

N° d'ordre : 3387

THESE

Présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE
ECOLE DOCTORALE : SCIENCES POUR L'INGENIEUR

pour obtenir le titre de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DES SCIENCES
ET TECHNOLOGIES DE LILLE**

Spécialité : *Électronique*

par

Karine BLARY

MATRICES DE COMMUTATION OPTIQUE SUR InP

Soutenance prévue le 05 décembre 2003 devant la Commission d'Examen :

<u>Président</u>	M. Francis MOLLOT	Directeur de Recherche au CNRS (IEMN)
<u>Rapporteurs :</u>	M ^{me} Béatrice CABON	Professeur ENSERG/INPG-IMEP
	M ^{me} Chantal FONTAINE	Directeur de Recherche au CNRS (LAAS)
<u>Directeurs de Thèse :</u>	M. Didier DECOSTER	Directeur de thèse Professeur de l'université de Lille 1 (USTL)
	M. Jean CHAZELAS	Co-directeur de thèse Directeur du département Techniques Avancées THALES SYSTEMES AEROPORTES Directeur de Recherche associé au CNRS
<u>Examineurs :</u>	M. François MURGADELLA	Ingénieur DGA
	M. Joseph HARARI	Maître de conférence (USTL/IEMN)
	M. Jacques VANBREMEERSCH	Ingénieur de Recherche au CNRS (IEMN)
	M. Jean-Pierre VILCOT	Directeur de Recherche au CNRS (IEMN)



REMERCIEMENTS

Cette thèse de doctorat a été soutenue par la Délégation Générale pour l'Armement et a été effectuée au Département Hyperfréquences et Semiconducteurs (DHS) de l'Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie (IEMN) de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, dirigé successivement par Monsieur le Professeur **George Salmer**, puis par Monsieur le Professeur **Alain Cappy**. Je leur exprime toute ma gratitude pour m'avoir accueillie dans ces locaux.

Monsieur **Francis Mollot**, Directeur de Recherche au CNRS (IEMN), a accepté de présider la commission d'examen. Je tiens à lui témoigner ici toute ma reconnaissance.

J'adresse mes plus sincères remerciements à Madame **Béatrice Cabon**, Professeur à l'ENSERG (INPG), et à Madame **Chantal Fontaine**, Directeur de Recherche au CNRS (LAAS), pour avoir accepté de juger ce travail et d'en être rapporteurs.

Je remercie également Monsieur **François Murgadella**, Ingénieur à la DGA, et Monsieur **Jacques Vanbremeersch**, Ingénieur de Recherche au CNRS (IEMN), pour avoir accepté d'assister à l'exposé de ce travail.

Monsieur le Professeur **Didier Decoster** m'a accueillie au sein de l'équipe Optoélectronique qu'il dirige et m'a proposé ce sujet très intéressant. Ses compétences scientifiques et ses qualités humaines ont permis de mener à bien ce travail. Je lui suis particulièrement reconnaissante du temps consacré à l'encadrement très profitable de ces travaux, des nombreux conseils qu'il m'a prodigués et de ses critiques pour l'écriture de ce mémoire.

Monsieur **Jean Chazelas**, Directeur du département Techniques Avancées de THALES SYSTEMES AEROPORTES et Directeur de Recherche associé à l'IEMN, a également participé à l'encadrement de ces travaux, apportant une motivation supplémentaire à ce travail par son approche industrielle. Je le remercie chaleureusement pour sa gentillesse et le soutien qu'il a bien voulu m'accorder.

Cet encadrement, déjà très soutenu, a été renforcé par Monsieur **Jean-Pierre Vilcot**, directeur de recherche au CNRS, dont les savoir-faire et connaissances, la disponibilité et la constante bonne humeur ont rendu ce travail très agréable. De la même façon, les compétences de Monsieur **Joseph Harari** ont été essentielles pour appréhender les outils de modélisation. Je tiens à leur exprimer toute mon amitié et ma reconnaissance et je les remercie de participer à ce jury.

Un immense merci à l'ensemble des personnes de la centrale de technologie avec qui j'ai eu le plaisir de travailler, qui ont su me faire profiter de leur expérience et qui sont désormais mes compagnons de tous les jours. J'espère n'oublier personne dans cette liste : Christiane Legrand, Annie Fattorini, Patricia Lefebvre, Patrice Bigotte, Christophe Boyaval, Jean-Louis Codron, Christophe Coinon, Marc François, Laurent Fugère , Bertrand Grimbert, André Leroy, Michel Muller , Jean-Claude Pesant, Roger Ringot, Pascal Tilmant, Didier Vandermoëre dit 'VD', Bernard Verbeke.

Merci aussi à Pierre Armant pour sa constante serviabilité tout au long de ce travail.

