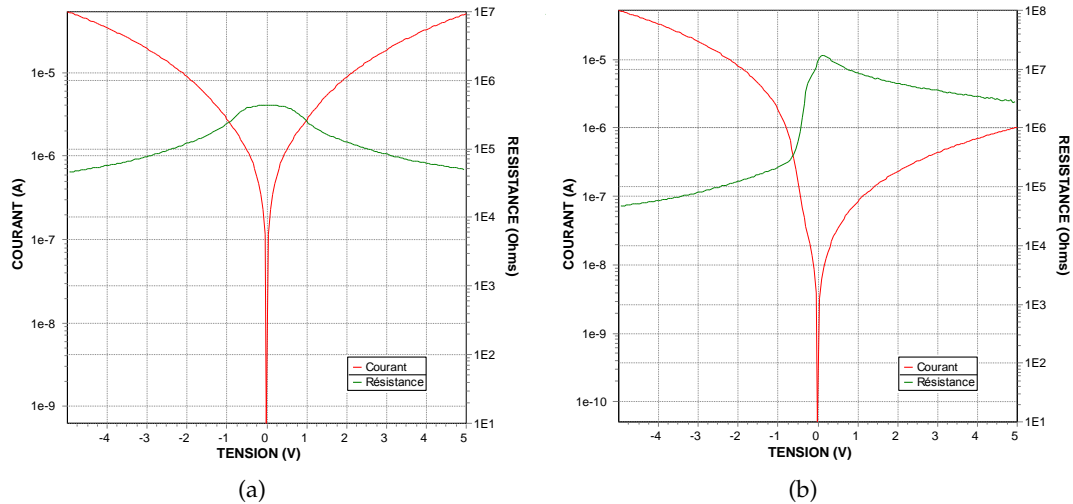


FIGURE 5.2 – Mesure de la résistance inter-électrodes pour notre composant QPSK : (a) entre deux lasers de circuits différents et (b) entre un laser et un EAM dans un même circuit

5.1.1.3 Capacités des sections

En utilisant un capacimètre doté d'une source de tension interne, nous pouvons mesurer directement sur le wafer l'évolution de la capacité d'une section en fonction de la tension de polarisation. Si cette mesure est effectuée sur les EAMs, il est possible de connaître approximativement la somme de leur capacité de jonction et de leur capacité de structure latérale. Leur bande passante peut ensuite être évaluée. Les résultats obtenus sur un EAM de $50 \mu\text{m}$ et un EAM de $75 \mu\text{m}$ sont reportés sur le graphique de la figure 5.3.

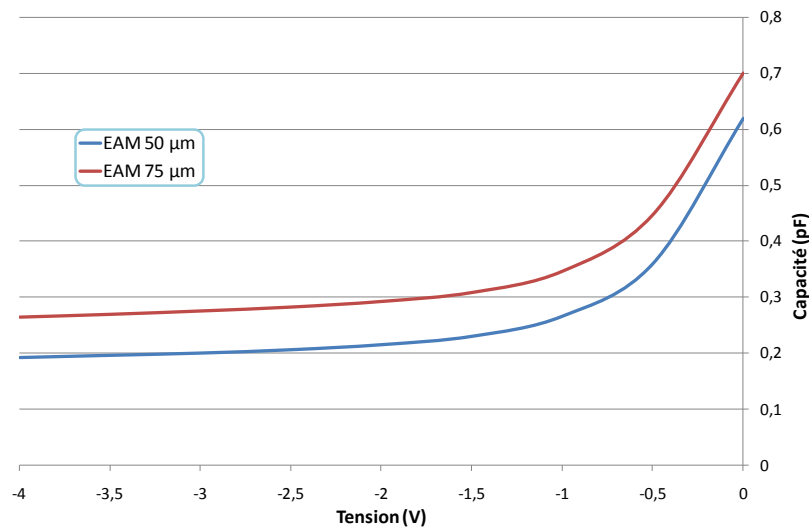


FIGURE 5.3 – Mesures, en fonction de la tension de polarisation, de l'évolution de la capacité (a) pour un EAM de 50 µm et (b) pour un EAM de 75 µm

Les capacités mesurées ici sont un peu supérieures à celles évaluées à la section 3.3.2 mais restent proches. Nous savons que la technique de caractérisation utilisée pour ce test surévalue légèrement les capacités distribuées étant donné que la mesure est effectuée à 1 MHz. Une mesure de bande passante sera plus précise.

5.1.2 Découpe des wafers et traitements des facettes

Une fois le wafer aminci et métallisé en face arrière, il est découpé par clivage en barrettes de composants. Ces barrettes subissent un traitement anti-reflet (<1%) sur la facette de sortie afin de supprimer la cavité Fabry-Perot. Un traitement haute réflectivité (>90%) est réalisé sur la facette proche du laser DFB afin que celui-ci émette uniquement dans une direction. Ces traitements consistent à déposer plusieurs couches minces d'un duo de matériaux (généralement SiO₂/TiO₂) sur les facettes. En fonction du nombre de paires de couches déposées et de leurs épaisseurs, un comportement anti-reflet ou haute-réflexivité peut être produit.

5.1.3 Tri des circuits et montage sur embase

La mesure de certaines caractéristiques des circuits encore en barrettes permet de sélectionner uniquement ceux dont les composants sont fonctionnels. Les caractéristiques suivantes peuvent être évaluées pour faire ce tri :

- Vérification de la présence d'une diode en traçant la courbe I(V) des sections actives.
- Utilisation d'une photo-diode à surface large pour mesurer la puissance laser émise à travers le circuit en fonction du courant injecté. La caractéristique V(I) peut aussi être tracée, on en déduit alors la résistance série du laser.
- Application d'une tension (respectivement d'un courant) sur les EAMs (respectivement sur le SOA) pour évaluer qualitati-

vement si ces dispositifs sont fonctionnels en observant leur impact sur la puissance de sortie du circuit.

- Mesure du spectre optique de l'émission laser avec un analyseur de spectre. La longueur d'onde du laser de même que son comportement monomode peuvent ainsi être étudiés.

Une fois que les circuits dont tous les composants semblent fonctionnels sont identifiés, les barrettes sont découpées en puces. Les circuits sélectionnés sont alors montés sur une embase avec des céramiques. Le montage d'une puce sur une embase assure une manipulation plus aisée de celle-ci. La connexion des pistes HF et DC du circuit à des pistes métalliques sur une céramique facilitera l'alimentation des différents composants. En effet, sans céramique nous serions obligés de poser les pointes d'alimentation en courant/tension directement sur les recharges métalliques du transmetteur. Or ces dernières sont assez fragiles et peuvent être sectionnées si une pointe est posée à leur surface. La connexion entre les pistes du circuit et les pistes de la céramique se fait par soudure d'un fin fil d'or. Les figures 5.4 et 5.5 présentent l'embase et les céramiques spécifiquement conçues pour nos transmetteurs QPSK. Dans le cas du transmetteur BPSK, une embase et des céramiques plus simples ont été utilisées.

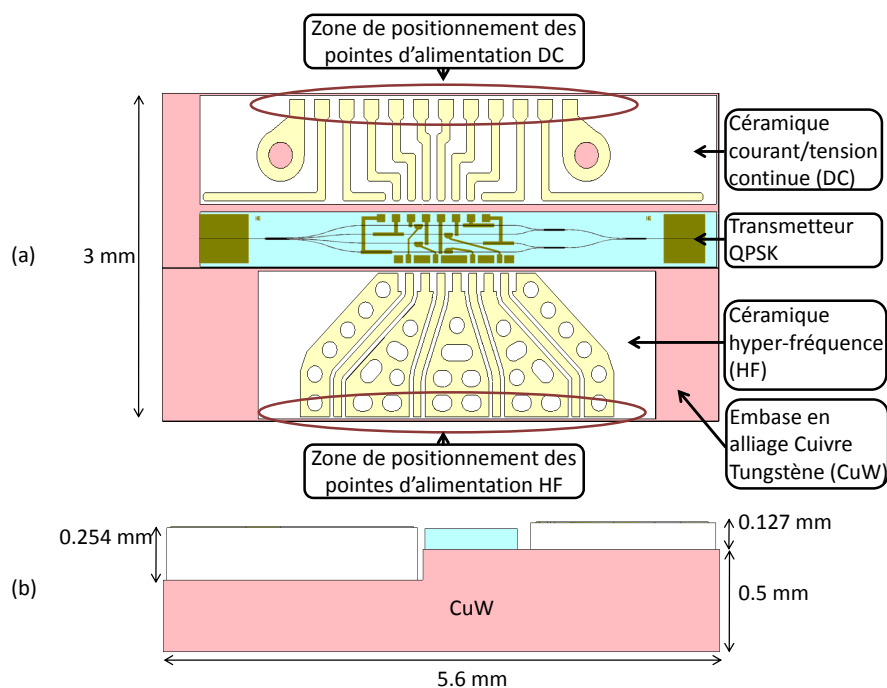


FIGURE 5.4 – (a) Vue de dessus et (b) vue en coupe de l'embase et des céramiques utilisées pour le transmetteur QPSK

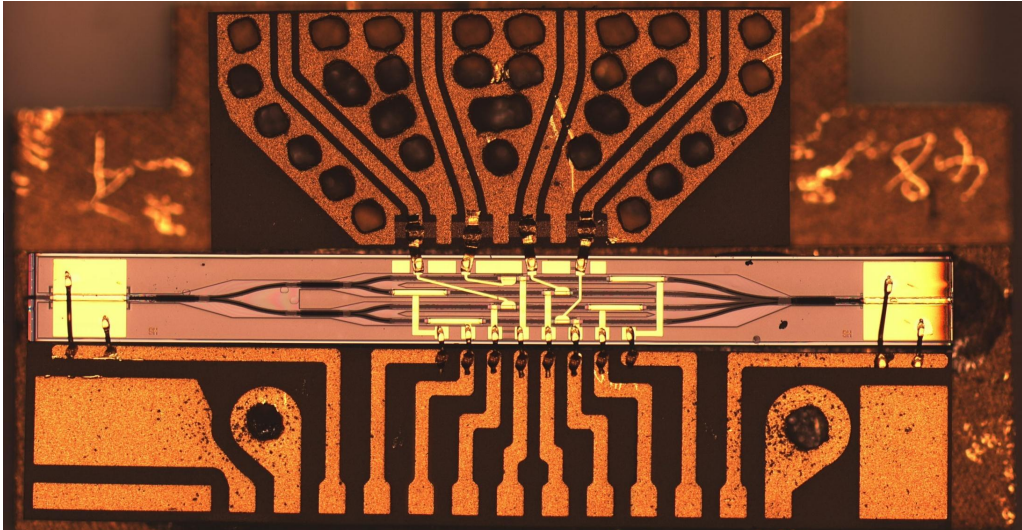


FIGURE 5.5 – Photographie réelle de l'embase et des céramiques utilisées pour le transmetteur QPSK

5.1.4 Caractérisations et mise en module des circuits

Une fois les puces montées sur embase, de nombreuses mesures statiques et dynamiques ont pu être effectuées. Les caractéristiques de différentes sections des deux circuits ont été étudiées à l'aide de plusieurs bancs de mesure. Nous présenterons l'ensemble de ces mesures dans la partie suivante. Suite à ces caractérisations, les circuits présentant les meilleures performances peuvent alors être montés dans un module. Lors de la mise en module, la puce montée sur embase est soudée à une cellule Peltier qui stabilisera la température du circuit lors de son fonctionnement. Une fibre optique est couplée au composant à l'intérieur du module et on la soude ou la colle pour assurer la tenue du couplage dans le temps. Les céramiques HF et DC sont reliées à des connecteurs électriques standards. Le module facilitera donc la gestion thermique et les connexions électriques/optiques du circuit. Le circuit monté dans un module finalisé pourra aisément être intégré dans des systèmes de télécommunications optiques ; il sera alors possible de réaliser des mesures dites « systèmes ».

Dans le cadre du projet européen MIRTHE, un des partenaires, U²T, est en charge de la mise en module du transmetteur QPSK. Leur choix de module s'est porté sur le standard préconisé par l'OIF pour les transmetteurs QPSK. Cependant, ce module étant destiné aux transmetteurs basés sur la technologie des MZMs en LiNbO₃, ses dimensions ne sont pas adaptées pour notre transmetteur. De nombreuses discussions entre le III-V Lab et U²T ont mené à la mise au point d'une interface entre le transmetteur QPSK et le module OIF. L'embase et les céramiques présentées sur la figure 5.4 sont le résultat de ce travail commun. L'interface complète entre le module OIF et notre transmetteur est reportée sur la figure 5.6.

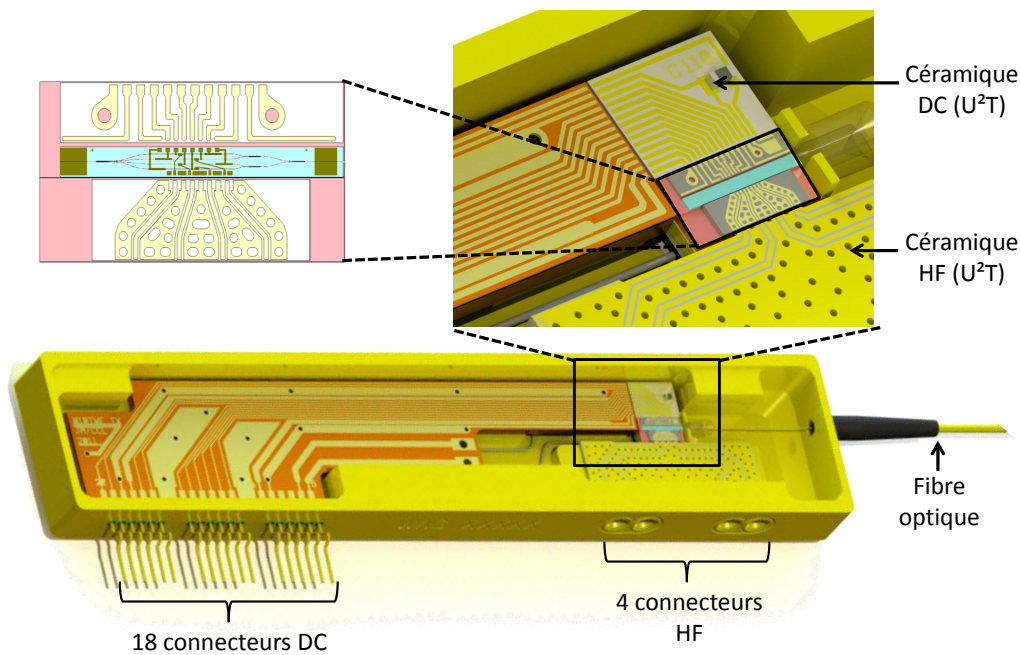


FIGURE 5.6 – Concept de montage de notre transmetteur QPSK et de son embase dans le module OIF

5.2 CARACTÉRISATIONS STATIQUES ET DYNAMIQUES

Dans cette partie, nous allons rapporter les mesures effectuées sur différentes sections de nos circuits.

5.2.1 Laser DFB

5.2.1.1 Spectre optique

Lors de la fabrication de nos composants, du fait de l'incertitude sur l'indice effectif et de l'utilisation du procédé SAG, nous avons codé plusieurs pas de réseau pour nos lasers DFB. A l'aide d'un analyseur de spectre optique nous avons eu la possibilité de vérifier les longueurs d'onde d'émission des lasers. Le tableau 5.1 référence les longueurs d'onde mesurées et les compare aux longueurs d'onde visées lors du codage des pas de réseau.

Longueur d'onde visée (nm)	Longueur d'onde mesurée (nm)	Type de transmetteur utilisant ce laser
1545	1537	BPSK
1550	1543	BPSK
1555	1548	BPSK et QPSK
1560	1552	QPSK
1565	1557	QPSK

TABLE 5.1 – Comparaison entre les longueurs d'onde d'émission des lasers DFB visées et mesurées

Nous observons une différence notable entre longueurs d'onde visées lors du codage des pas de réseau et longueurs d'onde mesurées. Cette différence provient d'une erreur dans la valeur d'indice effectif utilisée pour le calcul des pas de réseau. Obtenue par simulations sous Alcor avec des incertitudes sur les indices de certaines couches, cette valeur était égale à $n_{eff} = 3,217$. La valeur corrigée de l'indice effectif qui est déduite des mesures expérimentales est $n_{eff} = 3,202$. Cette valeur sera donc utilisée pour la conception des réseaux DFB sur les prochaines générations de circuits. Connaissant plus précisément l'indice effectif de la structure, nous nous attendons à un écart inférieur à 2 nm par rapport au calcul théorique pour les longueurs d'onde émises par les futurs lasers.

La figure 5.7 présente un spectre optique de la lumière émise par un des lasers fabriqués. Nous remarquons que l'émission laser a bien un comportement monomode. De plus, nous notons que la longueur d'onde d'émission est décalée négativement par rapport au centre du pic de gain du laser. En effet, suite à la SAG, la zone de gain laser se situait vers des longueurs d'onde trop élevées. Pour obtenir une longueur d'onde d'émission autour de 1550 nm il a été nécessaire de coder des réseaux de Bragg sélectionnant une longueur d'onde décalée négativement par rapport au pic de gain laser. Il sera ainsi possible de minimiser l'absorption des EAMs à l'état passant. Cependant, ceci aura pour conséquence d'engendrer un laser moins puissant et présentant une plus grande sensibilité à la température.

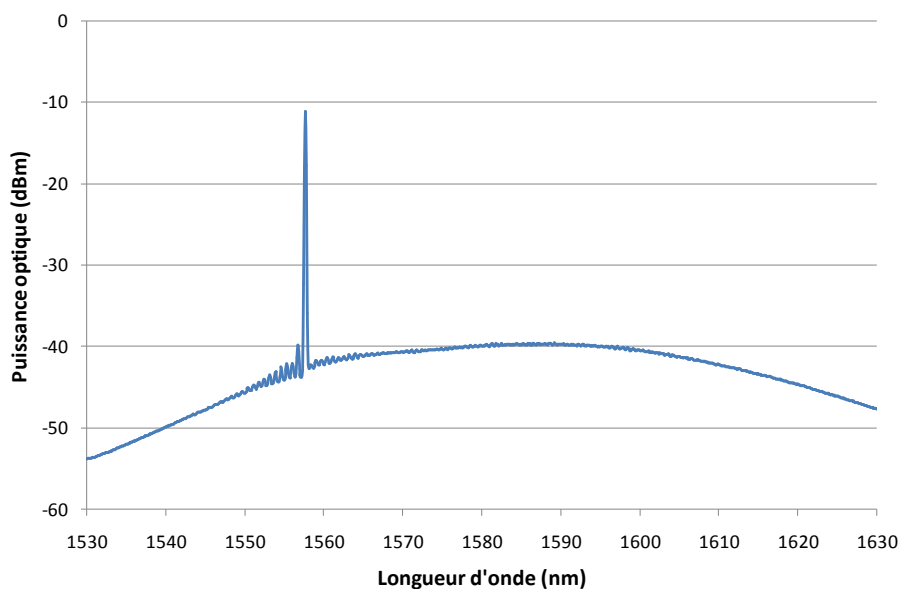


FIGURE 5.7 – Spectre optique d'un de nos lasers émettant à $\lambda = 1557 \text{ nm}$

5.2.1.2 Puissance Optique

Afin de caractériser nos lasers en puissance, nous avons clivé des barrettes de lasers seuls. Une photo-diode large a permis de capter l'ensemble de la lumière émise par une facette du laser. Les courbes

de puissance en fonction du courant injecté pour plusieurs lasers ont été tracées et reportées en figure 5.8.

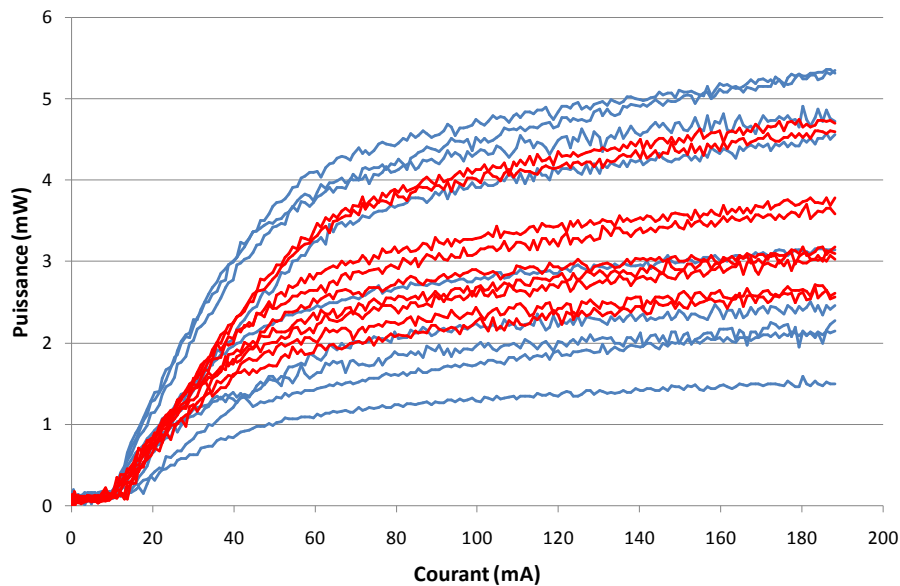


FIGURE 5.8 – Mesures impulsionnelles de la puissance émise en fonction du courant injecté pour neuf lasers (en bleu mesure en face avant, en rouge mesure en face arrière)

Nous observons un faible courant de seuil de l'ordre de 12 mA sur l'ensemble des lasers mesurés. Cependant, nous pouvons voir qu'une forte saturation de la puissance émise apparaît après 50 mA. Cette saturation inattendue engendre une puissance à plus fort courant très inférieure à nos attentes. En effet, en 2007 avec des structures équivalentes (seulement 10 puits quantiques furent utilisés au lieu de 12 ici) se basant sur la technique SIBH et les puits AlGaInAs, nous démontrions la fabrication de lasers DFB émettant jusqu'à 20 mW à 100 mA [160]. Ici, les facettes laser n'ont pas reçu de traitements (anti-reflet pour la face avant et haute réflectivité pour la face arrière). Ces traitements pourraient améliorer la puissance de 60% environ mais ils n'expliquent pas la différence de puissance observée par rapport à nos précédents lasers.

Grâce à l'exploitation de motifs de test présents sur les wafers fabriqués, nous avons pu découvrir la cause de cette saturation. L'empilement présenté en figure 5.9(a) correspond aux sections passives SIBH mais aussi aux zones bordant latéralement les sections actives. La succession de matériaux le constituant ne devrait pas permettre le passage de faibles courants. Or lors du tracé de la caractéristique courant-tension de celui-ci, nous avons observé la présence d'une diode dont le courant de seuil est très bas comme le montre la figure 5.9(b).

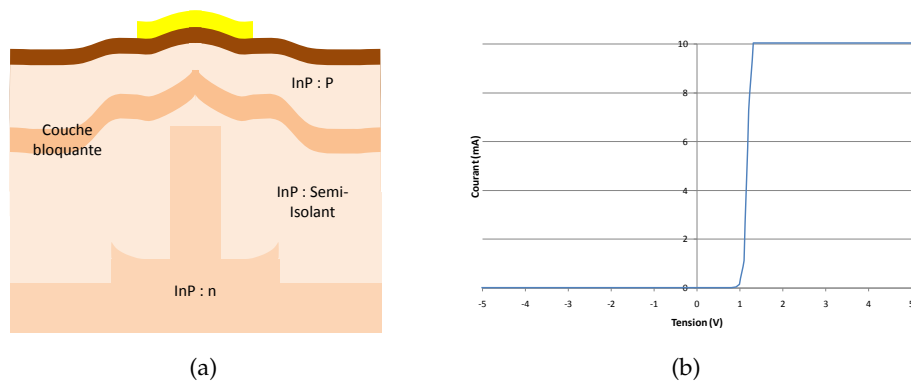


FIGURE 5.9 – (a) Schéma et (b) caractéristique courant-tension de l'empilement SIBH passif

A partir d'un certain champ électrique, l'empilement devient donc passant et des porteurs peuvent fuir à travers celui-ci. Dans le cas d'une section SIBH passive ou d'une section SIBH active polarisée par une tension (EAM et VOA), ce phénomène ne génère que peu de conséquences. Cependant, dans les sections actives fonctionnant par injection de porteurs (Laser, SOA et PS), ce claquage de l'empilement latéral engendre un grave problème, comme schématisé sur la figure 5.10.

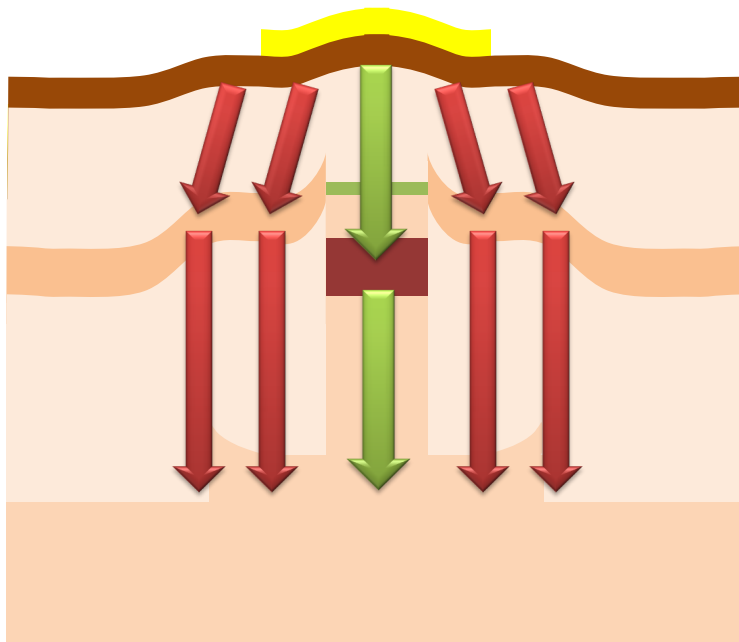


FIGURE 5.10 – Schéma de la fuite de porteurs dans une zone active SIBH fonctionnant par injection de porteurs (en vert trajet classique des porteurs, en rouge trajet de fuite des porteurs lorsque l'empilement entourant le ruban actif est rendu passant)

Lorsque l'empilement entourant le ruban actif est bloquant, les porteurs sont bien injectés dans la zone active (chemin schématisé par des flèches vertes) et participent à l'amplification, au gain ou à la variation d'indice nécessaire au bon fonctionnement de la section. Mais à partir d'une certaine injection, un courant électrique suffisant

se crée et rend passant l'empilement entourant le ruban actif. Les porteurs peuvent alors fuir latéralement (chemins schématisés par des flèches rouges). Pour de forts courants injectés, une faible quantité de porteurs transite par les puits quantiques et ceci se traduit par une forte saturation de la puissance laser émise, une faible amplification par le SOA et une réduction de l'efficacité de déphasage. La cause exacte engendrant ce phénomène n'a pas encore pu être identifiée mais elle serait compatible avec un défaut de dopage des couches isolantes épitaxiées.

Afin de limiter l'impact de ce problème, une implantation des zones latérales des sections SIBH actives fonctionnant par injection de porteurs a été effectuée. Nous nommons ce traitement « implantation étroite ». Il a permis par isolation électrique de réduire les chemins de fuites et nous avons pu obtenir des puissances laser plus proches de nos attentes. A titre d'exemple, la figure 5.11 démontre une augmentation par un facteur 2,5 de la puissance laser émise en sortie de notre transmetteur BPSK après traitement. Il est cependant nécessaire de résoudre rapidement ce problème de matériau SIBH car l'implantation étroite n'est qu'une solution provisoire.

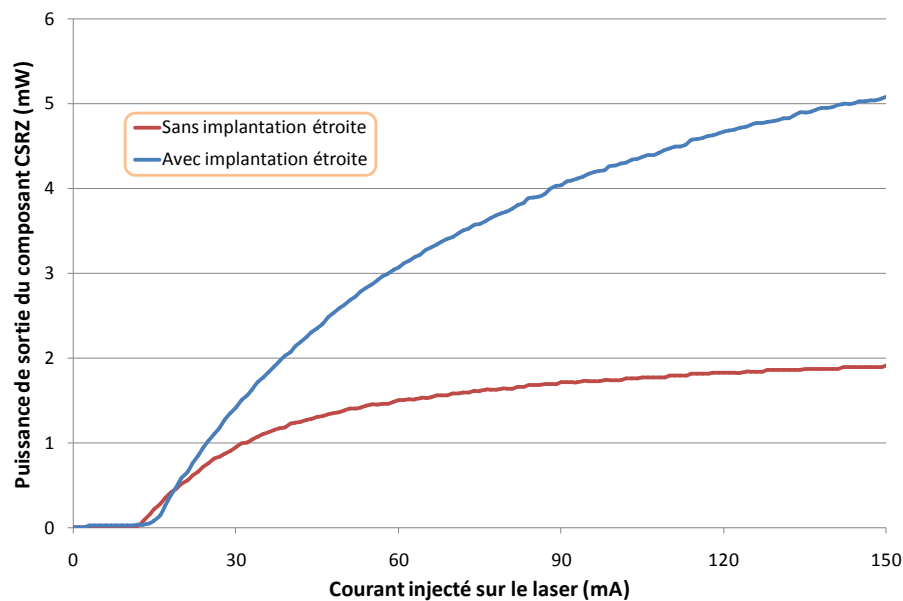


FIGURE 5.11 – Puissance laser émise en sortie de notre circuit BPSK avant et après implantation étroite

5.2.2 Equilibrage des voies optiques

Pour générer une modulation QPSK avec le PIC QPSK, il est important que les quatre bras de modulation possèdent une puissance optique équivalente. Pour vérifier l'équilibrage entre les bras, nous avons clivé un transmetteur QPSK, comme le montre la figure 5.12(a), et mesuré la puissance optique couplée dans une fibre pour chaque voie. Les voies sont numérotées de 1 à 4 en partant du haut. Les résultats obtenus sont reportés sur le graphique 5.12(b).

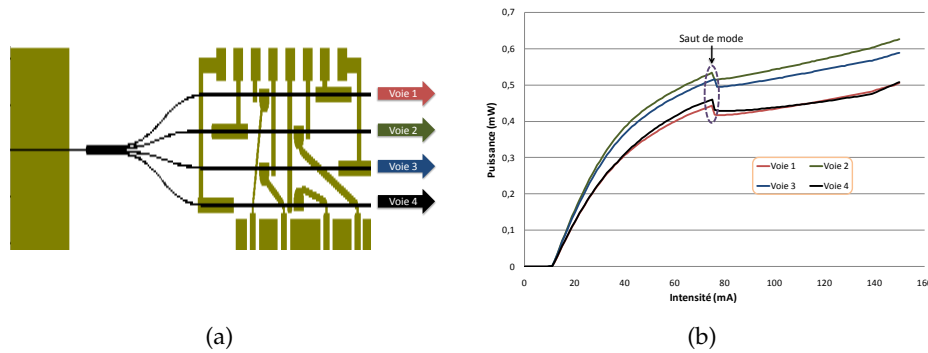


FIGURE 5.12 – (a) Composant de test utilisé pour la mesure de l'équilibrage en puissance des bras de modulation du transmetteur QPSK et (b) résultats obtenus

Nous observons que les quatre voies possèdent une puissance optique très proche avec un écart maximum d'environ 0,8 dB. De plus, les bras externes possèdent une puissance moins élevée que les bras internes. Cette différence est la conséquence de pertes plus importantes dans les guides en S externes de part leur conception. En effet, ils réalisent une translation plus grande que les guides en S des bras internes sur une longueur équivalente. L'écart en puissance optique entre les bras peut aussi être accentué par une possible dissymétrie du MMI 1×4 qui entraîne des puissances différentes pour chaque guide de sortie. La rupture des courbes de puissance observée sur les mesures correspond à un saut de mode créé par la cavité non traitée.

5.2.3 EAM

En utilisant le même dispositif (figure 5.12(a)) que pour la mesure de l'équilibrage en puissance des bras, nous avons été capables de caractériser le taux d'extinction et la bande passante de nos modulateurs à électro-absorption.

5.2.3.1 Taux d'extinction

Pour chaque voie de modulation, nous avons suivi l'évolution de la puissance optique couplée dans la fibre en fonction de la tension appliquée sur les EAMs. Nous avons ainsi été capables de tracer la courbe de transfert de nos EAMs et de connaître leur taux d'extinction statique. La mesure a été effectuée sur deux dispositifs, l'un possédant des EAMs de $50 \mu\text{m}$ de long et une longueur d'onde laser de 1552 nm (figure 5.13(a)) et l'autre des EAMs de $75 \mu\text{m}$ de long et une longueur d'onde laser de 1557 nm (figure 5.13(b)).

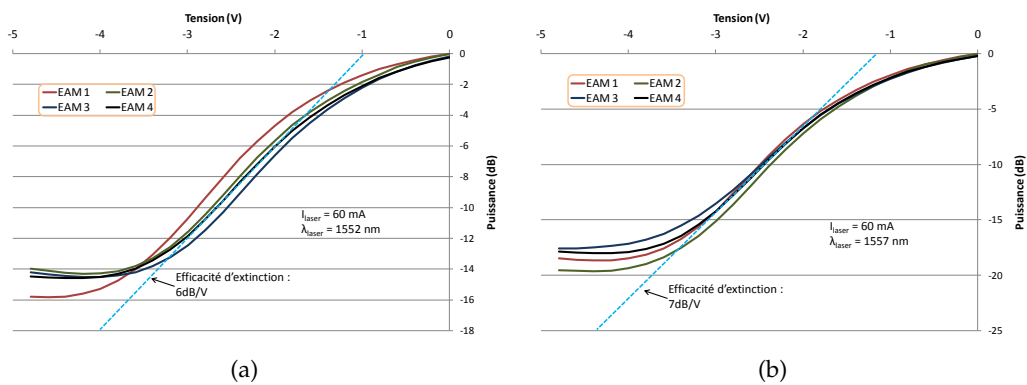


FIGURE 5.13 – Transmission en fonction de la tension appliquée (a) pour des EAMs de 50 μm de long et (b) de 75 μm de long

Pour les EAMs de 50 μm , nous mesurons un taux d’extinction statique d’environ 15 dB alors que pour les EAMs de 70 μm celui-ci atteint 18 dB. Nous observons que la zone d’extinction linéaire de nos EAMs débute à partir d’une tension de -2 V. En fonctionnement normal, nous polariserons donc les EAMs de nos PICs à -2 V pour nous situer dans ce domaine lors de la modulation. Dans la zone linéaire, nous obtenons une efficacité de modulation de 6 dB/V et de 7 dB/V pour les modulateurs de respectivement 50 μm et de 75 μm de long. Ces valeurs de taux d’extinction et d’efficacité de modulation sont conformes à nos attentes [111].

5.2.3.2 Bande passante

La réponse électro-optique de nos EAMs a été mesurée en régime petit signal pour une tension de polarisation des EAMs à 2,5 V. Nous avons reporté en figures 5.14(a) et 5.14(b) la bande passante d’EAMs de respectivement 50 et 75 μm de long.

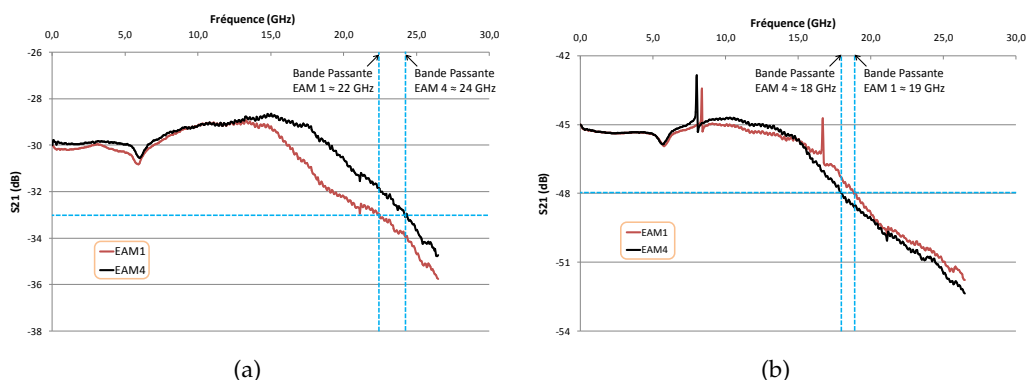


FIGURE 5.14 – Bande passante mesurée (a) pour des EAMs de 50 μm de long et (b) de 75 μm de long

Lors de la mesure, les EAMs étaient adaptés à une charge de 50 Ω . Nous obtenons une bande passante à -3 dB de 22-24 GHz et de 18-19 GHz pour les EAMs de respectivement 50 μm et de 75 μm . L’accord entre ces résultats expérimentaux et les calculs théoriques

réalisés en section 3.3.2 est très bon. Nous démontrons ainsi que nos EAMs de $75 \mu\text{m}$ adaptés à une résistance 50Ω peuvent être compatibles avec une modulation à 28 GB. De plus, l'adaptation de nos EAMs de $50 \mu\text{m}$ avec une résistance de 35Ω permettrait de les moduler à 56 GB.

5.2.4 VOA

Utilisant la même méthode que pour la caractérisation du taux d'extinction des EAMs, nous avons pu mesurer l'atténuation de nos VOAs. Comme nous pouvons le constater sur la figure 5.15, une atténuation allant jusqu'à 5 dB est réalisable avec les VOAs présents sur chaque voie de modulation du circuit QPSK. Il sera ainsi possible d'égaliser aisément la puissance optique des différentes voies de ce circuit étant donné les faibles différences de puissance existantes (*cf.* section 5.2.2). De plus, une atténuation de 5 dB pourra être mise à profit afin de générer une modulation 16-QAM selon la méthode d'opération présentée sur la figure 3.3. En effet, dans cette configuration, le transmetteur doit posséder deux fois moins de puissance (équivalent à une atténuation de 3 dB) sur deux des bras de l'interféromètre.

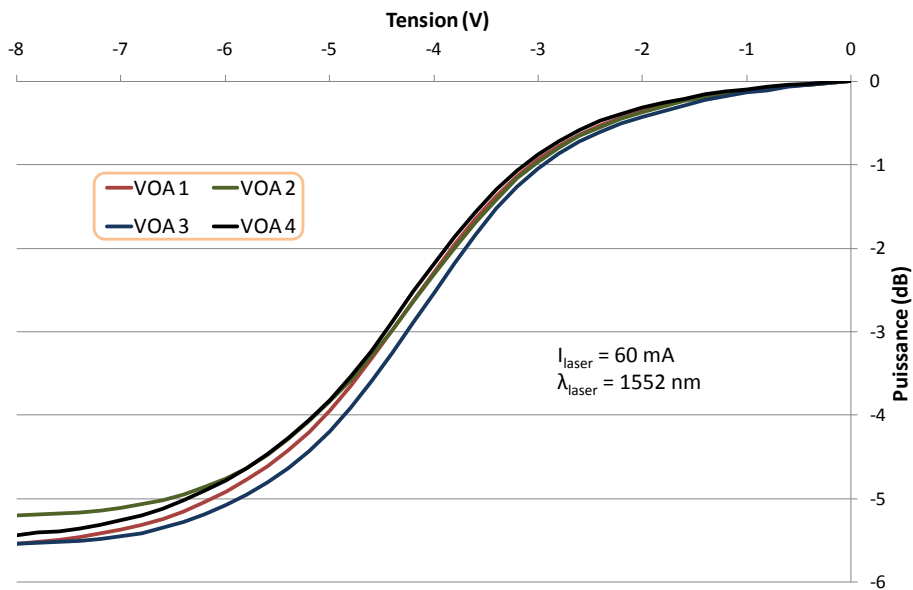


FIGURE 5.15 – Mesure de l'atténuation de nos VOAs en fonction de la tension appliquée

5.2.5 Déphaseur

Pour connaître directement la variation de phase d'un signal, des techniques de mesures contraignantes (nécessitant des motifs spécifiques, des bancs de mesures très stables ou complexes) sont généralement utilisées [185, 186, 187]. Nous avons donc préféré réaliser une mesure indirecte de la variation de phase atteignable par injection de porteurs dans nos déphaseurs. Dans cette optique, nous nous sommes servis du transmetteur BPSK comme d'un MZM. La phase du bras du bas a été fixée à une valeur constante et nous

avons fait varier la phase du bras du haut continûment en injectant un courant entre 0 et 30 mA dans le déphaseur de ce bras (*cf.* figure 5.16 (a)). On peut alors estimer la variation de phase en fonction de l'injection de courant par une simple mesure de l'intensité de sortie du circuit. En effet, lorsque les phases des deux bras sont égales (opposées de 180° respectivement) l'intensité de sortie est maximale (minimale respectivement). La figure 5.16 (b) donne les résultats de la transmission du MZM en fonction de l'injection de courant dans le bras du haut pour plusieurs valeurs d'injection de courant dans le déphaseur du bas.

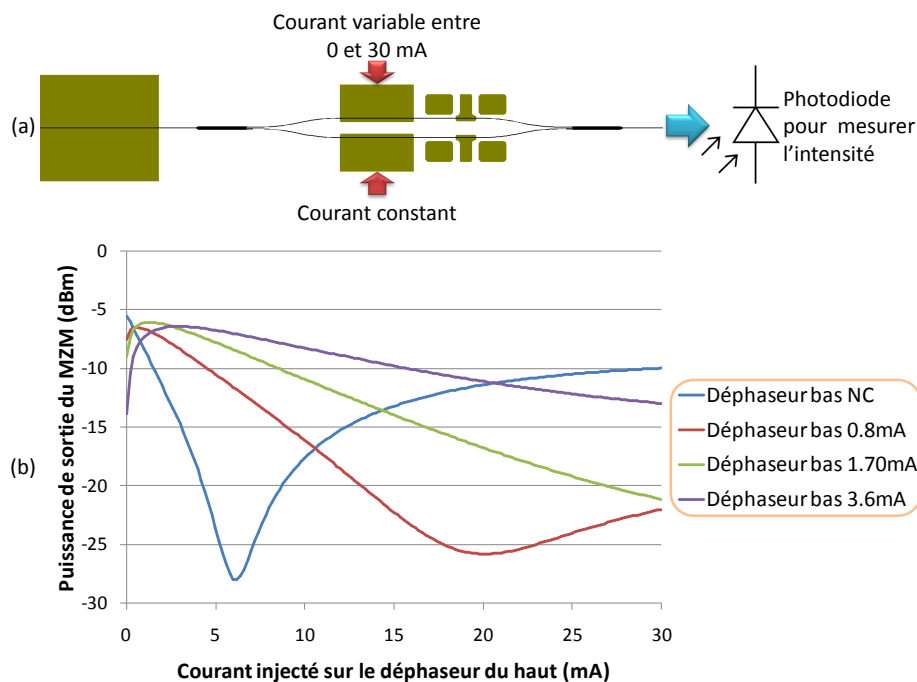


FIGURE 5.16 – (a) Schéma et (b) résultats de la mesure de la variation de la transmission du circuit BPSK utilisé comme MZM en fonction de l'injection de courant sur ses déphaseurs

Si nous prenons la courbe bleue, où aucune injection de courant n'est effectuée sur le déphaseur du bras du bas, nous observons un maximum d'intensité en 0 mA, un minimum autour de 6 mA et un plateau de puissance est atteint autour de 30 mA. Plusieurs conclusions peuvent être tirées de cette mesure :

- La présence de deux maxima d'intensité (l'un à 0 mA et l'autre à 30 mA) justifie que notre déphaseur a la possibilité de générer une variation de phase de 360° pour une injection de courant de 30 mA.
- La relation reliant l'évolution de la phase à l'injection de courant n'est pas linéaire. En effet, la phase varie très rapidement pour les faibles courants car le minimum d'intensité est rapidement atteint : elle passe de 0° à 180° entre 0 et 6 mA. Cependant cette variation se ralentit par la suite : la phase varie entre 180° et 360° entre 6 et 30 mA. Les simulations effectuées en annexe A démontrent bien cette relation non linéaire entre l'injection de courant et la variation de phase dans nos déphaseurs.

- L'injection de courant engendre une absorption. En effet, le second maximum ne se situe pas au même niveau d'intensité que le premier. Ces pertes proviennent de l'effet plasma. Ce dernier génère une modification d'indice lors de l'injection de porteurs mais cette variation s'accompagne d'une augmentation de l'absorption donnée par la formule 1.5.

Il est important de noter que le problème de matériau SIBH engendrant des fuites de porteurs ne touche pas fortement les déphaseurs : du fait des faibles courants dont ils ont besoin pour générer les corrections de phase nécessaires dans nos circuits, le phénomène de fuites est très peu présent. Des mesures de la variation de phase en fonction de l'injection de courant ont été effectuées avant et après le traitement d'implantation étroite et aucune modification flagrante de l'allure de la courbe n'a été détectée.

5.2.6 SOA

Lors de la conception initiale des masques SAG, les données étaient insuffisantes pour tenir compte des effets fins de distance entre masques. Pour les SOAs des premières plaques fabriquées, ceci a eu pour conséquence un décalage important de la longueur d'onde de photo-luminescence (c'est-à-dire de la zone d'amplification) aux alentours de 1590 nm. Nous avons étudié la puissance de sortie de notre transmetteur QPSK en fonction de l'injection de courant sur le SOA (*cf.* figure 5.17).

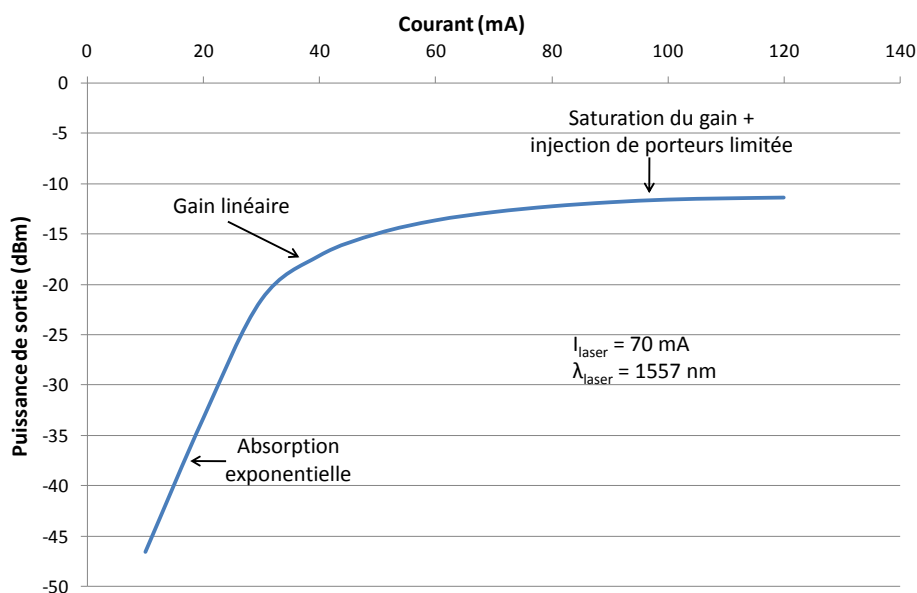


FIGURE 5.17 – Mesure de l'amplification d'un SOA en fonction de l'injection de courant

La longueur d'onde laser était de 1557 nm et l'injection de courant sur le laser de 70 mA. Du fait du décalage du pic d'amplification du SOA vers les hautes longueurs d'onde, lorsque nous n'injections

pas de courant sur le SOA, celui-ci est fortement absorbant et réduit la puissance de sortie. Pour le rendre transparent, une injection de courant de 30 mA est nécessaire. Entre 30 et 50 mA, le SOA effectue une amplification linéaire du signal optique mais celle-ci reste limitée à quelques dB. Au delà de 50 mA, nous observons une saturation de l'amplification qui est causée par le même phénomène qui limite la puissance laser à forte injection. Le décalage du gap du SOA par la SAG vers les longueurs d'onde élevées et les problèmes actuels existant dans notre filière SIBH limitent donc grandement les performances de nos SOAs.

La géométrie du masque SAG pour les plaques futures a été modifiée afin de résoudre le problème de décalage de pic de photoluminescence du SOA. La saturation en puissance du SOA sur les plaques actuelles peut être en partie réduite par l'application d'une implantation étroite sur les sections SOA.

5.2.7 Adaptateur de mode

Les fibres optiques standards SMF possèdent un rayon de mode propre autour de $5 \mu\text{m}$. Nous nommons généralement waist ou ω_0 le rayon d'un faisceau optique au point focal. A partir de ce waist, il est possible de calculer le paramètre θ correspondant à l'angle de divergence du faisceau après une propagation en espace libre suffisante (bien supérieure à la distance de Rayleigh $z_R = \pi\omega_0^2/\lambda$) :

$$\theta \approx \frac{2\lambda}{\pi\omega_0} \quad (5.1)$$

avec λ la longueur d'onde de propagation. Ainsi nous obtenons un angle de divergence d'environ 11° pour un faisceau provenant d'une fibre optique standard SMF. Le mode étant circulaire, les angles de divergence horizontaux et verticaux du faisceau sont égaux. On dit que la fibre a une divergence de $11^\circ \times 11^\circ$. Des fibres optiques associées à des lentilles peuvent posséder un waist allant jusqu'à $2 \mu\text{m}$ ce qui engendre des divergences aux environs de $28^\circ \times 28^\circ$.

Une méthode classique pour caractériser l'efficacité d'un adaptateur de mode est de comparer sa divergence à celle de la fibre utilisée pour le couplage. Plus les modes sont circulaires et de divergences proches, plus le couplage sera aisé et sans perte. Pour évaluer la divergence provenant d'un composant opto-électronique, on mesure selon l'axe horizontal et l'axe vertical son profil d'intensité en champ lointain. L'angle à mi-hauteur du profil donne directement la divergence selon l'axe étudié. La mesure de ces profils pour l'émission provenant d'un laser avec ou sans adaptateur de mode est donnée en figure 5.18.

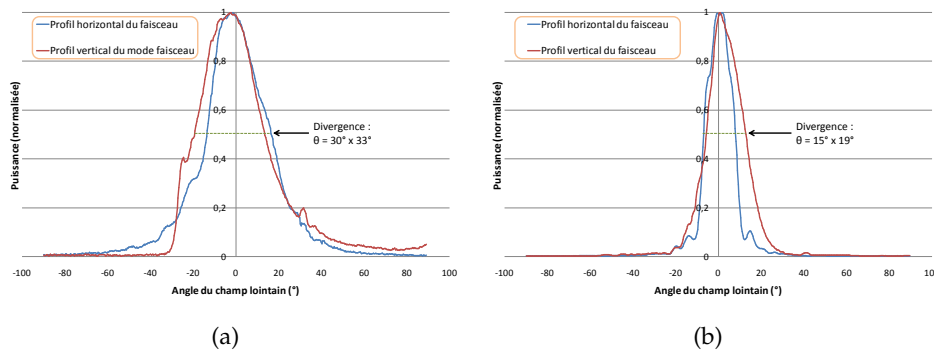


FIGURE 5.18 – Profils d'intensité en champ lointain (a) sans et (b) avec adaptateur de mode

Le faisceau issu directement du laser sans passage par un adaptateur de mode possède une divergence de $30^\circ \times 33^\circ$. L'ajout d'un adaptateur de mode constitué par une réduction de largeur du guide couplé à un taper matériau SAG (réduction d'épaisseur et modification de l'indice de la zone guidante) permet d'atteindre une divergence de $15^\circ \times 19^\circ$. Notre adaptateur de mode est donc bien efficace et facilitera le couplage du faisceau avec une fibre optique lentillée.

5.2.8 Pertes optiques

Les pertes optiques ont été évaluées par l'application de la méthode de l'analyse des franges de Fabry-Perot à la cavité de la figure 5.19(a) constituée par l'interféromètre à deux bras du PIC BPSK. Cette cavité a une longueur de $2150 \mu\text{m}$ environ et les phases de chaque bras sont égales. Les franges de Fabry-Perot obtenues (figure 5.19(b)) ont permis d'estimer des pertes de couplage de 3,5 dB et des pertes optiques dans la cavité de 4,7 dB. Ce résultat est en accord avec l'estimation de pertes effectuées en figure 4.19 : environ 3 dB de pertes de propagation, 1 dB de pertes dues aux MMIs, 0,5 dB par les guides courbés et 0,5 dB par l'absorption de l'EAM à l'état passant. Nous retrouvons donc bien le coefficient de pertes de propagation d'environ 15 dB.cm^{-1} estimé au chapitre 4. Ceci prouve que le procédé d'hydrogénation s'est bien déroulé.

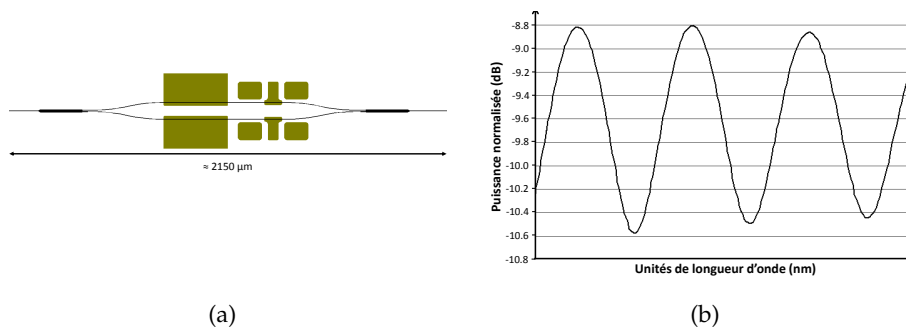


FIGURE 5.19 – (a) Cavité utilisée et (b) résultats obtenus pour la mesure des pertes optiques par la méthode d'analyse des franges de Fabry-Perot dans le circuit BPSK

La configuration de phase des différents bras de modulation du circuit QPSK a rendu impossible l'évaluation des pertes en son sein par cette méthode.

5.3 DÉMONSTRATIONS DE FONCTIONNALITÉ

Les caractérisations que nous venons de présenter démontrent, dans l'ensemble, de bonnes performances pour les composants constituant nos circuits photoniques. Seuls les lasers et les SOAs souffrent respectivement d'un faible rendement de puissance d'émission et d'amplification. Les phénomènes causant ces dégradations de performances ont été identifiés et seront corrigés pour la fabrication de futurs PICs. Suite aux mesures statiques et dynamiques précédentes, nous avons cherché à démontrer les fonctionnalités de nos circuits.

5.3.1 Transmetteur BPSK

5.3.1.1 Modulation BPSK

La figure 5.20 présente le montage expérimental que nous avons mis en œuvre afin d'obtenir une modulation de données BPSK en sortie de notre composant BPSK.

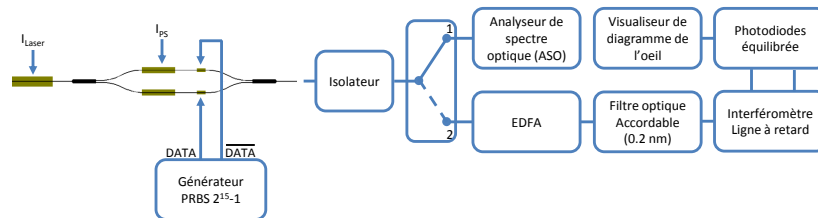


FIGURE 5.20 – Banc de caractérisation utilisé pour la génération d'une modulation BPSK

Les signaux électriques $Clock$ et \overline{Clock} modulant les EAMs ont été remplacés par des signaux $DATA$ et \overline{DATA} à 12,4 GB. Avec ce nouveau montage, nous pouvons observer le spectre du signal modulé mais aussi son diagramme de l'œil en phase. En effet, le signal en sortie du transmetteur, après amplification et filtrage, passe dans un discriminateur de phase. Celui-ci est constitué d'un interféromètre à ligne à retard. Une des voies de l'interféromètre engendre un délai d'un bit sur le signal par rapport à l'autre voie. Lors de la recombinaison des deux bras de l'interféromètre à ligne à retard, si les phases de deux bits successifs sont opposées de 180° , nous obtenons une interférence destructive. Si les phases de deux bits successifs sont égales, nous avons une interférence constructive. Nous venons donc de traduire la modulation de phase en une modulation d'amplitude. En envoyant le signal généré par l'interféromètre à ligne à retard sur une photo-diode reliée à un oscilloscope, il est donc possible d'observer cette modulation et de tracer son diagramme de l'œil en phase. Ce dernier ainsi que le spectre du signal généré par notre

transmetteur dans cette configuration sont représentés sur les figures 5.21(a) et 5.21(b).

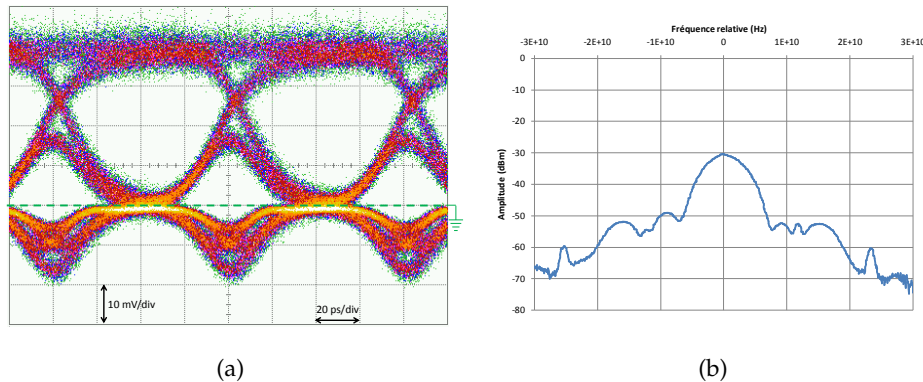


FIGURE 5.21 – (a) Diagramme de l'œil en phase et (b) spectre optique du signal BPSK généré par notre transmetteur BPSK à 12,4 Gb/s

Les caractéristiques mesurées correspondent bien à celles d'un signal BPSK. Le diagramme de l'œil obtenu est très ouvert ce qui signifie que les symboles transmis peuvent aisément être discernés. Cependant, celui-ci présente des spécificités par rapport au diagramme théorique que nous ne savons pas analyser pour le moment. Comme nous l'avons vu au début de ce chapitre, nos EAMs ont une bande passante les rendant compatible avec des modulations avoisinant les 40 GB. Malheureusement, notre interféromètre à ligne à retard ne fonctionne que pour un débit de modulation de 12,4 Gb/s et rend impossible toute modulation à un autre débit. Nous avons planifié la réalisation de modulation à plus hauts débits (25 GB et 40 GB) sur la plateforme de mesure DESCARTES du Laboratoire de Photonique et de Nanostructures. Des mesures en transmission et l'évaluation du taux d'erreur (BER) sont aussi prévues.

Ce résultat de génération BPSK prouve la validité de notre concept de génération de formats de modulation avancés à l'aide d'EAMs imbriqués dans des circuits interférométriques. De plus, nous venons de démontrer, à l'heure actuelle, la réalisation de la plus petite source photonique intégrée monolithiquement sur InP capable de générer un signal BPSK à 12,4 Gb/s selon ce concept.

La consommation d'énergie pour réaliser cette modulation est assez faible :

- 50 mA ont été injecté sur le laser,
- les deux EAMs ont été polarisés à -2 V environ,
- une tension de contrôle $V_{pp} = 2$ V modulait les EAMs,
- les phases de chaque bras étant bien obtenues par différence de chemin optique des guides courbés, les déphaseurs n'ont pas été alimentés.

Nous venons de prouver que nos circuits sont peu énergivores comparés à leur équivalent en technologie LiNbO₃.

5.3.1.2 Suppression de porteuse

Au chapitre 3, nous présentions comment configurer et alimenter notre circuit BPSK pour générer un signal à porteuse supprimée (cf. figure 3.12). A l'aide du banc de caractérisation de la figure 5.22, nous avons été capables de générer un tel signal. Le transmetteur BPSK utilisé possède les phases de ses deux bras d'interféromètre préfixés respectivement à 0 et 180° par longueur de chemin optique.

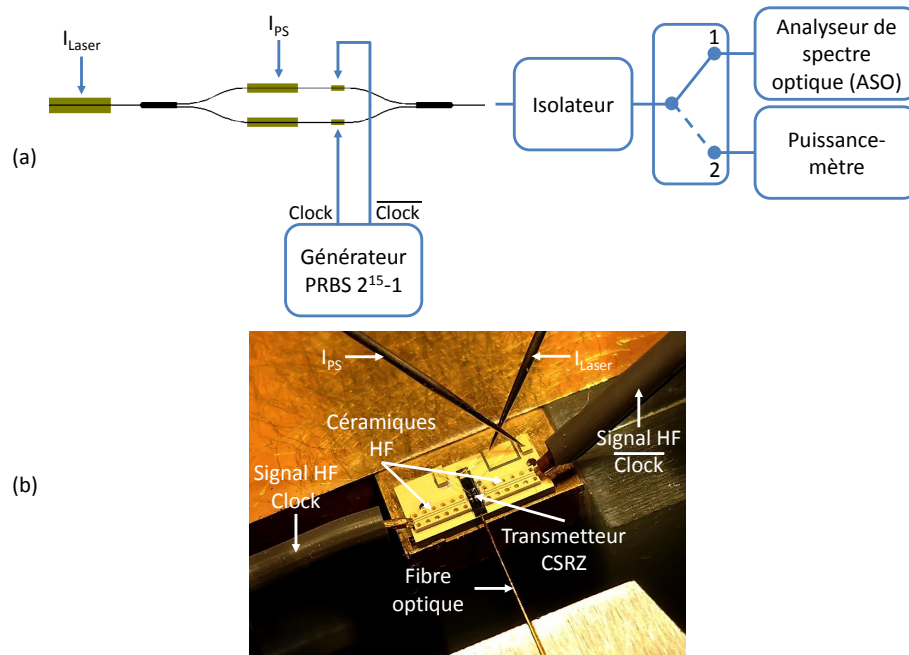


FIGURE 5.22 – (a) Schéma et (b) photographie réelle du banc de caractérisation utilisé pour la génération d'un signal à porteuse supprimée

Une pointe DC a permis d'injecter un courant de 50 mA sur le laser. Pour réaliser le couplage du composant avec la fibre optique, nous avons égalisé les phases afin d'obtenir une interférence constructive dans le MMI coupleur et une puissance de sortie mesurable avec un puissance-mètre. Une fois le couplage effectué, la pointe DC injectant du courant sur un des déphaseurs a été retirée pour revenir à une configuration de bras en opposition de phase. Les EAMs ont été polarisés autour de -2 V afin de se placer dans leur zone d'extinction linéaire. Nous avons appliqué deux signaux binaires d'horloge inversés (Clock et $\overline{\text{Clock}}$) à 12,4 GB sur les deux EAMs. Nous avons alors étudié l'évolution du spectre optique en sortie du composant pour plusieurs tensions de modulation V_{pp} (de 0 V à 2,5 V). Les spectres obtenus pour différentes tensions V_{pp} sont reportés sur figure 5.23. Lors de la modulation, les déphaseurs n'ont pas été alimentés.

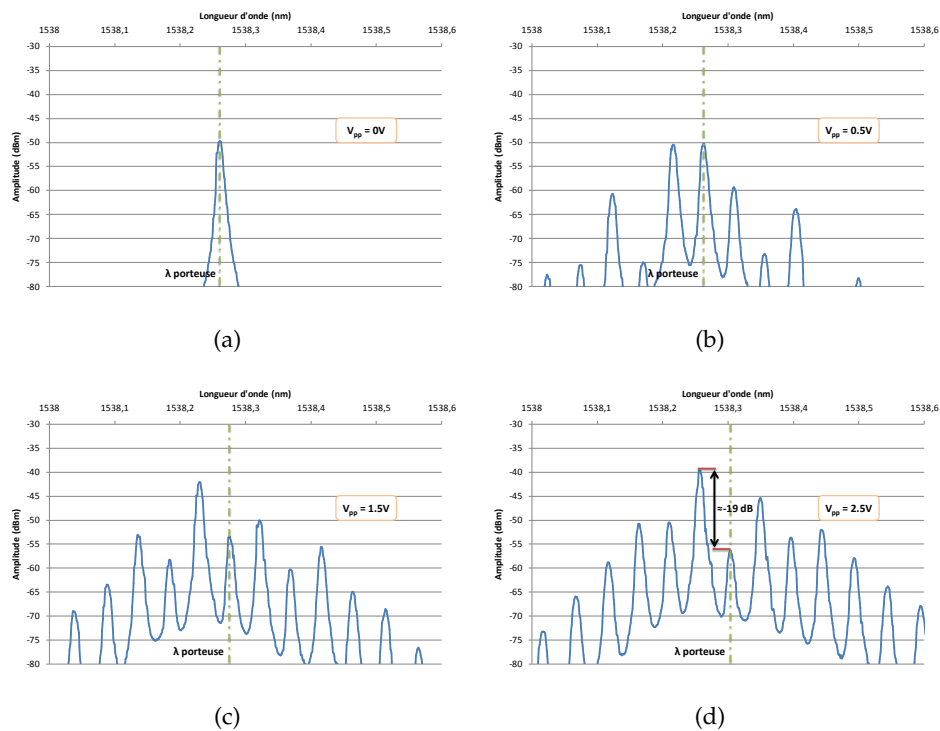


FIGURE 5.23 – Evolution du spectre optique et de la suppression de la porteuse en fonction de la tension de modulation V_{pp} : (a) $V_{pp} = 0\text{ V}$, (b) $V_{pp} = 0.5\text{ V}$, (c) $V_{pp} = 1.5\text{ V}$ et (d) $V_{pp} = 2,5\text{ V}$

Un décalage de la longueur d'onde de la porteuse est visible avec l'augmentation de la tension V_{pp} . Celui-ci provient d'une montée en température du circuit. En effet, lorsque nous augmentons la tension HF appliquée aux modulateurs, les résistances d'adaptation dissipent plus de chaleur et la température du circuit s'élève. Le tableau 5.2 recense le taux d'extinction de la porteuse par rapport à sa bande latérale gauche en fonction de V_{pp} . Nous obtenons dans cette configuration une suppression de la porteuse pouvant atteindre -20 dB. Nous observons que le spectre n'est pas symétrique de part et d'autre de la porteuse. Il est possible de le symétriser en jouant sur les tensions de polarisation des EAMs mais dans ce cas l'efficacité de suppression de la porteuse est restreinte.

Tension de modulation V_{pp} (V)	Suppression de la porteuse par rapport à sa bande latérale gauche (dB)
0	+31,5
0,5	0,3
1	-7
1.5	-11,5
2	-15,8
2,5	-19,8

TABLE 5.2 – Suppression de la porteuse par rapport à sa bande latérale gauche en fonction de la tension de modulation V_{pp}

Ces résultats démontrent la possibilité de supprimer la porteuse

d'un signal. Ils sont prometteurs pour la génération d'un signal CSRZ. Malheureusement dans le chapitre 3, nous montrons que pour générer un signal CSRZ il est nécessaire :

- soit de posséder un EAM à la suite de notre interféromètre pour former un générateur CSRZ à deux étages (cf. figure 3.13) et pour encoder des données sur le signal sans porteuse,
- soit de mixer électriquement un signal d'horloge avec un signal de données pour former un générateur CSRZ à un étage (cf. figure 3.14).

Nous ne disposons, à l'heure actuelle, ni du circuit à deux étages, ni du mixeur électronique au III-V Lab. Malgré les résultats encourageants, nous ne pouvons donc pas générer un signal CSRZ avec notre transmetteur. Comme nous allons le démontrer dans la section suivante, il est cependant possible de réaliser une modulation BPSK avec notre transmetteur à 2 bras en appliquant une modulation $DATA$ sur un des EAMs et une modulation \overline{DATA} sur l'autre EAM.

5.3.2 Transmetteur QPSK

Afin de caractériser notre PIC QPSK en modulation dynamique, nous avons développé un banc de mesure spécifique présenté en figure 5.24.

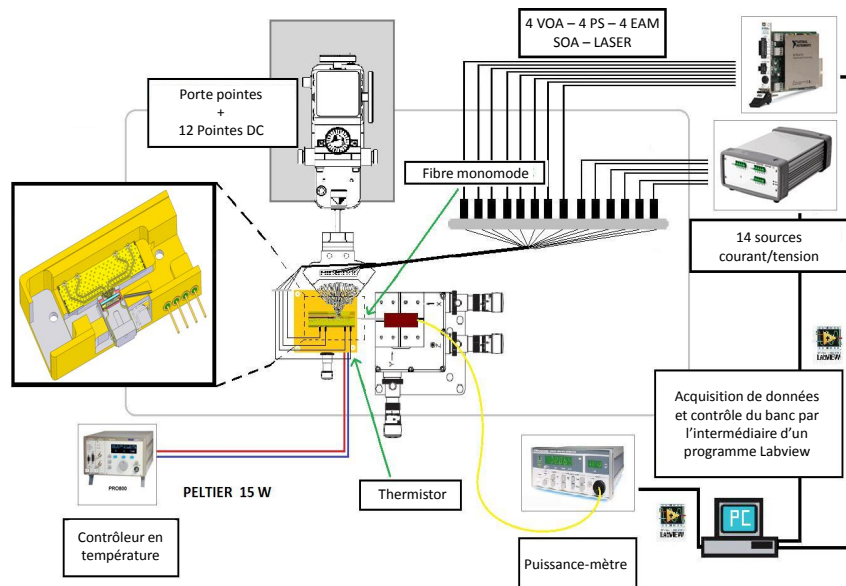


FIGURE 5.24 – Banc de caractérisation utilisé pour la mesure du transmetteur QPSK

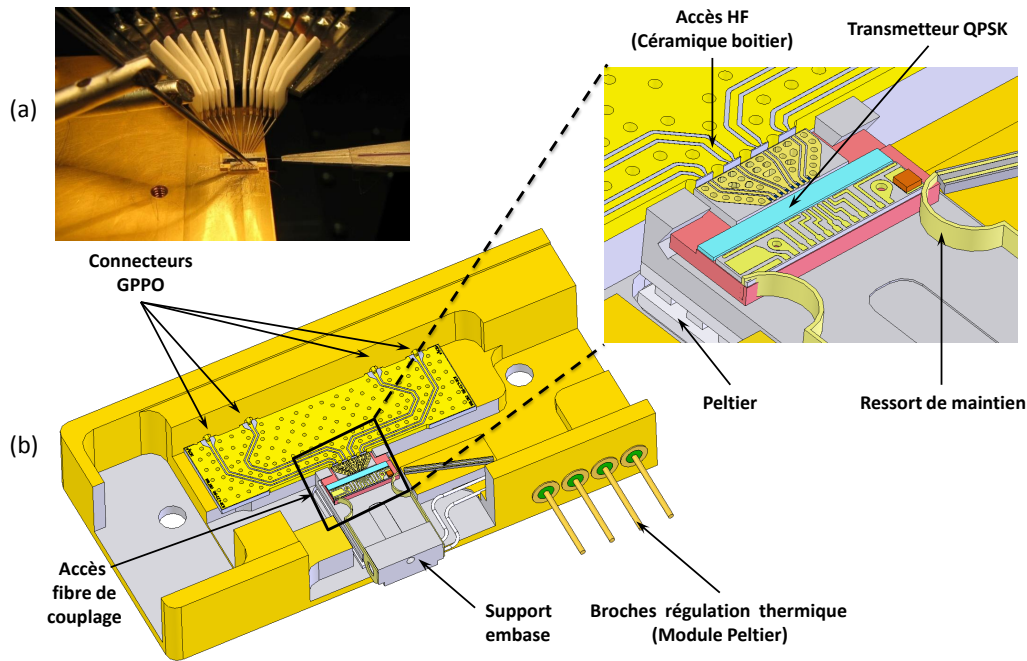


FIGURE 5.25 – (a) Pointe multiple DC et (b) module OIF modifié utilisés sur le banc de caractérisation du composant QPSK

Celui est constitué par :

- 14 sources de courant/tension continues capables d'alimenter les différents composants présents sur notre transmetteur QPSK,
- un porte pointe (figure 5.25 (a)) permettant la manipulation commune de 12 pointes DC espacées d'un écart constant fixé par notre céramique DC,
- un contrôleur de température relié à une cellule peltier et un thermistor afin de réguler la température de notre composant,
- une fibre monomode et un puissance-mètre permettant le couplage du faisceau provenant du composant,
- une interface automatisée de contrôle des équipements sous Labview,
- un module OIF fourni par U²T et modifié par nos soins (figure 5.25 (b)) afin de faciliter l'alimentation HF des EAMs via des connecteurs GPPO.

Ce banc nous a permis de réaliser certaines des mesures statiques présentées précédemment. La caractérisation dynamique des modulations générées par notre transmetteur QPSK nécessite l'utilisation d'un récepteur de type cohérent capable de démoduler le signal reçu, ainsi que d'un analyseur de constellation complexe. Cependant, du fait de leur prix élevé, ces deux équipements n'ont pu être achetés durant la présente thèse. Les mesures dynamiques de notre transmetteur n'ont donc pas pu être effectuées au sein du III-V Lab pour le moment.

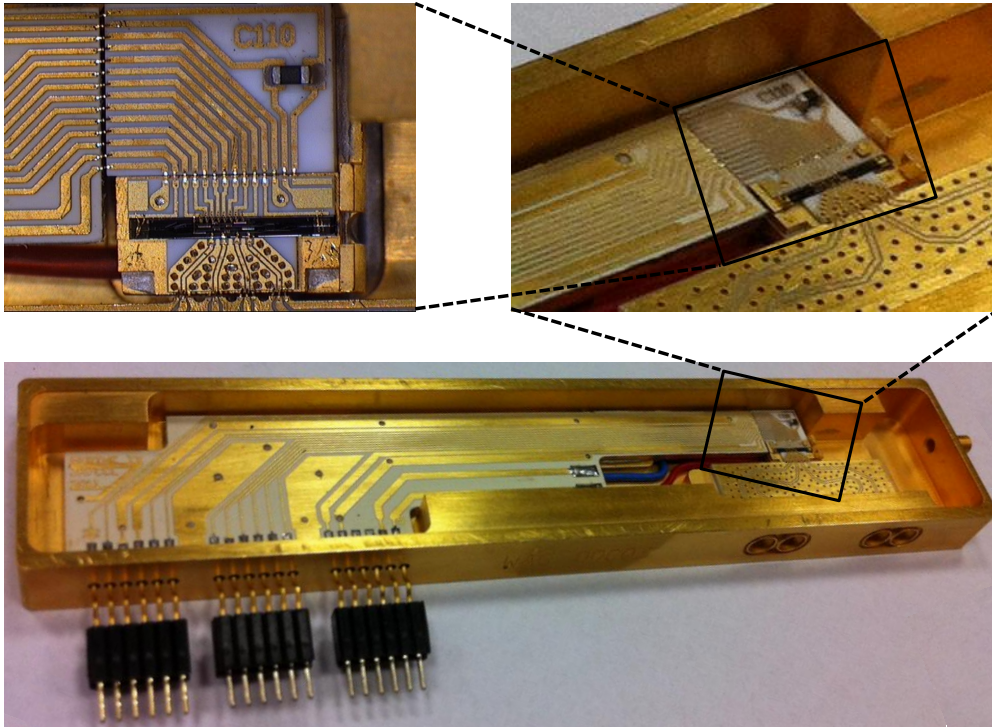


FIGURE 5.26 – Photographies du montage par U^2T de notre transmetteur dans un module OIF

Dans le cadre du projet MIRTHE, les transmetteurs QPSK sont en cours de packaging par U^2T . Après avoir intégré nos puces dans des modules OIF et effectué les connexions entre céramiques (*cf.* figure 5.26), les équipes d' U^2T sont actuellement en train de réaliser les caractérisations courant-tension. Cette procédure permet de vérifier que chaque composant est bien connecté et fonctionnel. Après avoir effectué les couplages fibre-transmetteur, les modules seront scellés et envoyés aux équipes systèmes d'Alcatel Lucent qui seront en charge de leurs caractérisations dynamiques. Du fait des délais rencontrés lors de la fabrication des composants en salle blanche, de telles mesures ne seront pas effectives avant la fin de la thèse.

5.4 PERSPECTIVES FUTURES

Nous allons présenter ici quelques unes des perspectives et améliorations envisagées pour nos deux transmetteurs d'étude.

5.4.1 Signaux de contrôle multi-niveaux

Dans le domaine des télécommunications, les signaux électriques binaires sont couramment utilisés afin de contrôler un modulateur qui générera un niveau bas et un niveau haut sur le signal optique. Récemment au III-V Lab, des recherches ont mené à la réalisation de générateurs de signaux de contrôle multi-niveaux (nommés aussi Power-DAC) fonctionnant à 50 GB [188]. Avec un tel dispositif il est

possible de générer des signaux électriques de très bonne qualité possédant entre 2 et 8 niveaux comme le montre la figure 5.27.

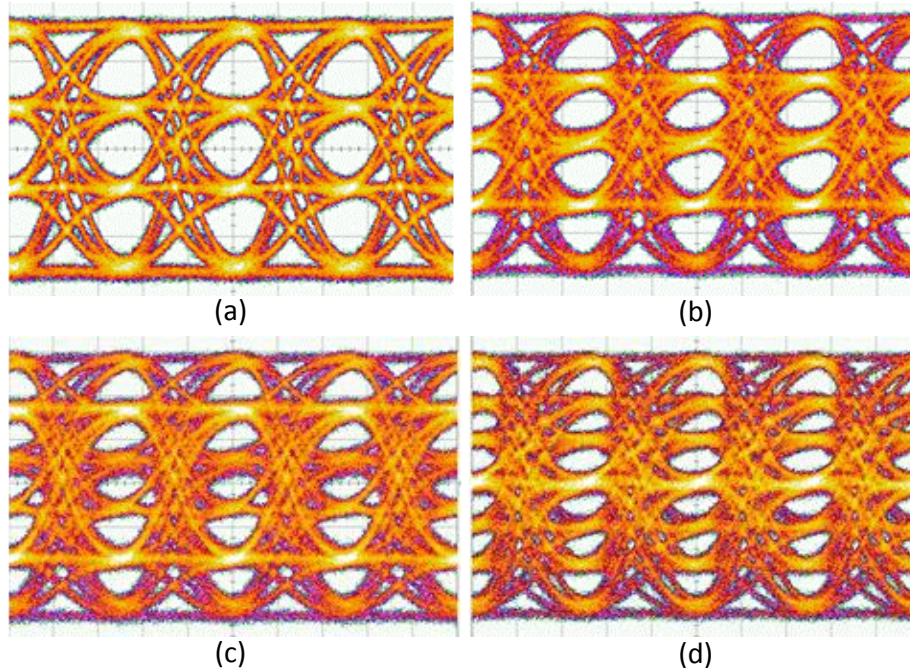


FIGURE 5.27 – Diagrammes de l'œil électriques des signaux générés par le Power-DAC pour (a) 4 (b) 5 (c) 6 et (d) 7 niveaux [188]

Nous nous sommes donc intéressés aux possibilités que les Power-DAC pourraient nous apporter si nous les combinions avec nos circuits photoniques.

5.4.1.1 Signaux multi-niveaux avec le transmetteur BPSK

Comme nous l'avons démontré précédemment, il est possible avec notre transmetteur BPSK de générer des formats de modulation BPSK et CSRZ. En suivant le raisonnement de C. Doerr développé dans sa publication en 2007 [73], notre circuit BPSK devrait être aussi capable de produire une modulation QPSK non centrée. Nous avons alors souhaité connaître la capacité de nos circuits pour réaliser des formats plus complexes à l'aide des signaux de contrôle multi-niveaux. Des simulations sous VPI Transmission Maker ont permis de démontrer que si notre transmetteur se trouve dans la configuration de la figure 5.28(a) une modulation 16-QAM peut être générée. La constellation obtenue par simulation est reportée sur la figure 5.28(b). Elle occupe un seul cadran de l'espace phase-amplitude de la constellation ce qui conduira à des pénalités en transmission. Comme le montre C. Doerr, une solution pour générer une constellation centrée consisterait à ajouter un bras supplémentaire à l'interféromètre [73]. Cependant, la simplicité de notre solution peut être attractive pour des liaisons à faibles coûts.

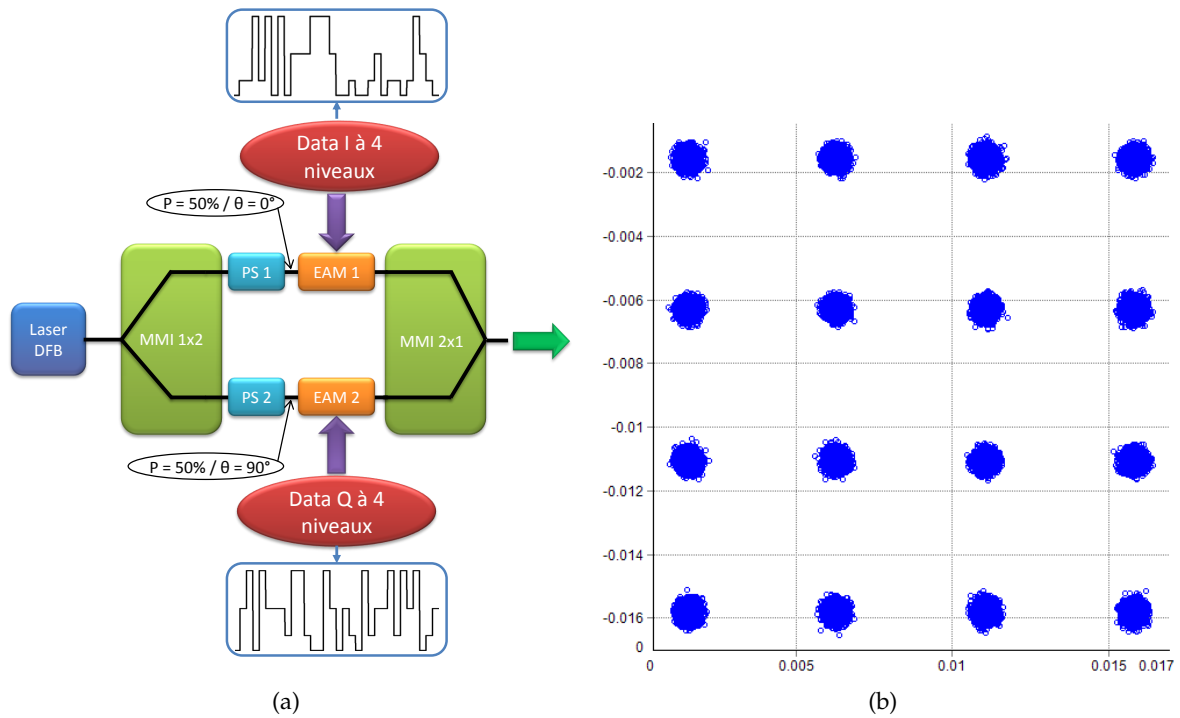


FIGURE 5.28 – (a) Configuration du circuit BPSK pour générer une modulation 16-QAM avec des drivers multi-niveaux et (b) constellation obtenue par simulation

5.4.1.2 Signaux multi-niveaux avec le transmetteur QPSK

A la section 3.1.1, nous avons montré que notre circuit QPSK était compatible avec la génération d'une modulation 16-QAM. Cependant, la configuration du circuit nécessaire pour réaliser cette modulation n'est pas optimale et la constellation obtenue n'est pas centrée. Grâce à VPI Transmission Maker, nous avons pu démontrer que des signaux électriques à 4 niveaux, appliqués sur les EAMs, rendaient possible l'obtention d'une constellation 16-QAM centrée (figures 5.29(a) et 5.29(b)).

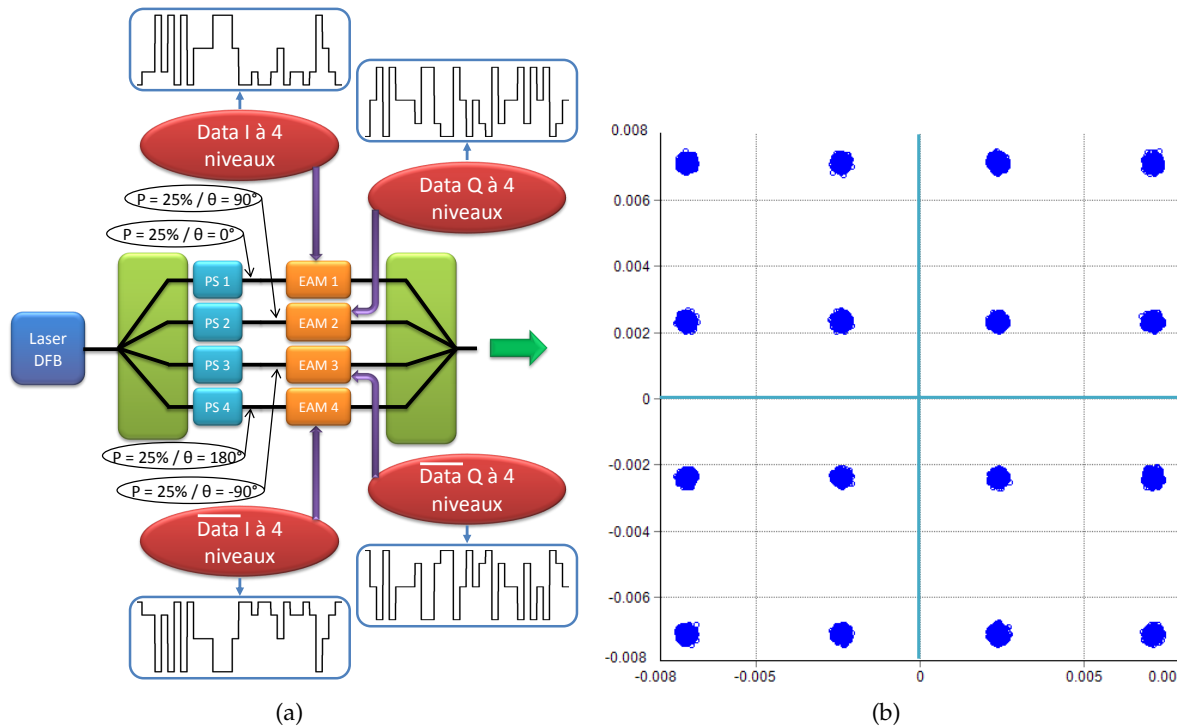


FIGURE 5.29 – (a) Configuration du circuit QPSK pour générer une modulation 16-QAM avec des drivers multi-niveaux et (b) constellation obtenue par simulation

Des simulations complémentaires ont prouvé que le circuit QPSK dans la configuration de la figure 5.29(a) pouvait aussi produire une modulation 64-QAM si des signaux électriques à 8 niveaux étaient appliqués sur les EAMs. Des équipes d'Alcatel ont démontré ce concept. En effet, à l'aide d'un circuit photonique équivalent au notre mais en technologie LiNbO_3 , ils ont généré une modulation 64-QAM en utilisant des signaux électriques à 8 niveaux provenant d'un Power DAC [189].

5.4.2 Radio sur fibre

Dans sa thèse [190], Eric Vergnol démontre que notre transmetteur BPSK peut être utilisé pour le domaine de la radio sur fibre. Dans la configuration de la figure 5.30, notre PIC pourrait fonctionner comme convertisseur millimétrique optique à bande latérale. Il serait ainsi possible de transmettre sur de longues distances des signaux radio modulés QPSK/QAM sur une porteuse optique. En effet, la génération d'un signal à bande latérale unique permet la suppression totale des évanouissements dus à la dispersion chromatique sans pour autant perturber l'information.

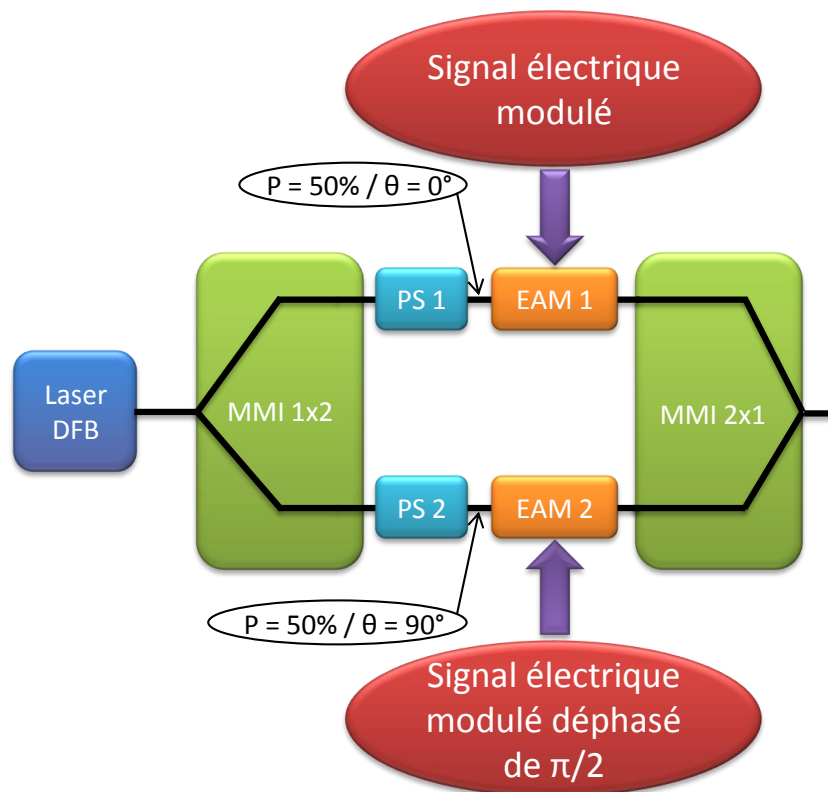


FIGURE 5.30 – Utilisation de notre transmetteur BPSK comme convertisseur millimétrique optique à bande latérale pour le transport radio sur fibre

Dans le même ordre d'idée, des simulations optiques ont démontré la possibilité de supprimer la porteuse d'un signal optique à l'aide de sinusoïdes en quadrature appliquées sur les deux EAMs du PIC BPSK. Tirant profit de ce phénomène, il serait donc possible de transmettre des modulations analogiques à l'aide de signaux optiques et ce sur de longues distances. La génération de signaux optiques utilisant la technique de multiplexage OFDM par injection de multiples sous-porteuses est aussi envisageable avec ce circuit.

5.4.3 Multiplexage en polarisation

Dans le cadre du projet MIRTHE, un transmetteur QPSK intégré sur InP avec multiplexage en polarisation est envisagé. Du fait des contraintes techniques, le multiplexage en polarisation ne peut être réalisé de façon intégrée à l'heure actuelle et sera donc externe au transmetteur. Nous séparerons donc l'onde de polarisation TE provenant de notre laser en deux étages de modulation. Chaque étage de modulation sera constitué par l'interféromètre à 4 bras identique à celui de notre transmetteur QPSK. Le transmetteur ainsi fabriqué aura deux guides de sortie distincts qui émettront deux signaux TE possédant une modulation QPSK différente. Grâce à un montage d'optique libre assemblé dans le module où le transmetteur sera monté, nous réaliserons deux fonctions optiques : nous transformerons la polarisation TE d'un des faisceaux en polarisation TM puis nous combinerons les deux signaux TE et TM. Nous obtiendrons

un signal QPSK multiplexé en polarisation dans la fibre de sortie du module. L'architecture d'un tel transmetteur est présentée sur la figure 5.31.

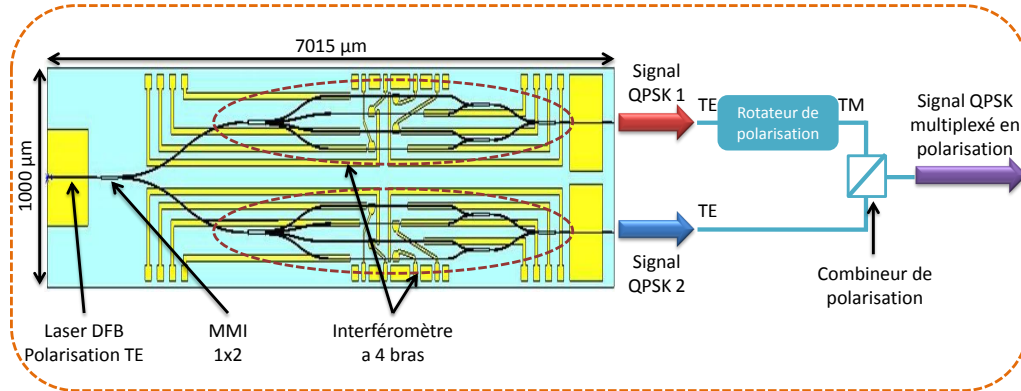


FIGURE 5.31 – Architecture du transmetteur QPSK à double polarisation

La conception du jeu de masque photo-lithographique correspondant à cette architecture est en cours. Pour fabriquer ce transmetteur, nous utiliserons le même procédé de micro-fabrication que celui présenté au chapitre 3.

Un travail commun avec U²T a permis de définir l'interface entre cette puce et le module dans lequel elle sera insérée. Le concept de packaging de la figure 5.32 présente le résultat de ce travail commun.

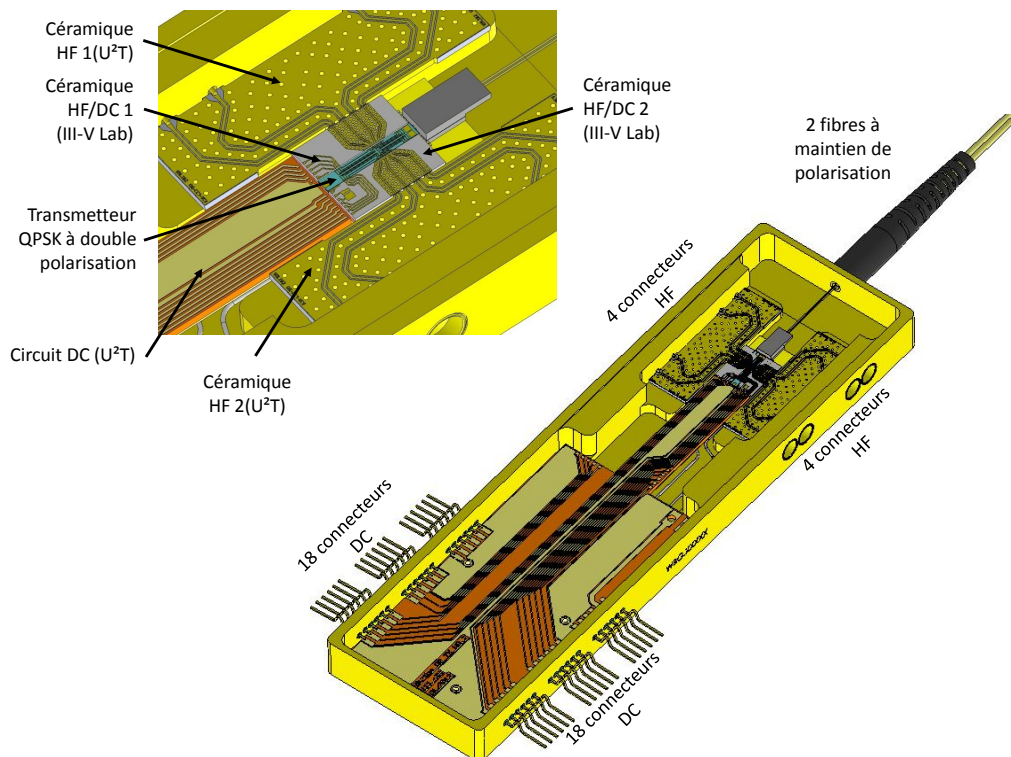


FIGURE 5.32 – Packaging de notre transmetteur à double polarisation

5.4.4 Amélioration des MMIs diviseurs

Dans le circuit QPSK étudié au courant de la thèse, le MMI diviseur 1×4 génère des phases de 90° pour les deux guides de sortie extérieurs et de 0° pour les deux guides de sortie intérieurs. Ceci nous oblige à utiliser des guides courbés en S de longueurs différentes pour générer les quatre phases nécessaires à la modulation QPSK. La conception de ces guides courbés est complexe et la moindre erreur au niveau de l'indice effectif engendre de fortes erreurs de phases. Les déphaseurs deviennent par conséquent indispensables pour corriger les phases. De plus, la courbure des quatre guides courbés n'étant pas équivalente, cela occasionne également des pertes différentes dans chaque voie optique que nous devons compenser par des VOAs. Nous avons cherché à savoir s'il était possible de concevoir un MMI possédant quatre guides de sortie ayant directement les phases visées. Ainsi des guides de sortie de même longueur pourraient être utilisés et nous limiterions l'énergie consommée par les VOAs/déphaseurs pour corriger les possibles erreurs de puissance/phase dans chaque voie.

Grâce à des simulations BeamPROP, nous avons démontré que l'agencement de MMIs de la figure 5.33 est capable de générer directement les phases souhaitées. Malheureusement, cette architecture possède de mauvaises tolérances géométriques et des dimensions élevées. Actuellement, nous étudions en partenariat avec l'université de Malaga, si une version plus courte et plus tolérante de ce dispositif peut être conçue.

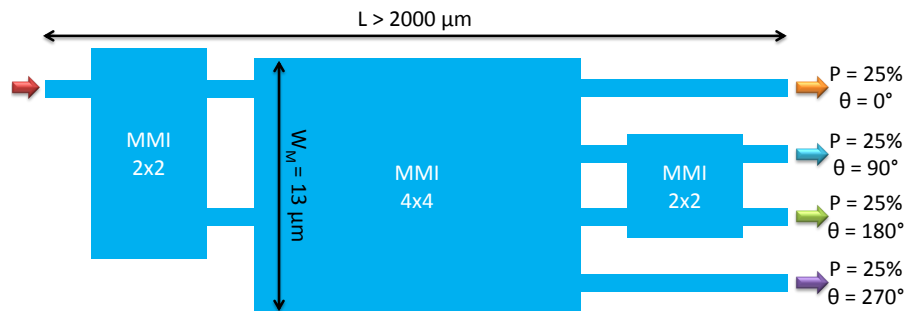


FIGURE 5.33 – Architecture d'un MMI 1×4 générant les phases nécessaires à la modulation QPSK

CONCLUSION DU CHAPITRE

Dans ce dernier chapitre, après avoir détaillé les étapes succédant à la micro-fabrication de nos transmetteurs d'étude, nous avons rapporté les mesures effectuées sur ceux-ci. Des caractérisations statiques et dynamiques ont permis de démontrer que la quasi totalité des composants constituant nos transmetteurs sont fonctionnels et possèdent de bonnes performances proches de nos attentes. Les caractéristiques mesurées des VOAs et des déphaseurs démontrent que la gestion de la puissance et de la phase des bras de nos interféromètres se fera aisément et consommera peu d'énergie dans les circuits QPSK. Les EAMs de $50/75 \mu\text{m}$ possèdent des taux d'extinction de $-14/-18 \text{ dB}$ et des bandes passantes à -3 dB de $19/24 \text{ GHz}$ respectivement. L'adaptateur de mode optique en fin de composant du fait de sa divergence faible ($15^\circ \times 19^\circ$) permettra de relâcher considérablement les tolérances d'alignement et limitera les pertes de couplage. Les pertes optiques au sein de nos circuits intégrés restent faibles et conformes à nos précédentes évaluations.

Cependant deux problèmes provenant de la SAG et du SIBH ont été identifiés comme étant la cause des performances réduites de nos Lasers et SOAs. Ceux-ci limitent fortement la puissance de sortie de nos circuits. Une solution provisoire au problème résultant de la mauvaise qualité des matériaux SIBH a été appliquée à nos composants et la résolution de la dérive de cette technique est en cours d'étude. La modification du masque diélectrique SAG permettra d'obtenir une meilleure amplification pour les SOAs des futurs transmetteurs.

Par manque d'équipements de mesure, nous n'avons pas eu la possibilité de vérifier la génération d'une modulation QPSK et CSRZ avec nos deux circuits. Cependant, avec notre PIC QPSK nous avons réussi à réaliser une modulation BPSK à $12,4 \text{ Gb/s}$. Nous avons aussi été capables de supprimer la porteuse d'un signal optique avec ce même circuit. Ces deux résultats prouvent la validité de notre concept de génération de formats de modulation avancés à l'aide d'EAMs imbriqués dans des circuits interférométriques. L'ensemble des composants constituant nos circuits étant fonctionnels, la génération d'un signal QPSK et CSRZ à l'aide de nos deux transmetteurs devrait donc être possible. Le résultat de génération BPSK à l'aide du transmetteur BPSK en fait à l'heure actuelle la plus petite source photonique BPSK à $12,4 \text{ Gb/s}$ intégrée sur InP et basée sur le concept de la commutation de phase par des EAMs. La consommation énergétique de ce transmetteur est inférieure à celle des transmetteurs BPSK actuels. Nous avons aussi montré que plusieurs améliorations peuvent être apportées à nos circuits, ouvrant ainsi de nombreuses perspectives pour la génération de nouveaux formats de modulation ou bien pour leur utilisation dans d'autres applications telles que la radio sur fibre.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Le développement nécessaire des réseaux de télécommunications à hauts débits fait apparaître un besoin pour les transmetteurs performants capables de générer des signaux à forte efficacité spectrale. Actuellement ce marché est dominé par la technologie des modulateurs Mach-Zehnder à Niobate de Lithium. Au cours de ce mémoire, nous avons présenté une solution innovante pour obtenir des modulations complexes : des sources de très petite taille intégrées monolithiquement sur InP et basées sur la commutation de phases préfixées par des modulateurs à électro-absorption.

A l'aide de multiples simulations, nous avons pu démontrer deux architectures de transmetteurs se basant sur ce concept et capables de générer de nombreux formats de modulation : CSRZ, BSPK, QPSK, 16-QAM, ... Ces deux circuits se composent de plusieurs dispositifs opto-électroniques actifs (laser, EAM, SOA, VOA, PS) mais aussi passifs (MMI, guide courbé, Taper). La réalisation en salle blanche de ces dispositifs s'est effectuée grâce à un procédé de micro-fabrication constitué de 17 lithographies et de 5 épitaxies. Le choix du matériau actif s'est porté sur les puits quantiques aluminés AlGaInAs qui permettent d'obtenir des EAMs et des lasers performants. Pour disposer des matériaux les mieux adaptés à chaque section en une seule étape épitaxiale, nous avons utilisé la technique d'épitaxie sélective SAG. Une autre technique épitaxiale, nommée SIBH, a servi à enterrer l'hétéro-structure pour améliorer la robustesse de la puce, sa dissipation thermique, le guidage de l'onde et le recouvrement avec le mode de la fibre.

Afin de limiter les pertes et les réflexions dans les parties passives des circuits, nous avons optimisé ces dernières. Pour ce faire, nous nous sommes aidés d'un outil de mesure par réflectométrie, l'OLCR. Celui-ci a démontré l'efficacité d'un traitement d'hydrogénation des parties passives pour réduire les pertes de propagation au sein des sections passives. Dans le but de diminuer les pertes par rayonnement dans les guides courbés, des règles de conception ont été mises au point suite à des caractérisations par OLCR. Nous avons également utilisé cet outil couplé à un modèle développé par nos soins pour simuler la propagation lumineuse dans nos MMIs. Nous avons ainsi été capables d'améliorer les réflexions dans les diviseurs/coupleurs MMIs de nos transmetteurs.

De bonnes performances pour les différentes fonctions actives

et passives de nos circuits ont été démontrées lors de multiples caractérisations statiques et dynamiques :

- Les EAMs possèdent des taux d’extinction atteignant 20 dB et des bandes passantes compatibles avec des modulations 56 GB.
- Les déphaseurs, avec une variation possible de phase de 360° environ pour une injection de 30 mA, fixent efficacement et pour une faible puissance de contrôle les phases nécessaires à la génération des formats visés.
- Les bras des interféromètres sont bien équilibrés en puissance avec une différence inférieure au dB.
- Les VOAs sont capables d’engendrer une atténuation optique de 5 dB. Les différences de puissance entre les différents bras de nos interféromètres sont aisément corrigées.
- Les tolérances d’alignement sont améliorées grâce à la présence d’un adaptateur de mode en sortie de circuit entraînant une divergence de $15^\circ \times 19^\circ$.
- Les pertes de propagation dans les zones passives ont été efficacement réduites à 15 dB.cm^{-1} par un traitement d’hydrogénation et un bon comportement des MMIs est observé.

Seuls les lasers et SOAs montrent des performances inférieures à nos attentes ce qui occasionne provisoirement une faible puissance de sortie pour nos circuits. Deux problèmes liés aux étapes épitaxiales ont été identifiés comme étant la cause de ces pertes de performances. L’un d’eux, un décalage de gap touchant uniquement les SOAs, est corrigé pour les futures plaques et l’autre problème touchant le matériau semi-isolant est en cours de résolution. Une traitement provisoire a été appliqué aux circuits pour permettre d’améliorer leur puissance de sortie par un facteur 2 à 3.

L’ensemble des dispositifs de nos circuits étant fonctionnels, nous avons validé le concept de commutation par des EAMs de phases préfixées lors de l’utilisation de notre transmetteur le plus simple pour générer une modulation BPSK à 12,4 Gb/s. Nous avons ainsi développé la plus petite source BPSK basée sur cette idée à ce jour. Nous avons aussi réussi à émettre un signal à porteuse supprimée ouvrant ainsi la voie à la génération de modulation CSRZ pour l’un de nos circuits. D’autres transmetteurs plus complexes fonctionnant sur le même principe sont en cours de caractérisation et devraient permettre de réaliser des modulations QPSK et 16-QAM. Ceux-ci sont mis en valeur à travers le projet européen MIRTHE et leur intégration dans un module standardisé par l’OIF en fait un produit intéressant pour les acteurs des systèmes de communications optiques fibrées.

Les perspectives futures et les améliorations concernant nos transmetteurs sont nombreuses. Nous pouvons citer entre autres :

- leur utilisation possible pour la radio sur fibre,
- leur couplage avec des signaux électriques de contrôle multi-niveaux pour générer des modulations 16-QAM et 64-QAM,

- la génération de signaux multiplexés en polarisation,
- l'amélioration des MMIs diviseurs pour préfixer directement les phases et limiter les différences de puissance dans les bras des interféromètres de nos circuits. Ceci permettrait, en plus de faciliter la conception des transmetteurs, de réduire leur consommation électrique.

Si nous comparons nos circuits avec ceux de la technologie Niobate de lithium pour la génération de formats de modulation avancés, nous observons qu'il est possible d'obtenir une réduction importante des dimensions des puces (quelques mm contre plusieurs cm) et une diminution de la consommation énergétique par un facteur 3. Aujourd'hui, les EMLs et les EAMs imbriqués dans des circuits interférométriques démontrent que la technologie des sources intégrées sur InP est une bonne alternative aux MZMs pour la fabrication de circuits photoniques complexes. Certaines recherches ont prouvé que des distances de transmission équivalentes à celles obtenues avec des MZMs LiNbO_3 pouvaient être atteintes avec le concept sur lequel repose nos transmetteurs. Alliant très forte compacité, efficacité, bas coût, faible empreinte environnementale et débits de modulation élevés, notre technologie de transmetteurs hauts débits générant des formats de modulation avancés pourrait donc être un bon concurrent face aux modulateurs LiNbO_3 dans un futur proche. La combinaison des avantages économiques et des performances de cette nouvelle technique autorisera une nécessaire migration des formats vectoriels vers des applications de terminaux à faibles coûts.

MODÉLISATION DU DÉCALAGE DE PHASE GÉNÉRÉ PAR NOS DÉPHASEURS

SOMMAIRE

A.1 MÉCANISMES DE VARIATION D'INDICE PAR INJECTION DE PORTEURS	195
A.1.1 Absorption bande de conduction - bande de valence	195
A.1.2 Remplissage des bandes	196
A.1.3 Renormalisation du gap	197
A.1.4 Effet « plasma »	198
A.1.5 Modélisation de la variation d'indice globale dans notre structure	198
A.2 VARIATION DE PHASE EN FONCTION DE L'INJECTION DE COURANT	199

DANS cette annexe, nous étudierons la variation de phase, en fonction du courant injecté, obtenue dans les déphaseurs utilisés au sein de nos transmetteurs. Après avoir explicité les processus physiques engendrant la modification de l'indice de réfraction d'un semi-conducteur lors de l'injection de porteurs, nous rapporterons des résultats de simulation concernant la variation de phase dans nos déphaseurs.

A.1 MÉCANISMES DE VARIATION D'INDICE PAR INJECTION DE PORTEURS

Dans les semi-conducteurs, l'injection de porteurs modifie l'indice effectif du guide et donc la phase de l'onde optique s'y propageant. La variation d'indice est le résultat de trois principaux effets : l'effet « plasma », le remplissage des bandes et la renormalisation du gap [50]. Ces mécanismes engendrent une variation d'absorption $\Delta\alpha$ du matériau avec l'injection de porteurs. Or d'après la relation de Kramers-Kröning, cette variation d'absorption générera aussi une variation d'indice de réfraction Δn :

$$\Delta n(N, P, E_0) = \frac{2c\hbar}{e^2} \text{Principale} \left(\int_0^\infty \frac{\Delta\alpha(N, P, E)}{E^2 - E_0^2} dE \right) \quad (\text{A.1})$$

où Principale représente la partie principale de l'intégrale, E_0 l'énergie de travail ($E_0 \approx 0,8$ eV pour $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$), E l'énergie, c la vitesse de la lumière, \hbar la constante de Planck réduite et e la charge d'un électron.

A.1.1 Absorption bande de conduction - bande de valence

La figure A.1 représente le diagramme de bande d'un matériau semi-conducteur d'énergie de gap E_g , dans l'approximation parabolique. Ce rappel permet d'introduire les nombreuses énergies qui seront utilisées dans les équations présentées par la suite. La référence en énergie est prise en bas de la bande de conduction.

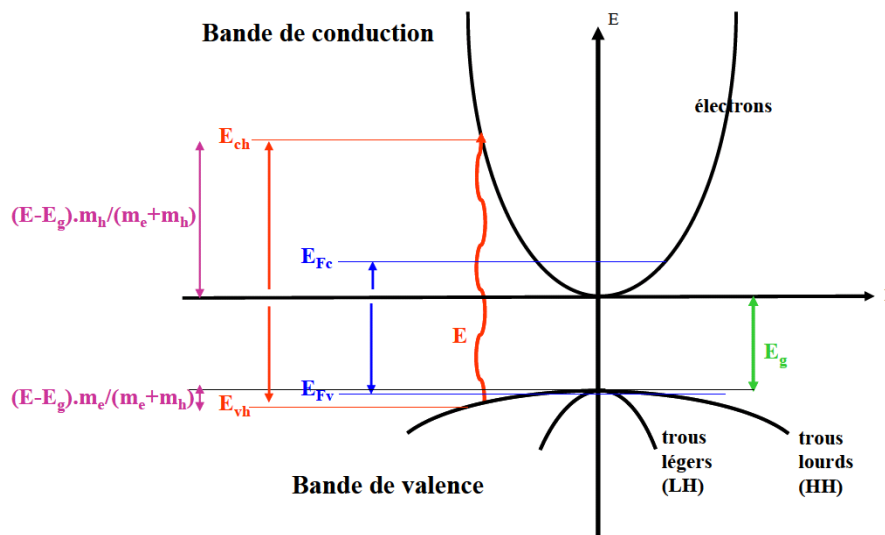


FIGURE A.1 – Absorption bande de conduction - bande de valence (transition électron - trou lourd) pour un semi-conducteur à gap direct [121]

Dans le cas de l'approximation parabolique pour un semi-conducteur à gap direct, l'absorption optique α_0 proche de E_g en fonction de l'énergie E et provenant du matériau est donnée par [50] :

$$\alpha_0(E) = \frac{C_{hh}}{E} \sqrt{E - E_g} + \frac{C_{lh}}{E} \sqrt{E - E_g} \text{ si } E \geq E_g, \text{ 0 si } E < E_g \quad (\text{A.2})$$

Le premier terme représente la contribution à l'absorption provenant des transitions électron - trou lourd (HH pour Heavy Hole) et le second la contribution à l'absorption provenant des transitions électron - trou léger (LH pour Light Hole).

C_{lh} et C_{hh} sont les coefficients d'absorption de ces deux types de transitions :

$$C_{hh} = C \cdot \sqrt{\hbar} \left(\frac{\mu_{ehh}^{3/2}}{\mu_{ehh}^{3/2} + \mu_{elh}^{3/2}} \right) \text{ et } C_{lh} = C \cdot \sqrt{\hbar} \left(\frac{\mu_{elh}^{3/2}}{\mu_{ehh}^{3/2} + \mu_{elh}^{3/2}} \right) \quad (\text{A.3})$$

avec C un coefficient d'absorption du matériau tiré de mesures expérimentales, μ_{ehh} et μ_{elh} les masses effectives réduites des paires électron - trou :

$$\mu_{ehh} = \frac{1}{1/m_e + 1/m_{hh}} \text{ et } \mu_{elh} = \frac{1}{1/m_e + 1/m_{lh}} \quad (\text{A.4})$$

où m_e , m_{hh} et m_{lh} sont respectivement les masses effectives des électrons, des trous lourds et des trous légers.

A.1.2 Remplissage des bandes

Lorsqu'on injecte du courant dans un semi-conducteur, les niveaux bas de la bande de conduction se remplissent d'électrons et les niveaux hauts de la bande de valence se remplissent de trous. Prenant en compte les probabilités d'occupation des bandes, l'absorption du semi-conducteur devient égale à :

$$\alpha(N, P, E) = \alpha_0(E)[f_v(E_v) - f_c(E_c)] \quad (\text{A.5})$$

où N et P sont respectivement les concentrations de porteurs libres, électrons et trous, injectés, α_0 l'absorption due au matériau en l'absence d'injection définie par l'équation A.2, $f_v(E_v)$ la probabilité qu'un état d'énergie E_v dans la bande de valence soit occupé par un électron, et $f_c(E_c)$ la probabilité qu'un état d'énergie E_c dans la bande de conduction soit occupé par un électron.

Du fait de la dégénérescence des bandes de valence, les énergies E_v et E_c auront deux valeurs : une pour les transitions depuis la bande des trous lourds et une autre pour les transitions depuis la bande des trous légers. En appliquant les théorèmes de conservation de l'énergie ($E = E_c - E_v$) et de conservation du moment, on définit :

$$E_{vh,vl} = (E_g - E) \left(\frac{m_e}{m_e + m_{hh,lh}} \right) - E_g \text{ et } E_{ch,cl} = (E - E_g) \left(\frac{m_{hh,lh}}{m_e + m_{hh,lh}} \right) \quad (\text{A.6})$$

Les probabilités f_c et f_v sont données par les fonctions de distributions de Fermi-Dirac :

$$f_v(E_{vh,vl}) = [1 + e^{E_{vh,vl} - E_{F_v}/k_B T}]^{-1} \text{ et } f_c(E_{ch,cl}) = [1 + e^{E_{ch,cl} - E_{F_c}/k_B T}]^{-1} \quad (\text{A.7})$$

avec k_B la constante de Boltzmann, T la température, E_{F_v} et E_{F_c} étant les quasi-niveaux de Fermi dépendant de l'injection de porteurs :

$$E_{F_v} = - \left\{ \ln \left(\frac{P}{N_v} \right) + \frac{P}{N_v} \left[64 + 0,05524 \frac{P}{N_v} \left(64 + \sqrt{\frac{P}{N_v}} \right) \right]^{-1/4} \right\} k_B T - E_g k_B T \quad (\text{A.8})$$

$$E_{F_c} = \left\{ \ln \left(\frac{N}{N_c} \right) + \frac{N}{N_c} \left[64 + 0,05524 \frac{N}{N_c} \left(64 + \sqrt{\frac{N}{N_c}} \right) \right]^{-1/4} \right\} k_B T \quad (\text{A.9})$$

N_v et N_c étant respectivement les densités effectives d'états dans les bandes de valence et de conduction :

$$N_v = 2 \left(\frac{m_{dh} k_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \text{ et } N_c = 2 \left(\frac{m_e k_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \quad (\text{A.10})$$

$m_{dh} = (m_{hh}^{3/2} + m_{lh}^{3/2})^{2/3}$ correspondant à la densité d'états de la masse effective pour les trous. Si on n'injecte pas de courant dans le semi-conducteur, $N = P = 0$; d'après les précédentes équations, $f_v(E_{vh,vl}) = 1$ et $f_c(E_{ch,cl}) = 0$; on retrouve donc l'équation A.2.

Le remplissage de bandes induit une variation d'absorption :

$$\Delta\alpha(N, P, E) = \alpha(N, P, E) - \alpha_0(E) \quad (\text{A.11})$$

c'est-à-dire en combinant les équations A.2, A.5 et A.11 :

$$\begin{aligned} \Delta\alpha(N, P, E) = & \frac{C_{hh}}{E} \sqrt{E - E_g} [f_v(E_{vh}) - f_c(E_{ch}) - 1] \\ & + \frac{C_{lh}}{E} \sqrt{E - E_g} [f_v(E_{vl}) - f_c(E_{cl}) - 1] \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

En injectant ce résultat de variation d'absorption dans l'équation de Kramers-Krönig A.1, il est alors possible de calculer la variation d'indice correspondante.

A.1.3 Renormalisation du gap

La renormalisation de l'énergie de bande interdite intervient lors de l'injection de porteurs libres dans le matériau et modifie le gap de ce dernier. En effet, les électrons injectés occupent les états inférieurs de la bande de conduction. S'ils sont assez nombreux, leurs fonctions d'onde se chevauchent, formant ainsi un gaz de particules interagissant entre elles : les électrons se repoussent les uns des autres du fait des forces de Coulomb et les électrons de

même spin s'évitent pour des raisons statistiques. Ces répulsions écrantent le champ du réseau cristallin ce qui mène à une diminution de la bande de conduction. Un phénomène similaire touche les trous de la bande de valence et engendre une diminution de l'énergie de la bande de valence. Il en résulte une diminution de l'énergie de bande interdite donnée par [50] :

$$\Delta E_g = -\frac{e}{2\pi\epsilon_0\epsilon_s} \left(\frac{3N}{\pi} \right)^{1/3} \quad (\text{A.13})$$

avec ϵ_0 la permittivité du vide et ϵ_s la constante diélectrique du semi-conducteur. Cette renormalisation du gap entraîne donc une variation de l'absorption [121] :

$$\Delta\alpha(E) = \frac{C\sqrt{\hbar}}{E} \sqrt{E - (E_g + \Delta E_g)} - \frac{C\sqrt{\hbar}}{E} \sqrt{E - E_g} \quad (\text{A.14})$$

La combinaison de la renormalisation du gap et du remplissage de bandes a pour conséquence la modification de l'absorption suivante :

$$\begin{aligned} \Delta\alpha(N, P, E) &= \frac{C_{hh}}{E} \sqrt{E - (E_g + \Delta E_g)} [f_v(E_{vh}) - f_c(E_{ch}) - 1] \\ &+ \frac{C_{lh}}{E} \sqrt{E - (E_g + \Delta E_g)} [f_v(E_{vl}) - f_c(E_{cl}) - 1] \\ &- \frac{C\sqrt{\hbar}}{E} \sqrt{E - E_g} \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

A.1.4 Effet « plasma »

Aussi appelé absorption par porteurs libres, l'effet « plasma » est un effet intra-bande. Dans cet effet, un porteur libre (électron ou trou) peut absorber un photon et atteindre un état d'énergie plus haut dans la bande. La conservation du vecteur d'onde est réalisée par l'interaction avec un phonon ou une impureté. Cette transition produit une faible variation d'absorption qui mène à une diminution de l'indice peu dépendante de la longueur d'onde [51] :

$$\Delta n = -\frac{\lambda^2 e^2}{8\pi^2 \epsilon_0 c^2 n} \left(\frac{N}{m_e} + \frac{P}{\frac{m_{hh}^{3/2} + m_{lh}^{3/2}}{m_{hh}^{1/2} + m_{lh}^{1/2}}} \right) \quad (\text{A.16})$$

où λ est la longueur d'onde, e la charge d'un électron, ϵ_0 la permittivité du vide et c la vitesse de la lumière.

A.1.5 Modélisation de la variation d'indice globale dans notre structure

Lors de l'injection de courant dans notre empilement de semi-conducteurs, les porteurs sont essentiellement confinés dans la zone active constituée des puits quantiques et des barrières. Nous avons

développé un code Matlab permettant de modéliser les variations d'indice de réfraction dans un semi-conducteur par les trois effets détaillés précédemment. Les figures A.2 et A.3 présentent les résultats de ces modélisations pour les puits et les barrières à une densité de porteurs $N = P = 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

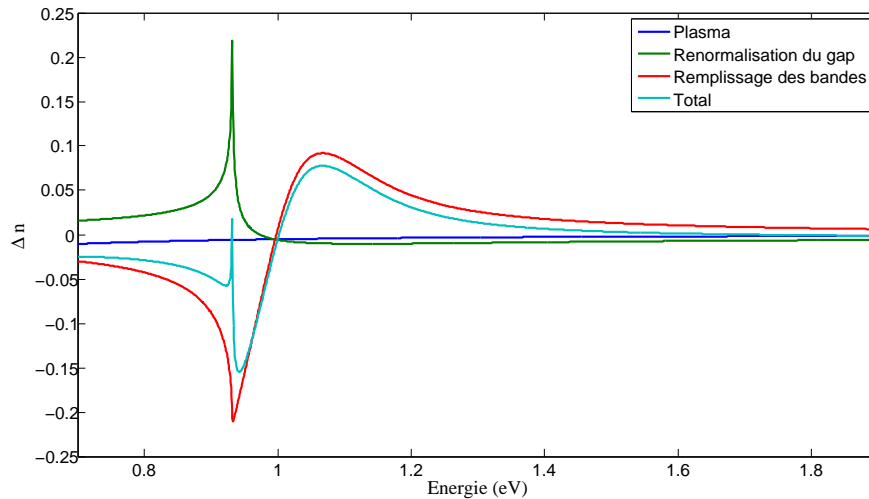


FIGURE A.2 – Simulations de la variation d'indice des puits quantiques en fonction de l'énergie pour $P = N = 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

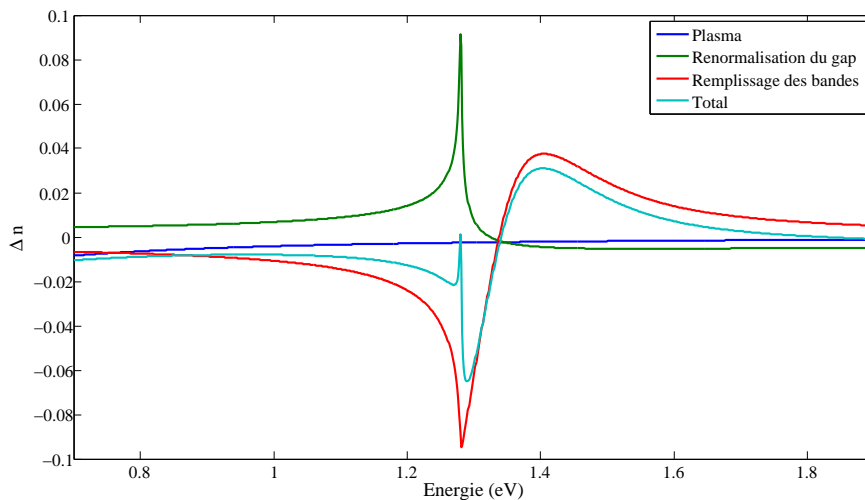


FIGURE A.3 – Simulations de la variation d'indice des barrières en fonction de l'énergie pour $P = N = 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

A.2 VARIATION DE PHASE EN FONCTION DE L'INJECTION DE COURANT

Connaissant la variation d'indice en fonction de la densité de porteurs, nous avons souhaité modéliser la variation de phase en fonction de l'injection de courant dans nos déphaseurs. Pour ce faire, nous avons commencé par simuler l'évolution de l'indice des puits et des barrières pour différentes densités de porteurs à l'énergie de travail $E_0 = 0,8 \text{ eV} \Leftrightarrow \lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$. Des simulations sous Alcor ont

permis de déduire la variation de l'indice effectif de la zone active des déphaseurs en fonction de la densité de porteurs. La modification de l'indice effectif de l'empilement vertical du déphaseur engendre le changement de phase $\Delta\varphi$ pour une onde se propageant en son sein :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi\Delta n_{eff}}{\lambda_0} \cdot L_{PS} \quad (\text{A.17})$$

avec Δn_{eff} la variation d'indice effectif et L_{PS} la longueur du déphaseur.

Puis nous avons relié la densité de porteurs N au courant injecté I dans les déphaseurs par la formule [191] :

$$I = \frac{eV_{ZA}N}{\eta_i\tau_R} \quad (\text{A.18})$$

où e est la charge d'un électron, V_{ZA} le volume de la zone active, η_i l'efficacité d'injection et τ_R le temps de vie des porteurs [192] :

$$\tau_R = \frac{1}{A + BN + CN^2} \quad (\text{A.19})$$

A étant le taux de recombinaison surfacique, B le taux de recombinaison radiative et C le taux de recombinaison Auger. Les valeurs de ces taux ont été estimées dans notre cas par un modèle laser développé au III-V Lab.

En utilisant les équations A.17 et A.18 ainsi que les $\Delta n_{eff}(N)$ calculés à l'aide de notre modèle, nous avons estimé la variation de phase en fonction du courant injecté dans nos déphaseurs de 300 μm . Ce résultat est reporté sur le graphique A.4. En faisant l'approximation que l'indice différentiel dn/dN est constant, l'évolution de la phase en fonction du courant injecté est proportionnelle à \sqrt{I} comme prédit par les équations précédentes.

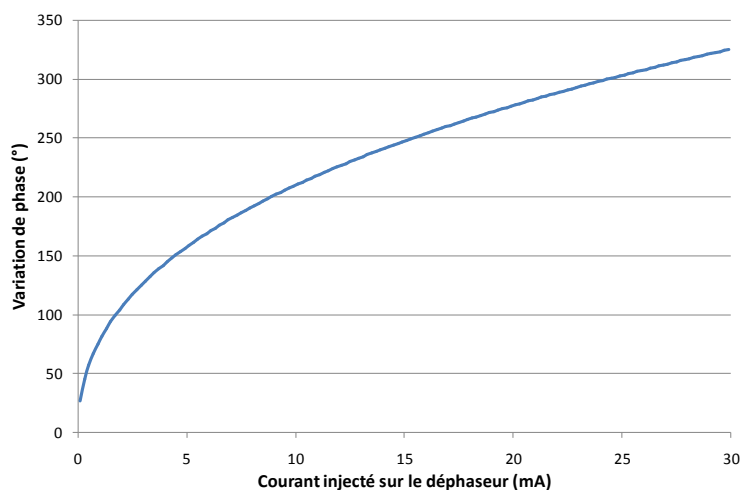


FIGURE A.4 – Modélisation de la variation de phase en fonction du courant injecté dans nos déphaseurs

Enfin, nous avons simulé l'intégration de ces déphaseurs dans un interféromètre Mach-Zehnder. L'injection de courant sur les déphaseurs entraînent une différence de phase qui génère, en sortie de l'interféromètre, une modulation d'amplitude donnée par [193] :

$$\frac{P_{out}}{P_{in}} = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cdot \cos(\Delta\varphi) \quad (\text{A.20})$$

Pour plusieurs valeurs de courant sur le déphaseur du bras du bas et pour un courant variant entre 0 et 30 mA sur le déphaseur du haut, nous avons obtenu, par calcul, les spectres de transmission du MZM donnés en figure A.5. Dans le calcul de la puissance de sortie, nous avons aussi tenu compte des pertes engendrées par la modification de l'absorption du déphaseur lors de l'injection de porteurs. Nous avons de plus ajouté aux simulations un niveau de lumière parasite situé autour de -25 dB.

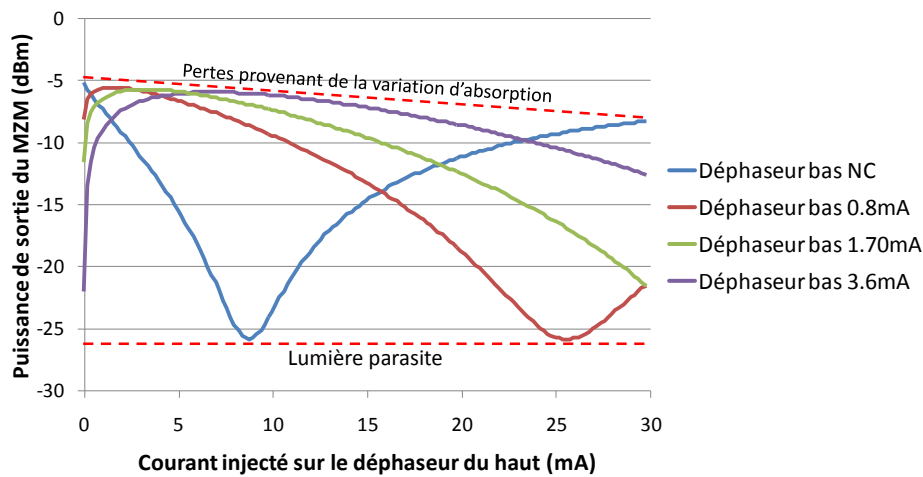


FIGURE A.5 – Simulations de la transmission d'un MZM en fonction des courants injectés sur les déphaseurs des bras de l'interféromètre

Ce graphique est très proche des mesures réalisées lors de la caractérisation des déphaseurs de nos circuits. Nous rappelons en figure A.6 ces résultats expérimentaux.

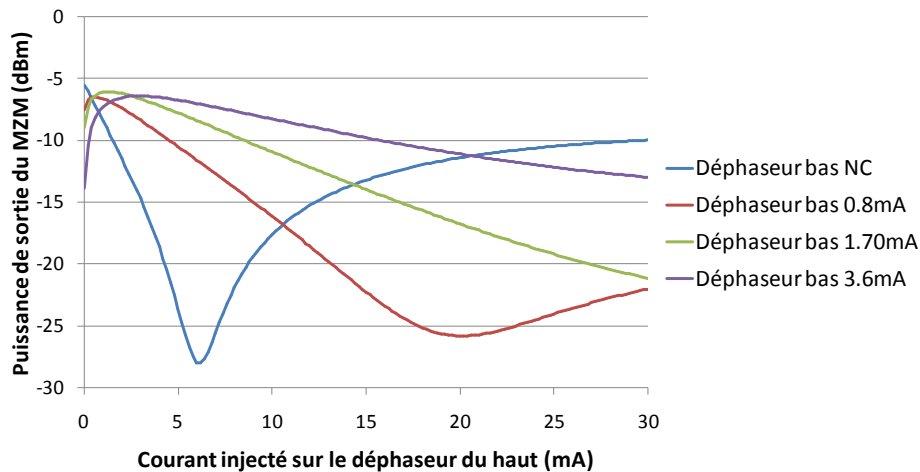


FIGURE A.6 – Mesure de la variation de transmission du circuit CSRZ, utilisé comme MZM, en fonction de l'injection de courant sur ses déphaseurs

VALORISATION SCIENTIFIQUE

PUBLICATIONS ET CONFÉRENCES

- D. Carrara, “Etude et réalisation de sources photoniques intégrées pour transmetteurs Terabits à 1.5 μm ,” *Proc. Journée de Thèse du GIE III-V Lab Alcatel-Thales*, 2010.
- D. Carrara, C. Jany, C. Kazmierski, A. Ramdane, “Source Photonique DQPSK/QAM Intégrée sur InP pour les très hauts débits télécoms,” *Proc. JNMO*, 2010.
- D. Carrara, “Etude et réalisation de sources photoniques intégrées pour transmetteurs Terabits à 1.5 μm ,” *Proc. Journée de Thèse du GIE III-V Lab Alcatel-Thales*, 2011.
- D. Carrara, R. Berruée, C. Kazmierski, A. Ramdane, “Optimization of MultiMode Interferometer coupler/splitter in a DQPSK Photonic Transmitter Integrated on InP for high telecom bitrates,” *Proc. SIOE*, 2011.
- A. Richter, C. Arellano, D. Carrara, S. Mingaleev, E. Sokolov and I. Koltchanov, “Detailed modeling of integrated IQ-transmitters for 100G+ applications,” *Proc. SPIE Photonics West 8284*, 2012.
- D. Carrara, C. Kazmierski, J.-G. Provost, C. Jany, R. Guillamet, R. Berruée, “Novel Electro-Absorption Based Monolithic Photonic Integrated Source for Advanced Modulations bitrates,” *Proc. ECIO*, 2012.
- H. Debrégeas, J. Decobert, N. Lagay, R. Guillamet, D. Carrara, O. Patard, C. Kazmierski, R. Brenot, “Selective-area-growth technology for flexible active building blocks,” *Proc. IPR*, 2012.

BREVETS

- Rédaction de trois brevets concernant des transmetteurs pour les formats de modulation avancés par Christophe Kazmierski, David Carrara et Inuk Kang. Deux brevets non acceptés, un en cours de validation.

PROJET EUROPÉEN

- Participation importante au projet FP7 - CEE IST - MIRTHE : Monolithic InP-based Dual Polarization QPSK Integrated Receiver and Transmitter for CoHerent 100-400Gb Ethernet. Quatre présentations devant les partenaires européens, une présentation devant la commission européenne et rédaction de multiples rapports.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] R. Tkach, "Network traffic and system capacity : Scaling for the future," in *Proc. European Conference on Optical Communications (ECOC)*, 2010, paper We.7.D.1. (Cité pages 1, 2 et 27.)
- [2] R. Alferness, "A view into the future," in *Proc. European Conference on Optical Communications (ECOC)*, Sep. 2008, paper Mo1A4. (Cité page 2.)
- [3] P. J. Winzer, "Optical networking infrastructure for the future internet," in *Proc. IEEE Photonics Society Summer Topical Meetings*, 2009. (Cité page 2.)
- [4] E. J. Lerner, "Polymers speed electro-optical conversion," *The Industrial Physicist*, vol. 6, no. 4, p. 14, 2000. (Cité page 3.)
- [5] P. J. Winzer and R. J. Essiambre, "Advanced optical modulation formats," vol. 94, no. 5, pp. 952–985, May 2006. (Cité pages 9, 20 et 33.)
- [6] D. Hillerkuss, R. Schmogrow, T. Schellinger, M. Jordan, M. Winter, G. Huber, T. Vallaitis, R. Bonk, P. Kleinow, M. Frey, F. and Roeger, S. Koenig, A. Ludwig, A. Marculescu, J. Li, M. Hoh, M. Dreschmann, J. Meyer, S. Ben Ezra, N. Narkiss, B. Nebendahl, F. Parmigiani, P. Petropoulos, B. Resan, A. Oehler, K. Weingarten, T. Ellermeyer, J. Lutz, M. Moeller, M. Huebner, J. Becker, C. Koos, W. Freude, and J. Leuthold, "26 Tbit.s⁻¹ line rate super channel transmission utilizing all-optical fast Fourier transform processing," *Nature Photonics*, vol. 5, pp. 364–371, May 2011. (Cité pages 9 et 16.)
- [7] M. Salsi, C. Koebele, P. Tran, H. Mardoyan, E. Dutisseuil, J. Renaudier, M. Bigot-Astruc, L. Provost, S. Richard, P. Sillard, S. Bigo, and G. Charlet, "Transmission of 96×100Gb/s with 23% Super-FEC overhead over 11680km using optical spectral engineering," in *Proc. Optical Fiber Communication Conference (OFC)*, Mar. 2011, paper OMR2. (Cité page 9.)
- [8] J.-X. Cai, Y. Cai, C. R. Davidson, A. Lucero, H. Zhang, D. G. Foursa, O. V. Sinkin, W. W. Patterson, A. Pilipetskii, G. Mohs, and N. S. Bergano, "20 Tbit/s capacity transmission over 6860 km," in *Proc. Optical Fiber Communication Conference (OFC)*, Mar. 2011, paper PDFB4. (Cité page 9.)
- [9] D. Emmanuel, "Optical communications in 2025," in *Proc. European Conference on Optical Communications (ECOC)*, 2005. (Cité page 10.)
- [10] D. V. D. Borne, "Robust optical transmission systems," Ph.D. dissertation, Technische Universiteit Eindhoven, 2008. (Cité pages 10 et 11.)
- [11] J. P. Barbot, "Communications numériques," 2009, notes de cours UE433. (Cité pages 11 et 127.)
- [12] M. Charbit, "Communications numériques et théorie de l'information," May 2007, notes de cours COM105. (Cité page 12.)
- [13] F. de Coulon, "Théorie et traitement des signaux," 1984. (Cité page 14.)
- [14] P. Lecoy, "Principes et technologies des télécoms," 1995. (Cité pages 15 et 16.)
- [15] P. J. Winzer and R. J. Essiambre, "Optical Fiber Telecommunications V volume B - chapter 2 : Advanced optical modulation formats," 2008. (Cité pages 15 et 17.)
- [16] D. Breuer and K. Petermann, "Comparison of NRZ- and RZ-modulation format for 40-Gb/s TDM standard fiber systems," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 9, no. 3, pp. 398–400, Mar. 1997. (Cité page 19.)

- [17] H. Sunnerud, M. Karlsson, and P. A. Andrekson, "A comparison between NRZ and RZ data formats with respect to PMD-induced system degradation," in *Proc. Optical Fiber Communication Conference (OFC)*, Mar. 2001, paper WT3-1. (Cité page 19.)
- [18] M. I. Hayee and A. E. Willner, "NRZ versus RZ in 10-40Gb/s dispersion managed WDM transmission systems," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, no. 8, pp. 991–993, Aug. 1999. (Cité page 19.)
- [19] Y. Miyamoto, A. Hirano, K. Yonenaga, A. Sano, H. Toba, K. Murata, and O. Mitomi, "320 Gbit/s (8×40 Gbit/s) WDM transmission over 367 km with 120 km repeater spacing using carrier-suppressed return-to-zero format," *Electronics Letters*, vol. 35, no. 23, pp. 2041–2042, Nov. 1999. (Cité pages 20, 26, 42, 43 et 102.)
- [20] J. Senior and M. Jamro, "Optical fiber communications : principles and practice," 2009. (Cité page 20.)
- [21] I. Djordjevic, W. Ryan, and B. Vasic, "Coding for optical channels," 2010. (Cité page 20.)
- [22] K. Okamoto, "Fundamentals of optical waveguides," 2006. (Cité pages 21, 53, 54 et 56.)
- [23] R. A. Griffin, R. I. Johnstone, R. G. Walker, J. Hall, S. D. Wadsworth, K. Berry, A. C. Carter, M. J. Wale, J. Hughes, P. A. Jerram, and N. J. Parsons, "10 Gb/s optical differential quadrature phase shift key (DQPSK) transmission using GaAs/AlGaAs integration," *Optical Fiber Communication Conference (OFC)*, pp. FD6–1–FD6–3, Mar. 2002. (Cité page 24.)
- [24] R. A. Griffin and A. C. Carter, "Optical differential quadrature phase shift key (oDQPSK) for high-capacity optical transmission," in *Proc. Optical Fiber Communication Conference (OFC)*, Mar. 2002, paper WX6. (Cité page 24.)
- [25] H. Kim and R.-J. Essiambre, "Transmission of 8×20 Gb/s DQPSK signals over 310-km SMF with 0.8-b/s/Hz spectral efficiency," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 15, no. 5, pp. 769–771, May 2003. (Cité page 24.)
- [26] M. Ohm, "Optical 8-DPSK and receiver with direct detection and multilevel electrical signals," in *IEEE/LEOS Workshop Advanced Modulation Formats*, Mar. 2004, pp. 45–46. (Cité page 24.)
- [27] T. Tokle, C. R. Davidson, M. Nissov, J.-X. Cai, D. Foursa, and A. Pilipetskii, "6500 km transmission of RZ-DQPSK WDM signals," *Electronic Letters*, vol. 40, no. 7, pp. 444–445, 2004. (Cité page 24.)
- [28] D.-S. Ly-Gagnon, K. Katoh, and K. Kikuchi, "Unrepeated optical transmission of 20 Gbit/s quadrature phase-shift keying signals over 210 km using homodyne phase-diversity receiver and digital signal processing," *Electronic Letters*, vol. 41, no. 4, pp. 206–207, Feb. 2005. (Cité page 24.)
- [29] G. Charlet, N. Maaref, J. Renaudier, H. Mardoyan, P. Tran, and S. Bigo, "Transmission of 40 Gb/s QPSK with coherent detection over ultra-long distance improved by nonlinearity mitigation," in *Proc. European Conference on Optical Communications (ECOC)*, Sep. 2006, paper Th436. (Cité page 24.)
- [30] I. Kang, S. Chandrasekhar, C. Kazmierski, M. Rasras, and N. Dupuis, "1650-km transmission of 50-Gb/s NRZ and RZ-DQPSK signals generated using an electroabsorption modulators-silica planar lightwave circuit hybrid integrated device," in *Proc. Optical Fiber Communication Conference (OFC)*, Mar. 2010, paper OMJ4. (Cité pages 24, 39 et 40.)
- [31] Y. Miyamoto, "Ultra high capacity transmission for optical transport network," in *Proc. Optical Fiber Communication Conference (OFC)*, Mar. 2011, paper OThX4. (Cité pages 24 et 27.)
- [32] T. Sakamoto, A. Chiba, and T. Kawanishi, "50-Gb/s 16 QAM by a quad-parallel mach-zehnder modulator," in *Proc. European Conference on Optical Communications (ECOC)*, Sep. 2007, pp. 1–2. (Cité pages 25 et 41.)
- [33] A. H. Gnauck, P. J. Winzer, C. R. Doerr, and L. L. Buhl, "10 x 112-Gb/s PDM 16-QAM transmission over 630 km of fiber with 6.2-b/s/Hz spectral efficiency," in *Proc. Optical Fiber Communication Conference (OFC)*, 2009, paper PDPB8. (Cité page 25.)

- [34] A. Chiba, T. Sakamoto, T. Kawanishi, K. Higuma, M. Sudo, and J. Ichikawa, "16-level quadrature amplitude modulation by monolithic quad-parallel mach-zehnder optical modulator," *Electronics Letters*, vol. 46, no. 3, pp. 227–228, Apr. 2010. (Cité pages 25 et 41.)
- [35] A. Sano, H. Masuda, T. Kobayashi, M. Fujiwara, K. Horikoshi, E. Yoshida, Y. Miyamoto, M. Matsui, M. Mizoguchi, H. Yamazaki, Y. Sakamaki, and H. Ishii, "69.1-Tb/s (432 x 171-Gb/s) C- and extended L-band transmission over 240 km using PDM-16-QAM modulation and digital coherent detection," in *Proc. Optical Fiber Communication Conference (OFC)*, 2010, paper PDPB7. (Cité page 25.)
- [36] N. Kikuchi and S. Sasaki, "Long-distance standard single-mode fiber transmission of 40-Gbit/s 16QAM signal with optical delay-detection and digital pre-distortion of chromatic dispersion," in *Proc. Optical Fiber Communication Conference (OFC)*, 2011, paper OThE3. (Cité page 25.)
- [37] M. Nakazawa, S. Okamoto, T. Omiya, K. Kasai, and M. Yoshida, "256 QAM (64 Gbit/s) coherent optical transmission over 160 km with an optical bandwidth of 5.4 ghz," in *Proc. Optical Fiber Communication Conference (OFC)*, Mar. 2010, paper OMJ5. (Cité page 25.)
- [38] S. Okamoto, K. Toyoda, T. Omiya, K. Kasai, M. Yoshida, and M. Nakazawa, "512 QAM (54 gbit/s) coherent optical transmission over 150 km with an optical bandwidth of 4.1 ghz," in *Proc. European Conference on Optical Communications (ECOC)*, Sep. 2010, paper PD2.3. (Cité page 25.)
- [39] Y. Miyamoto, T. Kataoka, K. Yonenaga, M. Tomizawa, A. Hirano, S. Kuwahara, and Y. Tada, "WDM field trials of 43-Gb/s/channel transport system for optical transport network," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 20, no. 12, p. 2115, Dec. 2002. (Cité page 26.)
- [40] M. Jaworski, "Optical modulation formats for high-speed DWDM systems," in *Transparent Optical Networks, 2003. Proceedings of 2003 5th International Conference on*, Jun. 2003. (Cité page 26.)
- [41] G. A. Mahdiraji and A. F. Abas, "Advanced modulation formats and multiplexing techniques for optical telecommunication systems," *Trends in Telecommunications Technologies*, 2010. (Cité pages 26 et 27.)
- [42] R. Saunders, G. Nicholl, K. Wollenweber, and T. Schmidt, "Can 100Gb/s wavelengths be deployed using 10Gb/s engineering rules?" in *Proc. Optical Transmission Systems and Equipment for Networking VI*, 2007, paper 67740B. (Cité pages 26 et 27.)
- [43] O. Members, "100G Ultra Long Haul DWDM Framework Document," *Optical Internetworking Forum*, pp. OIF-FD-100G-DWDM-01.0, 2009. (Cité page 27.)
- [44] A. Carena, V. Curri, P. Poggiolini, G. Bosco, and F. Forghieri, "Maximum reach versus transmission capacity for terabit superchannels based on 27.75-GBaud PM-QPSK, PM-8QAM, or PM-16QAM," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 22, no. 11, pp. 829–831, Jun. 2010. (Cité page 28.)
- [45] B. Wedding, W. Pohlmann, H. Gross, and O. Thalau, "43 Gbit/s transmission over 210 km SMF with a directly modulated laser diode," in *Proc. European Conference on Optical Communications (ECOC)*, 2003, paper Mo4.3.7. (Cité page 29.)
- [46] L. Christen, I. Fazal, M. Giltrelli, Y. Wang, L. Yan, A. Willner, L. Paraschis, and S. Yao, "PMD and CD sensitivity enhancement in directly modulated transmission systems through RZ DM-DPSK," in *Proc. European Conference on Optical Communications (ECOC)*, vol. 4, 2005, pp. 851–852, paper Th2.2.4. (Cité page 29.)
- [47] J. J. Martínez, J. G. Gregorio, A. L. Lucia, A. V. Velasco, J. C. Aguado, and M. Ángeles Losada Binué, "Novel WDM-PON Architecture Based on a Spectrally Efficient IM-FSK Scheme Using DMLs and RSOAs," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 26, no. 3, pp. 350–356, Feb. 2008. (Cité page 29.)
- [48] S. Adachi, "Physical properties of III-V semiconductor compounds," *Wiley Interscience*, 1992. (Cité page 30.)
- [49] B. Saleh and M. Teich, "Fundamentals of Photonics," *Wiley Interscience*, 1991. (Cité page 30.)

- [50] B. R. Bennett, A. Soref, and J. A. Del Alamo, "Carrier-Induced Change in Refractive Index of InP, GaAs, and InGaAsP," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 26, no. 1, pp. 113–122, Jan. 1990. (Cité pages 30, 31, 76, 195 et 198.)
- [51] H. P. Zappe, "Introduction to semiconductor integrated optic," *Artech House*, 1995. (Cité pages 31, 32, 34, 67, 111 et 198.)
- [52] P. J. Winzer, C. Dorrer, R.-J. Essiambre, and I. Kang, "Chirped return-to-zero modulation by imbalanced pulse carver driving signals," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 5, pp. 1379–1381, May 2004. (Cité page 33.)
- [53] S. Laval, "Modulateurs optiques externes et intégrés," *Formation continue CEETAM*, Oct. 2001. (Cité pages 33, 36 et 37.)
- [54] S. Heismann, S. K. Korotky, and J. J. Veselka, "Lithium niobate integrated optics : Selected contemporary devices and system applications," *Optical Fiber Telecommunications III*, 1997. (Cité page 33.)
- [55] R. Griffin, R. Walker, and R. Johnstone, "Integrated devices for advanced modulation formats," in *IEEE/LEOS Workshop on Advanced Modulation Formats*, Jul. 2004, pp. 39–40. (Cité page 33.)
- [56] M. Erman, P. Jarry, R. Gamonal, P. Autier, J.-P. Chane, and P. Frijlink, "Mach-Zehnder modulators and optical switches on III-V semiconductors," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 6, no. 6, pp. 837–846, Jun. 1988. (Cité page 33.)
- [57] X. Zhou and J. Yu, "200-Gb/s PDM-16QAM generation using a new synthesizing method," in *Proc. European Conference on Optical Communications (ECOC)*, Sep. 2009, pp. 1–2, paper 10.3.5. (Cité pages 33 et 41.)
- [58] C. Clarke, R. Griffin, and T. Goodall, "Highly integrated DQPSK modules for 40 Gb/s transmission," in *Proc. Optical Fiber Communication Conference (OFC)*, Mar. 2009, pp. 1–3, paper NWD3. (Cité pages 33, 39 et 40.)
- [59] M. Sudo, T. Sakamoto, I. Morohashi, A. Kanno, A. Chiba, T. Kawanishi, and J. Ichikawa, "40Gb/s DP-NRZ-QPSK signal generation using a dual-polarization quad-parallel Mach-Zehnder Modulator," in *Proc. Optoelectronics and Communications Conference (OECC)*, Jul. 2010, pp. 456–457, paper 8B2-3. (Cité pages 33 et 40.)
- [60] K. Murata and T. Saida, "Optical Device Technologies for Future Network Evolution," *NTT Technical Review*, vol. 9, no. 3, Mar. 2011. (Cité page 34.)
- [61] C. Kazmierski, A. Konczykowska, F. Jorge, F. Blache, M. Riet, C. Jany, and A. Scavenec, "100 Gb/s operation of an AlGaInAs semi-insulating buried heterojunction EML," in *Proc. Optical Fiber Communication Conference (OFC)*, Mar. 2009, pp. 1–3. (Cité page 37.)
- [62] M. Suzuki, Y. Noda, H. Tanaka, S. Akiba, Y. Kushiro, and H. Isshiki, "Monolithic integration of InGaAsP/InP distributed feedback laser and electroabsorption modulator by vapor phase epitaxy," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 5, no. 9, pp. 1277–1285, Sep. 1987. (Cité page 37.)
- [63] J. Petit, W. Akhtar, J.-C. Bouley, P. Gallion, D. Erasme, C. Kazmierski, C. Jany, J. Decobert, F. Alexandre, and N. Dupuis, "Dual-modulation of a novel electro-absorption modulated laser for radio-over-fiber systems," in *Semiconductor Lasers and Laser Dynamics IV*, vol. 7720, no. 1, 2010. (Cité page 37.)
- [64] R. A. Salvatore, R. T. Sahara, and H. Lu, "Publication de Brevet numéro US 2003/6574260 B2 : Electroabsorption modulated laser ," 2003. (Cité page 37.)
- [65] L. Johansson, Y. Akulova, G. Fish, and L. Coldren, "Sampled-grating DBR laser integrated with SOA and tandem electroabsorption modulator for chirp-control," *Electronics Letters*, vol. 40, no. 1, pp. 70–71, Jan. 2004. (Cité page 38.)
- [66] K. Asaka, Y. Suzaki, Y. Kawaguchi, S. Kondo, Y. Noguchi, H. Okamoto, R. Iga, and S. Oku, "Lossless electroabsorption modulator monolithically integrated with a semiconductor optical amplifier and a passive waveguide," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 15, no. 5, pp. 679–681, May 2003. (Cité page 38.)

- [67] N. Dupuis, A. Garreau, C. Jany, J. Decobert, F. Alexandre, R. Brenot, J. Landreau, N. Lagay, F. Martin, D. Carpentier, and C. Kazmierski, "10 Gbit/s Semi-Insulating Buried Heterostructure Loss-less Reflective Amplified Modulator for Wavelength Agnostic Networks," in *Proc. Optical Fiber Communication Conference (OFC)*, 2008. (Cité pages 38, 51, 64 et 100.)
- [68] L. Johansson, Z. Hu, D. Blumenthal, L. Coldren, Y. Akulova, and G. Fish, "40-GHz dual-mode-locked widely tunable sampled-grating DBR laser," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, no. 2, pp. 285–287, Feb. 2005. (Cité pages 38, 42 et 43.)
- [69] S. Y. Lee, H. Yang, Y. C. Li, C. W. Lee, and T. Mei, "Integrated twin modulator switches through MMI splitting and electroabsorption modulation," *Semiconductor Science and Technology*, vol. 24, no. 12, 2009. (Cité page 38.)
- [70] I. Kang, "Phase-shift-keying and on-off-keying with improved performances using electroabsorption modulators with interferometric effects," *Opt. Express*, vol. 15, no. 4, pp. 1467–1473, 2007. (Cité pages 38 et 91.)
- [71] I. Kang, S. Chandrasekhar, L. Buhl, P. G. Bernasconi, X. Liu, C. R. Giles, C. Kazmierski, N. Dupuis, J. Decobert, F. Alexandre, C. Jany, A. Garreau, J. Landreau, M. Rasras, M. Cappuzzo, L. T. Gomez, Y. F. Chen, M. P. Earnshaw, J. Lee, A. Leven, and C. Dorrer, "A hybrid electroabsorption modulator device for generation of high spectral-efficiency optical modulation formats," *Opt. Express*, vol. 16, no. 12, pp. 8480–8486, 2008. (Cité pages 39 et 91.)
- [72] A. Naughton, P. Ossieur, C. Antony, D. Smith, A. Borghesani, D. Moodie, G. Maxwell, P. Healey, and P. Townsend, "Error-Free 10Gb/s Duobinary Transmission over 215km of SSMF using a Hybrid Photonic Integrated Reflective Modulator," in *Proc. Optical Fiber Communication Conference (OFC)*, Mar. 2012, pp. 73–78, paper OW4F.3. (Cité page 39.)
- [73] C. R. Doerr, L. Zhang, A. L. Adamiecki, N. J. Sauer, J. H. Sinsky, and P. J. Winzer, "Compact EAM-based InP DQPSK modulator and demonstration at 80 Gb/s," in *Proc. Optical Fiber Communication Conference (OFC)*, Mar. 2007, paper PDP33. (Cité pages 39, 40, 91, 92 et 182.)
- [74] C. Doerr, L. Zhang, P. Winzer, and A. Gnauck, "28-Gbaud InP square or hexagonal 16-QAM modulator," in *Proc. Optical Fiber Communication Conference (OFC)*, Mar. 2011, pp. 1–3, paper OMU2. (Cité pages 39, 41 et 91.)
- [75] Y. Shibata, E. Yamada, T. Yasui, A. Ohki, K. Watanabe, H. Ishii, R. Iga, and H. Oohashi, "Demonstration of 112-Gbit/s DP-QPSK modulation using InP n-p-i-n Mach-Zehnder Modulators," in *Proc. European Conference on Optical Communications (ECOC)*, Sep. 2010, pp. 1–3, paper Mo.2.F.2. (Cité pages 39 et 40.)
- [76] P. Evans, M. Fisher, R. Malendevich, A. James, P. Studenkov, G. Goldfarb, T. Vallaitis, M. Kato, P. Samra, S. Corzine, E. Strzelecka, R. Salvatore, F. Sedgwick, M. Kuntz, V. Lal, D. Lambert, A. Dentai, D. Pavinski, J. Zhang, B. Behnia, J. Bostak, V. Dominic, A. Nilsson, B. Taylor, J. Rahn, S. Sanders, H. Sun, K.-T. Wu, J. Pleumeekers, R. Muthiah, M. Missey, R. Schneider, J. Stewart, M. Reffle, T. Butrie, R. Nagarajan, C. Joyner, M. Ziari, F. Kish, and D. Welch, "Multi-channel coherent PM-QPSK InP transmitter photonic integrated circuit (PIC) operating at 112 Gb/s per wavelength," in *Proc. Optical Fiber Communication Conference (OFC)*, Mar. 2011, pp. 1–3, paper PDPC7. (Cité pages 39 et 40.)
- [77] E. Yamada, Y. Shibata, K. Watanabe, T. Yasui, A. Ohki, H. Mawatari, S. Kanazawa, R. Iga, and H. Ishii, "Demonstration of 50 Gbit/s 16QAM signal generation by novel 16QAM generation method using a dual-drive InP mach-zehnder modulator," in *Proc. Optical Fiber Communication Conference (OFC)*, Mar. 2011, pp. 1–3. (Cité pages 39 et 41.)
- [78] T. Yamada, Y. Sakamaki, T. Shibata, A. Kaneko, A. Sano, and Y. Miyamoto, "Compact 111-Gbit/s integrated RZ-DQPSK modulator using hybrid assembly technique with silica-based PLCs and LiNbO₃ devices," in *Proc. Optical Fiber Communication Conference (OFC)*, Feb. 2008, pp. 1–3, paper OThC3. (Cité page 40.)
- [79] H. Yamazaki, T. Yamada, T. Goh, and A. Kaneko, "PDM-QPSK modulator with a hybrid configuration of silica PLCs and LiNbO₃ phase modulators," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 29, no. 5, pp. 721–727, Mar. 2011. (Cité page 40.)

- [80] H. Yamazaki, T. Yamada, T. Goh, and S. Mino, "Multilevel optical modulator with PLC and LiNbO₃ hybrid integrated circuit," in *Proc. Optical Fiber Communication Conference (OFC)*, Mar. 2011, pp. 1–3, paper OWV1. (Cité page 41.)
- [81] S. Arahira, H. Yaegashi, K. Nakamura, and Y. Ogawa, "Generation of Tunable Carrier-Suppressed Optical Pulses From Mode-Locked DBR Laser Diode Operating With Two Carrier-Wavelengths," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 44, no. 6, pp. 595–602, Jun. 2008. (Cité pages 42 et 43.)
- [82] Y. Miyamoto, K. Yonenaga, and S. Kuwahara, "Dispersion-tolerant RZ signal transmission using baseband differential code and carrier suppressed modulation," in *Proc. European Conference on Optical Communications (ECOC)*, vol. 1, 1998, pp. 351–352. (Cité pages 42 et 43.)
- [83] A. Hirano, Y. Miyamoto, K. Yonenaga, A. Sano, and H. Toba, "40 Gbit/s L-band transmission experiment using SPM-tolerant carrier-suppressed RZ format," *Electronics Letters*, vol. 35, no. 25, pp. 2213–2215, Sep. 1999. (Cité pages 42, 43 et 103.)
- [84] Y. Dong, H. He, Y. Su, and W. Hu, "RZ/CSRZ-DPSK Signal Generation Using Only One Mach-Zehnder Modulator," in *Proc. Optical Fiber Communication Conference (OFC)*, 2006, paper JThB44. (Cité pages 42, 43 et 104.)
- [85] S.-K. Kang, D.-S. Lee, H. Cho, and J. Ko, "Demonstration of CSRZ Signal Generator Using Single-Stage Mach-Zehnder Modulator and Wideband CMOS Signal Mixer," *ETRI Journal*, vol. 30, no. 2, pp. 249–254, Apr. 2008. (Cité pages 42 et 43.)
- [86] H. Murai, M. Kagawa, H. Tsuji, and K. Fujii, "EA-Modulator-Based Optical Time Division Multiplexing/Demultiplexing Techniques for 160-Gb/s Optical Signal Transmission," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 13, no. 1, pp. 70–78, Feb. 2007. (Cité pages 42 et 43.)
- [87] K. Sato, A. Hirano, N. Shimizu, T. Ohno, and H. Ishii, "Dual mode operation of semiconductor mode-locked lasers for anti-phase pulse generation," in *Proc. Optical Fiber Communication Conference (OFC)*, 2000, paper ThW3. (Cité pages 42 et 43.)
- [88] C. Bobbert, J. Kreissl, L. Molle, F. Raub, M. Rohde, B. Sartorius, A. Umbach, and G. Jacumeit, "Novel compact 40 Ghz RZ-pulse-source based on self-pulsating phaseCOMB lasers," in *Proc. Optical Fiber Communication Conference (OFC)*, vol. 1, 2004, paper WL5. (Cité pages 42 et 43.)
- [89] S. Gouraud, "Croissance sélective d'InP dopé Fer par MOVPE assistée par Tertio-Butyle de Chlore (TBCl). Application à la réalisation de modulateurs électro-optiques à base de GaInAsP et d'AlGaInAs sur substrat InP," Ph.D. dissertation, Université Blaise Pascal - Clermont II. (Cité pages 47, 59, 60 et 119.)
- [90] M. Nakazawa, K. Kikuchi, and T. Miyazaki, "High spectral density optical communication technologies," *Optical Fiber Communication Reports*, 2011. (Cité page 48.)
- [91] M. Kamoun, "Etude et réalisation de structures de diodes laser à divergence réduite," Ph.D. dissertation, Université de Paris 11, Orsay. (Cité pages 49 et 55.)
- [92] L. Coldren and S. Corzine, "Diode lasers and photonic integrated circuits," *Wiley series in microwave and optical engineering*, 1995. (Cité page 50.)
- [93] P. Thijs, L. Tiemeijer, J. Binsma, and T. Van Dongen, "Progress in long-wavelength strained-layer InGaAs(P) quantum-well semiconductor lasers and amplifiers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 30, no. 2, pp. 477–499, Feb. 1994. (Cité page 50.)
- [94] A. Massara, S. Yang, T. Houle, R. Thilakumara, R. Penty, and I. White, "Uncooled, 10 Gb/s operation of two-contact InGaAsP lasers with low drive current," in *Proc. Optical Fiber Communication Conference (OFC)*, vol. 3, Mar. 2001. (Cité page 50.)
- [95] M. Pantouvaki, C. Liu, C. Renaud, S. Cole, M. Robertson, R. Gwilliam, and A. Seeds, "Monolithically integrated QCSE-tuned InGaAsP MQW ridge waveguide DBR laser," in *Proc. Indium Phosphide and Related Materials Conference (IPRM)*, 2006, pp. 72–74. (Cité page 50.)

- [96] M. T. Camargo Silva, J. P. Sih, T. M. Chou, J. K. Kirk, G. A. Evans, and J. K. Butler, "1.3 μm Strained MQW AlGaInAs and InGaAsP Ridge-Waveguide Lasers a Comparative Study," in *Proc. IMOC*, 1999, pp. 10–12. (Cité page 50.)
- [97] K. Wakita, I. Kotaka, H. Asai, S. Nojima, and O. Mikami, "High-efficiency electroabsorption in quaternary AlGaInAs quantum-well optical modulators," *Electronics Letters*, vol. 24, no. 21, Oct. 1988. (Cité page 50.)
- [98] I. Kaminow, T. Li, and A. Willner, "Optical Fiber Telecommunications V A : Components and Subsystems," 2008. (Cité page 50.)
- [99] J. Minch, S. Park, T. Keating, and S. Chuang, "Theory and experiment of $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ and $\text{In}_{1-x-y}\text{Ga}_x\text{Al}_y\text{As}$ long-wavelength strained quantum-well lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 35, no. 5, pp. 771–782, May 1999. (Cité page 50.)
- [100] S. J. Sweeney, S. R. Jin, R. Fehse, A. R. Adams, T. Higashi, H. Riechert, and P. Thijs, "A comparison of the thermal stability of InGaAsP, AlGaInAs and GaInNAs quantum-well lasers for 1.3 μm operation," in *Proc. International Semiconductor Laser Conference.*, 2002, pp. 43–44. (Cité page 50.)
- [101] J. A. Brum and G. Bastard, "Electric-field-induced dissociation of excitons in semiconductor quantum wells," *Phys. Rev. B*, vol. 31, pp. 3893–3898, Mar. 1985. (Cité page 50.)
- [102] J. Shimizu, M. Aoki, T. Tsuchiya, M. Shirai, A. Taike, T. Ohtoshi, and S. Tsuji, "Advantages of optical modulators with InGaAlAs/InGaAlAs MQW Structure," *Electronics Letters*, vol. 38, no. 15, pp. 821–822, 2002. (Cité page 51.)
- [103] W. Kobayashi, N. Fujiwara, T. Yamanaka, T. Tadokoro, T. Fujisawa, Y. Shibata, M. Ishikawa, M. Arai, K. Tsuzuki, and F. Kano, "Full C-Band 10-Gb/s 40-km SMF Transmission of InGaAlAs Electroabsorption Modulator," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 28, no. 20, pp. 3012–3018, Oct. 2010. (Cité page 51.)
- [104] M. Herman, W. Richter, and H. Sitter, "Epitaxy : physical principles and technical implementation," 2004. (Cité pages 51 et 109.)
- [105] R. M. Knox and P. P. Toullos, "Integrated circuits for the millimeter through optical frequency range," in *Proc. MRI Symp. on Submillimeter Waves*, 1970, pp. 497–516. (Cité page 54.)
- [106] S. Miller, "Integrated optics : An introduction," *Bell Labs Technical Journal*, vol. 48, pp. 2059–2069, 1969. (Cité page 61.)
- [107] Infinera, "Photonic Integrated Circuits - A Technology and Application Primer," *White Paper*, 2005. (Cité page 61.)
- [108] R. Nagarajan, M. Kato, J. Pleumeekers, P. Evans, S. Corzine, S. Hurtt, A. Dentai, S. Murthy, M. Missey, R. Muthiah, R. Salvatore, C. Joyner, R. Schneider, M. Ziari, F. Kish, and D. Welch, "InP Photonic Integrated Circuits," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 16, no. 5, pp. 1113–1125, Sep. 2010. (Cité page 61.)
- [109] E. Skogen, J. Raring, G. Morrison, C. Wang, V. Lal, M. Masanovic, and L. Coldren, "Monolithically integrated active components : a quantum-well intermixing approach," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 11, no. 2, pp. 343–355, Mar. 2005. (Cité pages 62 et 65.)
- [110] Y. Kawamura, K. Wakita, Y. Yoshikuni, Y. Itaya, and H. Asahi, "Monolithic integration of a DFB laser and an MQW optical modulator in the 1.5 μm wavelength range," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 23, no. 6, pp. 915–918, Jun. 1987. (Cité page 63.)
- [111] C. Jany, C. Kazmierski, J. Decobert, F. Alexandre, F. Blache, O. Drisse, D. Carpentier, N. Lagay, F. Martin, E. Derooin, T. Johansen, and C. Jiang, "Semi-insulating buried heterostructure 1.55 μm InGaAlAs electro-absorption modulated laser with 60GHz bandwidth," in *Proc. European Conference on Optical Communications (ECOC)*, 2007. (Cité pages 64, 100 et 169.)

- [112] N. Dupuis, "Intégration par épitaxie sélective d'un Modulateur Electro-Absorbant et d'un Amplificateur Optique à base de puits quantiques AlGaInAs," Ph.D. dissertation, Université de Metz. (Cité page 64.)
- [113] B. Mason, G. Fish, S. DenBaars, and L. Coldren, "Widely tunable sampled grating DBR laser with integrated electroabsorption modulator," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, no. 6, pp. 638–640, Jun. 1999. (Cité page 65.)
- [114] B. Mason, J. Barton, G. Fish, L. Coldren, and S. Denbaars, "Design of sampled grating DBR lasers with integrated semiconductor optical amplifiers," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, no. 7, pp. 762–764, Jul. 2000. (Cité page 65.)
- [115] J. Barton, E. Skogen, M. Masanovic, S. Denbaars, and L. Coldren, "A widely tunable high-speed transmitter using an integrated SGDBR laser-semiconductor optical amplifier and Mach-Zehnder modulator," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 9, no. 5, pp. 1113–1117, Sep. 2003. (Cité page 65.)
- [116] H. S. Djie and T. Mei, "Plasma-induced quantum well intermixing for monolithic photonic integration," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Mar. 2005. (Cité page 65.)
- [117] M. J. C. Chan, "Study on reduction of passive waveguide's loss by selective Zinc diffusion for Selective Area MOVPE monolithically integrated photonic devices," *Dissertation submitted to the graduation school of Engineering of the University of Tokyo*, 2007. (Cité pages 65 et 66.)
- [118] M. Nakamura, A. Yariv, H. Yen, S. Somekh, and H. L. Garvin, "Optically pumped GaAs surface laser with corrugation feedback," *Applied Physics Letters*, vol. 22, no. 10, pp. 515–516, May 1973. (Cité page 67.)
- [119] A. Koster, "Emetteurs de lumière à semi-conducteurs," *Formation continue CEETAM*, Oct. 2001. (Cité page 67.)
- [120] M. Pospiech and S. Liu, "Laser Diodes - An Introduction," *University of Hannover*, May 2004. (Cité page 69.)
- [121] H. Debregeas-Sillard, "Lasers accordables en longueur d'onde intégrés sur matériaux semi-conducteurs," Ph.D. dissertation, Université de Paris 11, Orsay. (Cité pages 69, 195 et 198.)
- [122] G. L. Li, P. K. L. Yu, W. S. C. Chang, K. K. Loi, C. K. Sun, and S. A. Pappert, "Concise RF equivalent circuit model for electroabsorption modulators," *Electronics Letters*, vol. 36, no. 9, pp. 818–820, Apr. 2000. (Cité pages 72 et 73.)
- [123] G. L. Li, R. Welstand, J. Zhu, and P. K. L. Yu, "Self bias control of electroabsorption modulator," *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, pp. 1007–1010, 1998. (Cité page 72.)
- [124] J.-C. Simon, "GaInAsP semiconductor laser amplifiers for single mode fiber communications," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 5, no. 9, pp. 1286–1295, Sep. 1987. (Cité page 74.)
- [125] D. M. Baney, P. Gallion, and R. S. Tucker, "Theory and measurement techniques for the noise figure of optical amplifiers," *Optical Fiber Technology*, vol. 6, no. 2, pp. 122–154, 2000. (Cité page 75.)
- [126] M. Connelly, "Semiconductor optical amplifiers," *Kluwer Academic*, 2002. (Cité page 75.)
- [127] M. Le Ligne, V. Le Gleau, D. H. Bon Hoa, and M. J. Connelly, "Two-section semiconductor laser amplifier used as a phase modulator in a DPSK heterodyne systems," *Journal of Optical Communications*, vol. 15, pp. 82–85, 1994. (Cité page 76.)
- [128] M. Ali and G. Metivier, "Performance analysis of multichannel 16/64-QAM CATV distribution network using semiconductor optical amplifier as an external modulator," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 9, no. 5, pp. 690–692, May 1997. (Cité page 76.)
- [129] T. Durhuus, B. Mikkelsen, C. Joergensen, S. Lykke Danielsen, and K. Stubkjaer, "All-optical wavelength conversion by semiconductor optical amplifiers," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 14, no. 6, pp. 942–954, Jun. 1996. (Cité page 76.)

- [130] A. Ehrhardt, M. Eiselt, G. Grossopf, L. Kuller, R. Ludwig, W. Pieper, R. Schnabel, and H. Weber, "Semiconductor laser amplifier as optical switching gate," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 11, no. 8, pp. 1287–1295, Aug. 1993. (Cité page 76.)
- [131] G. Contestabile, "All-optical signal regeneration using SOAs," in *Proc. Communications and Photonics Conference and Exhibition (ACP)*, Dec. 2010, pp. 7–8. (Cité page 76.)
- [132] T. Tamir, "Integrated optics (topics in applied physics, vol 7)," *Springer*, 1982. (Cité page 77.)
- [133] M. Smit and X. Leijtens, "Integration of passive and active components in InP based PICs," *Integrated Photonics and Nanophotonics Research and Applications*, 2009. (Cité page 77.)
- [134] L. B. Soldano, "MultiMode Interference Couplers - Design and Applications," Ph.D. dissertation, Universidad de Buenos Aires, 1994. (Cité pages 77, 84, 86 et 146.)
- [135] T. R. Zaman, X. Guo, and R. J. Ram, "Semiconductor waveguide isolators," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 26, no. 12, pp. 291–301, 2008. (Cité pages 77 et 86.)
- [136] M. Hamacher, H. Heidrich, D. G. Rabus, and U. Troppenz, "InP-based high index waveguides on GaInAsP/InP for applications in active/passive ring resonators," in *Proc. Integrated Optics : Devices, Materials, and Technologies VI*, vol. 4640, no. 1, 2002, pp. 37–45. (Cité page 77.)
- [137] R. Baets and P. E. Lagasse, "Loss calculation and design of arbitrarily curved integrated-optic waveguides," *Journal of the Optical Society of America*, vol. 73, no. 2, pp. 177–182, Feb. 1983. (Cité page 78.)
- [138] F. J. Mustieles, E. Ballesteros, and P. Baquero, "S-bend theoretical profile for minimum radiation losses," in *Integrated Photonics Research*, 1992, paper TuE3. (Cité page 78.)
- [139] K. R. Hiremath, M. Hammer, R. Stoffer, L. Prkna, and J. Ctyroky, "Analytic approach to dielectric optical bent slab waveguides," *Optical and Quantum Electronics*, vol. 37, pp. 37–61, 2005. (Cité page 78.)
- [140] B. M. A. Rahman, D. M. H. Leung, S. S. A. Obayya, and K. T. V. Grattan, "Numerical analysis of bent waveguides : bending loss, transmission loss, mode coupling, and polarization coupling," *Applied Optics*, vol. 47, no. 16, pp. 2961–2970, Jun. 2008. (Cité page 78.)
- [141] B. Little, S. Chu, H. Haus, J. Foresi, and J.-P. Laine, "Microring resonator channel dropping filters," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, no. 6, pp. 998–1005, Jun. 1997. (Cité page 78.)
- [142] R. Hayes and D. Yap, "Gaas spiral optical waveguides for delay-line applications," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 11, no. 3, pp. 523–528, Mar. 1993. (Cité page 78.)
- [143] X. Jiang, W. Qi, H. Zhang, Y. Tang, Y. Hao, J. Yang, and M. Wang, "Low crosstalk 1×2 thermo-optic digital optical switch with integrated s-bend attenuator," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 18, no. 4, pp. 610–612, 2006. (Cité page 78.)
- [144] M. Zirngibl, C. Joyner, L. Stulz, T. Gaiffe, and C. Dragone, "Polarisation independent 8*8 waveguide grating multiplexer on inP," *Electronics Letters*, vol. 29, no. 2, pp. 201–202, Jan. 1993. (Cité page 78.)
- [145] W. Henke, W. Hoppe, H. Quenzer, P. Staudt-Fischbach, and B. Wagner, "Simulation and experimental study of gray-tone lithography for the fabrication of arbitrarily shaped surfaces," in *Proc. Micro Electro Mechanical Systems*, Jan. 1994, pp. 205–210. (Cité page 79.)
- [146] D. Carrara, "Modélisation d'un convertisseur de mode optique pour laser-modulateur intégrés à guide enterré," *Rapport de projet de fin d'étude au III-V Lab*, 2008. (Cité page 80.)
- [147] M. Izutsu, Y. Nakai, and T. Sueta, "Operation mechanism of the single-mode optical-waveguide Y junction," *Optics Letters*, vol. 7, no. 3, pp. 136–138, Mar. 1982. (Cité page 81.)
- [148] H. F. Talbot, "Facts relating to optical science No IV," *Edinburgh Philosophical Mag.*, vol. 9, pp. 401–407, 1836. (Cité page 82.)
- [149] D. Marcuse, "Light transmission optics," 1972. (Cité page 82.)

- [150] O. Bryngdhal, "Image formation using self-imaging techniques," *Journal of the Optical Society of America*, vol. 63, pp. 416–419, 1973. (Cité page 82.)
- [151] L. B. Soldano and E. C. M. Pennings, "Optical MultiMode Interference devices based on self-imaging : Principles and applications," *Journal of lightwave technology*, vol. 13, pp. 615–627, 1995. (Cité pages 82 et 86.)
- [152] E. d'Hardemare, "Modélisation et simulation de composants mmi," *Rapport de projet de fin d'étude au III-V Lab*, 2001. (Cité page 83.)
- [153] R. M. Jenkins, R. W. J. Deveraux, and J. Heaton, "Waveguide beam splitters and recombiners based on multimode propagation phenomena," *Optics Letters*, vol. 17, pp. 991–993, 1992. (Cité page 85.)
- [154] M. Bachmann, P. A. Besse, and H. Melchior, "Phase relations in multimode interference couplers and their applications to generalized integrated Mach-Zender optical switches," in *Proc. European Conf. Integrated Optics (ECIO)*, vol. 2, 1993, pp. 22–23. (Cité page 85.)
- [155] T. R. Zaman, X. Guo, and R. J. Ram, "Proposal for a polarization independent integrated optical circulator," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 18, no. 12, pp. 1359–1361, 2006. (Cité page 86.)
- [156] C. R. Doerr, L. Winzer, P. J. Zhang, L. Buhl, and N. J. Sauer, "Monolithic InP 16-QAM Modulator," in *Proc. Optical Fiber Communication Conference (OFC)*, 2008, paper PDP20. (Cité pages 92 et 93.)
- [157] A. Lowery, "New dynamic semiconductor laser model based on the transmission-line modelling method," *Optoelectronics, IEE Proceedings J*, vol. 134, no. 5, pp. 281–289, Oct. 1987. (Cité page 94.)
- [158] S. F. Mingaleev and K. Busch, "Scattering matrix approach to large-scale photonic crystal circuits," *Optics Letters*, vol. 28, no. 8, pp. 619–621, Apr. 2003. (Cité page 94.)
- [159] C. Arellano, S. Mingaleev, E. Sokolov, I. Koltchanov, and A. Richter, "Efficient design of photonic integrated circuits," in *Proc. 13th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON)*, Jun. 2011, pp. 1–5. (Cité page 95.)
- [160] C. Jany, J. Decobert, F. Alexandre, A. Garreau, J.-G. Provost, O. Drisse, E. Derouin, F. Blache, J. Landreau, N. Lagay, F. Martin, D. Carpentier, and C. Kazmierski, "10 Gbit/s 1.55 μm 25km transmission at 90°C with new self thermally compensated AlGaInAs directly modulated laser," in *Proc. Optical Fiber Communication Conference (OFC)*, Mar. 2007, pp. 1–3. (Cité pages 100, 101 et 165.)
- [161] D.-S. Lee, M. S. Lee, Y. J. Wen, and A. Nirmalathas, "Electrically band-limited CSRZ-DPSK signal with a simple transmitter configuration and reduced linear crosstalk in high spectral efficiency DWDM systems," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 9, pp. 2135–2137, Sep. 2004. (Cité page 104.)
- [162] T. R. Christenson, "Micro-electro-mechanical systems (MEMS)," *AccessScience*, 2004. (Cité page 110.)
- [163] S. Franssila, "Introduction to microfabrication," 2004. (Cité pages 111 et 112.)
- [164] O. Patard, " tude des reprises d' pitaxie MOVPE pour intégration sur InP de circuit photonique   guides enterr s," Ph.D. dissertation, INSA de Rennes. (Cité page 119.)
- [165] B. L. Danielson and C. D. Whittenberg, "Guided-wave reflectometry with micrometer resolution," *Applied Optics*, vol. 26, no. 14, pp. 2836–2842, Jul. 1987. (Cité page 131.)
- [166] R. C. Youngquist, S. Carr, and D. E. N. Davies, "Optical coherence-domain reflectometry : a new optical evaluation technique," *Optics Letters*, vol. 12, no. 3, pp. 158–160, Mar. 1987. (Cité page 131.)
- [167] R. Hui and M. O'Sullivan, "Fiber optic measurement techniques," 2009. (Cité page 131.)
- [168] R. Rieske, K. Nieweglowski, and K.-J. Wolter, "Cost effective method for spatially resolved characterisation of board level optical waveguides," in *Proc. 26th International Spring Seminar on Electronics Technology : Integrated Management of Electronic Materials Production*, May 2003. (Cité page 132.)
- [169] U. Wiedmann, P. Gallion, and G.-H. Duan, "A generalized approach to optical low-coherence reflectometry including spectral filtering effects," *J. Lightwave Technol.*, vol. 16, no. 7, Jul. 1998. (Cité page 132.)

- [170] Y. Gottesman, "Exploration de la réflectométrie à faible cohérence pour l'analyse des composants et circuits photonique," Ph.D. dissertation, Université de droit, d'économie et des sciences d'Aix-Marseille (Aix-Marseille III), 2001. (Cité pages 132 et 133.)
- [171] K. Kasaya, Y. Yoshikuni, and H. Ishii, "Measurements of a semiconductor waveguide using a low-coherence interferometric reflectometer," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 8, no. 2, pp. 251–253, Feb. 1996. (Cité pages 134 et 135.)
- [172] G. Belenky, J. Reynolds, C.L., D. Donetsky, G. Shtengel, M. Hybertsen, M. Alam, G. Baraff, R. Smith, R. Kazarinov, J. Winn, and L. Smith, "Role of p-doping profile and regrowth on the static characteristics of 1.3- μm MQW InGaAsP-InP lasers : experiment and modeling," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 35, no. 10, pp. 1515–1520, Oct. 1999. (Cité page 137.)
- [173] C. Henry, R. Logan, F. Merritt, and J. Luongo, "The effect of intervalence band absorption on the thermal behavior of InGaAsP lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 19, no. 6, pp. 947–952, Jun. 1983. (Cité page 137.)
- [174] H. C. Casey and P. L. Carter, "Variation of intervalence band absorption with hole concentration in p-type InP," *Applied Physics Letters*, vol. 44, no. 1, pp. 82–83, Jan. 1984. (Cité page 137.)
- [175] E. Rao, Y. Gottesman, M. Allovon, E. Vergnol, D. Sigogne, A. Talneau, H. Sik, S. Slempek, B. Theys, and J. Chevallier, "A significant reduction of propagation losses in InGaAsP-InP buried-stripe waveguides by hydrogenation," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 10, no. 3, pp. 370–372, Mar. 1998. (Cité page 138.)
- [176] D. Tregoat, F. Barthe, P. Berthier, M. Bordes, V. Colson, J. Gentner, S. Hubert, D. Leclerc, L. Le Guezigou, A. Lestra, E. Rao, N. Tschertner, and B. Fernier, "High-efficiency 1.3 μm Fabry-Perot laser diode based on hydrogenated passive spot-size converter," in *Proc. Indium Phosphide and Related Materials (IPRM)*, 2000, pp. 306–310. (Cité page 138.)
- [177] R. Regener and W. Sohler, "Loss in low-finesse Ti :LiNbO₃ optical waveguide resonators," *Applied Physics B : Lasers and Optics*, vol. 36, pp. 143–147, 1985. (Cité page 139.)
- [178] E. C. M. Pennings, R. Van Roijen, M. J. N. Van Stralen, P. J. De Waard, R. G. M. P. Koumans, and B. H. Verbeek, "Reflection Properties of Multimode Interference Devices," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 6, no. 6, pp. 715–718, 1994. (Cité page 147.)
- [179] R. Tkach and A. Chraplyvy, "Regimes of feedback effects in 1.5 μm distributed feedback lasers," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 4, no. 11, pp. 1655–1661, Nov. 1986. (Cité page 147.)
- [180] A. Lestra and P. Brosseau, "Design rules for a low-chirp integrated DFB laser with an electroabsorption modulator," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 8, no. 8, pp. 998–1000, Aug. 1996. (Cité page 147.)
- [181] P. Brosseau and A. Lestra, "Numerical simulation of an integrated laser modulator," in *Proc. of Microwave and Optoelectronics Conference*, vol. 1, Aug. 1997, pp. 73–78. (Cité page 147.)
- [182] Y. Gottesman, E. Rao, and B. Dagens, "A novel design proposal to minimize reflections in deep-ridge multimode interference couplers," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, no. 12, pp. 1662–1664, Dec. 2000. (Cité pages 149 et 152.)
- [183] R. Hanfoug, L. M. Augustin, Y. Barbarin, J. J. G. M. V. D. Tol, E. Bente, F. Karouta, D. Rogers, Y. S. Oei, X. J. M. Leijtens, and M. K. Smit, "A Multimode Interference coupler with low reflections," 2005, pp. 97–100. (Cité page 149.)
- [184] N. Dupuis, J. Décobert, P. Lagrée, N. Lagay, F. Poingt, C. Kazmierski, A. Ramdane, and A. Ougazaden, "Mask pattern interference in AlGaInAs selective area metallorganic vapor-phase epitaxy : Experimental and modeling analysis," *Journal of Applied Physics*, vol. 103, no. 11, Jun. 2008. (Cité page 154.)
- [185] D. Hoffmann, H. Heidrich, G. Wenke, R. Langenhorst, and E. Dietrich, "Integrated optics eight-port 90° hybrid on LiNbO₃," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 7, no. 5, pp. 794–798, May 1989. (Cité page 170.)

- [186] G. Campuzano, C. Palavicini, P. Gallion, C. Chabran, and Y. Jaouen, "Determination of Optically-Induced Complex Index Change Using a Phase-Sensitive OLCR Technique," in *Proc. European Conference on Optical Communications (ECOC)*, vol. 1, Sep. 2002, pp. 1–2. (Cité page 170.)
- [187] R. Halir, I. Molina-Fernández, J. G. Wangüemert-Pérez, A. O.-M. nux, J. de Oliva-Rubio, and P. Cheben, "Characterization of integrated photonic devices with minimum phase technique," *Optics Express*, vol. 17, no. 10, pp. 8349–8361, May 2009. (Cité page 170.)
- [188] J. Godin, A. Konczykowska, J.-Y. Dupuy, F. Jorge, M. Riet, J. Moulu, V. Nodjiadjim, P. Berdaguer, F. Blache, and A. Gnauck, "InP DHBT Very High Speed Power-DACs for Spectrally Efficient Optical Transmission Systems," in *IEEE Compound Semiconductor Integrated Circuit Symposium (CSICS)*, Oct. 2011, pp. 1–4. (Cité pages 181 et 182.)
- [189] A. H. Gnauck, P. Winzer, A. Konczykowska, F. Jorge, J.-Y. Dupuy, M. Riet, G. Charlet, B. Zhu, and D. W. Peckham, "Generation and Transmission of 21.4-Gbaud PDM 64-QAM using a High-Power DAC Driving a Single I/Q modulator," in *Proc. Optical Fiber Communication Conference (OFC)*, 2011, paper PDPB2. (Cité page 184.)
- [190] S. Gouraud, "Convertisseur millimétrique optique à bande latérale unique pour le transport radio sur fibre," Ph.D. dissertation, Université de Bretagne occidentale. (Cité page 184.)
- [191] K. Iga, "Surface-emitting laser-its birth and generation of new optoelectronics field," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 6, no. 6, pp. 1201–1215, Dec. 2000. (Cité page 200.)
- [192] J. P. Weber, "Optimization of the carrier-induced effective index change in InGaAsP waveguides-application to tunable Bragg filters," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 30, no. 8, pp. 1801–1816, Aug. 1994. (Cité page 200.)
- [193] M. Seimetz, "High-order modulation for optical fiber transmission," 2009. (Cité page 201.)

NOTATIONS

AM	<i>Amplitude Modulation</i>	MZM	<i>Mach-Zehnder Modulator</i>
ASK	<i>Amplitude Shift Keying</i>	NRZ	<i>Non Return to Zero</i>
BER	<i>Bit Error Rate</i>	OFDM	<i>Orthogonal Frequency-Division Multiplexing</i>
BPM	<i>Beam Propagation Method</i>	OIF	<i>Optical Internetworking Forum</i>
CDMA	<i>Code Division Multiple Acces</i>	OLCR	<i>Optical Low Coherence Reflectometry</i>
CSRZ	<i>Carrier Suppressed Return to Zero</i>	OOK	<i>On/Off Keying</i>
CVD	<i>Chemical Vapor Deposition</i>	OSNR	<i>Optical Signal to Noise Ratio</i>
DBR	<i>Distribued Bragg Reflector</i>	PECVD	<i>Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition</i>
DC	<i>Direct Current</i>	PIC	<i>Photonic Integrated Circuit</i>
DFB	<i>Distributed FeedBack</i>	PM	<i>Polarization Multiplexing</i>
DML	<i>Directly Modulated Laser</i>	PRBS	<i>Pseudo-Random Binary Sequence</i>
DWDM	<i>Dense Wavelength Division Multiplexing</i>	PS	<i>Phase Shifter</i>
EDFA	<i>Erbium Doped Fiber Amplifier</i>	PSK	<i>Phase Shift Keying</i>
EML	<i>Electro-absorption Modulated Laser</i>	PVD	<i>Physical vapor deposition</i>
FSK	<i>Frequency Shift Keying</i>	QAM	<i>Quadrature Amplitude Modulation</i>
HF	<i>High Frequency</i>	QCSE	<i>Quantum-confined Stark Effect</i>
ICP	<i>Inductively Coupled Plasma</i>	QPSK	<i>Quadrature Phase Shift Keying</i>
InP	<i>Indium Phosphide</i>	RF	<i>Radio Frequency</i>
ISI	<i>Inter Symbol Interference</i>	RZ	<i>Return to Zero</i>
LH	<i>Long Haul</i>	SAG	<i>Selective Area Growth</i>
LiNbO ₃	<i>Lithium Niobate</i>	SIBH	<i>Semi Insulating Buried Heterostructure</i>
MAN	<i>Metropolitan Area Network</i>	SMF	<i>Single Mode Fiber</i>
MBE	<i>Molecular Beam Epitaxy</i>	SNR	<i>Signal to Noise Ratio</i>
MEB	<i>Microscopie Électronique à Balayage</i>	SOA	<i>Semiconductor Optical Amplifier</i>
MMI	<i>MultiMode Interferometer</i>	TDM	<i>Time Division Multiplexing</i>
MOVPE	<i>Metal Organic Vapor Phase Epitaxy</i>	VOA	<i>Variable Optical Attenuator</i>
MQW	<i>Multiple Quantum Wells</i>	WAN	<i>Wide Area Network</i>
MZI	<i>Mach-Zehnder Interferometer</i>	WDM	<i>Wavelength Division Multiplexing</i>

Study and fabrication of InP integrated photonic sources for high bit rate telecom applications at 1.55 μm

Abstract : Advanced modulation formats, encoding data on the phase, polarization or multi-level intensity of the light are currently a hot topic in the telecommunication domain. By using them, high spectral efficiency and therefore higher bit rate signals could be generated. Those characteristics are really attractive for the telecommunication systems manufacturers in order to answer to the constant need of increased bandwidth in fiber optic communications.

The study of advanced modulation formats generation in Photonic Integrated Circuits (PICs) based on a new concept of preset phases switching by Electro-Absorption Modulators is the main task of the current work. Compared to the actual technology used for generate advanced modulations, our choice could allow a strong reduction of the dimensions and of the energy consumption of the transmitter as well as bit rate up to 56 GB.

After validating specific transmitters' architectures by simulations, we fabricated the studied photonic integrated circuits in clean room. The wafers were processed by using efficient InP integration techniques based on the AlGaInAs multiple quantum wells, gap engineering by selective area growth and semi-insulating buried heterostructure regrowth. In order to minimize reflexions and optical losses, we optimize the passive sections of our circuits with simulations and reflectometry measurements.

Through static characterizations, we verify that all integrated functions of the transmitters (up to 20 integrated components for the most complex PIC) are working and we show the efficiency of our technological choices. Using the available equipments at the lab, we prove the validity of our concept of EAM based phase switching by using a BPSK transmitter. A 12.4 GB BPSK modulation is obtained as well as a wide open eye diagram. This result demonstrates the smallest BPSK integrated photonic source at this time. Due to their complexity, others fabricated transmitters will be measured commonly with laboratories specialized in telecommunication systems and transmissions. For this purpose, standardized packaging of the PICs is studied.

In our opinion, combining the low footprint and high efficiency benefits of our new concept of advanced modulations transmitters will permit the compulsory migration of complex modulation formats toward low cost applications

Keywords : Integrated Photonic Circuit, High bit rate, Advanced modulation format, QPSK, BPSK, 16 QAM, CSRZ, Electro-Absorption modulator, InP, AlGaInAs, Selective Area Growth, Semi Insulating Buried Heterostructure.

Étude et réalisation de sources photoniques intégrées sur InP pour les applications télécoms à hauts débits et à 1,55 μm

Résumé : Les formats de modulation avancés, codant l'information sur la phase, la polarisation ou plusieurs niveaux d'amplitude de la lumière reçoivent aujourd'hui un intérêt croissant. En effet, ceux-ci permettent d'atteindre une meilleure efficacité spectrale et par conséquent des débits plus élevés. Ces caractéristiques sont actuellement très recherchées dans les télécommunications pour répondre à la demande constante d'augmentation de capacité des transmissions optiques fibrées.

L'essentiel du travail effectué porte sur la génération de tels signaux dans des sources photoniques monolithiques faisant appel à un concept nouveau de commutation de phases optiques préfixées avec des modulateurs électro-absorbants. Une comparaison de notre technologie intégrée avec la technologie actuelle de génération de formats de modulation avancés démontre des possibilités nouvelles de réduction de taille, de diminution de consommation énergétique et d'évolution en vitesse de modulation jusqu'à 56 GBauds.

Suite à la validation, par simulations, d'architectures de transmetteurs spécifiques pour la génération de formats de modulation avancés, nous réalisons en salle blanche les circuits photoniques intégrés d'étude. Le procédé de fabrication utilisé s'appuie sur des techniques d'intégration performantes et efficaces sur InP basées sur le matériau à puits quantiques AlGaInAs, l'ingénierie de gap par croissance épitaxiale sélective SAG et l'enterrement de l'hétérojonction par InP semi-isolant SIBH. L'optimisation des parties passives de nos transmetteurs fait l'objet d'une importante étude par simulations et mesures afin de réduire les pertes et les réflexions de ces sections.

Les caractérisations statiques confirment le fonctionnement de toutes les fonctions intégrées des circuits (jusqu'à 20 composants intégrés pour le plus complexe de nos PICs) et soulignent l'efficacité de la filière technologique. Pour une première démonstration de fonctionnalité nous choisissons un transmetteur BPSK, possible à caractériser avec les équipements disponibles. Une modulation de phase à 12,4 GB produit un diagramme de l'œil très ouvert. Ce résultat démontre la plus petite source intégrée BPSK à l'heure actuelle. Plus complexes, d'autres circuits fabriqués seront mis en œuvre en partenariat avec des laboratoires étudiant les systèmes de transmission. Pour ce faire, la mise en modules standardisés des composants est aussi étudiée.

Selon nous, la combinaison des avantages économiques et des performances de cette nouvelle technique autorisera une nécessaire migration des formats vectoriels vers des applications de terminaux à faibles coûts.

Mots clés : Circuit Photonique Intégré, Haut débit, Formats de modulation avancés, QPSK, BPSK, 16 QAM, CSRZ, Modulateur électro-absorbant, InP, AlGaInAs, croissance sélective, structure enterrée SIBH.