Bien évidemment, je remercie vivement tous les membres de l'équipe 'Opto'. Commençons par ceux que l'on nomme les permanents : Sophie Maricot, Hong Wu Li et Vincent Magnin. Passons ensuite aux nombreux thésards ou post-doc passés et présents : Achour, Bob, Jean-François, Arnaud, Christophe, Denis, Gwenn, Ludo, Malek, Sophie, Stefan. Je tiens ici à exprimer ma profonde gratitude à Yves Hernandez et Samuel Dupont pour leur aide très précieuse.

Enfin, je salue Isabelle Roch-Jeune et Jean-Luc Lorriaux. Je les ai volontairement cités en dernier car ils m'ont accueillie récemment dans leur équipe 'plate-forme' et cela représente donc la continuité de ma carrière à l'ITEMN. Je leur suis reconnaissante pour m'avoir permis de rédiger sereinement cette thèse.

Bien sûr, je n'oublie pas tous ceux que j'ai pu rencontrer et côtoyer au sein du laboratoire, notamment en salle blanche trop nombreux pour être cités. J'espère qu'ils ne m'en tiendront pas rigueur. J'adresse cependant un clin d'œil particulier à Pape, Yannick, Nicolas et Matthieu, ainsi qu'à Dorothée Bernard, Isabelle Duzinski, Sophie Fasquel et Cathy Sion.

En dehors de l'ITEMN, je remercie les personnes de mon entourage qui m'ont soutenue pendant cette période de rédaction qui sans eux m'aurait semblé interminable.

Je ne pourrais exprimer par de simples remerciements tout ce que je dois à mes parents et à mon ami. Je voudrais qu'ils trouvent ici le témoignage de mon amour et de ma reconnaissance.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION.....	1
--------------------------	----------

CHAPITRE I : LE CONTEXTE.....	5
--------------------------------------	----------

I-1. APPLICATIONS VISEES ET BESOINS.....	6
1.1. Un exemple : les antennes actives	6
1.2. Le système	7
1.3. La synthèse de retards temporels	8
1.4. Le cahier des charges	9
I-2. LES DIFFERENTES TECHNOLOGIES DE COMMUTATION OPTIQUE.....	11
2.1. Les microsystèmes	11
2.1.1. Principes	11
2.1.2. État de l'art	11
2.1.3. Avantages / Inconvénients	12
2.2. La commutation induite par variation d'indice	12
2.2.1. L'effet thermo-optique	12
2.2.1.1. Principe	12
2.2.1.2. État de l'art	13
2.2.1.3. Avantages / Inconvénients	14
2.2.2. L'effet acousto-optique	14
2.2.2.1. Principe	14
2.2.2.2. État de l'art	15
2.2.2.3. Avantages / Inconvénients	15
2.2.3. L'effet magnéto-optique	15
2.2.3.1. Principe	15
2.2.3.2. État de l'art	15
2.2.4. Le « tout optique »	15
2.2.5. Les effets électro-optiques	16
2.2.5.1. Principe	16

2.2.5.2. Divers effets	16
2.2.5.3. État de l'art	17
2.2.5.4. Avantages / Inconvénients	21
2.3. L'amplification	22
2.4. Comparaison des différentes technologies de commutation	25
I-3. UN DISPOSITIF CLE : LA MATRICE DE COMMUTATION.....	26
I-4. CONCLUSION.....	27
I-5. REFERENCES.....	28

CHAPITRE II : LES PREMIERS RESULTATS.....35

II-1. BILAN DES PRECEDENTS TRAVAUX A L'ITEMN.....	36
1.1. Bilan de la thèse de Ian Cayrefourcq	37
1.1.1. La commutation par TIR	37
1.1.1.1. Principe	37
1.1.1.2. Les résultats obtenus	39
1.1.2. La naissance du « cascade »	39
1.1.2.1. Couplage de modes	40
1.1.2.2. Le principe du commutateur « cascade »	41
1.1.2.3. Les structures	42
1.1.2.4. Les résultats obtenus	44
1.2. Bilan de la thèse de Yves Hernandez	45
II-2. POURQUOI LE DOS ? ETUDE PRELIMINAIRE.....	49
2.1. Structure générale du DOS / Rappel du principe du DOS	49
2.2. Structure particulière du DOS étudié	51
2.3. Mesure qualitative / Mesure en champ proche	52
2.4. Mesure quantitative / Mesure fibre à fibre	53
2.5. Intérêt pour le DOS	56
II-3. ETUDE APPROFONDIE DU DOS.....	58
3.1. Mesure de diaphotie hyperfréquences	58
3.2. Amélioration des performances à une autre longueur d'onde	60
3.3. Mesure du temps de commutation	61
3.4. Mesure du bruit de phase	63
3.5. Mesure de la variation d'indice	65

II-4. CONCLUSION.....	70
II-5. REFERENCES.....	71

CHAPITRE III : LES APPORTS COMPLEMENTAIRES.....73

III-1. POUR UN MEILLEUR COUPLAGE : L'ADAPTATEUR DE MODE.....	74
1.1. Le couplage fibre – guide	74
1.2. Adaptation des modes dans la direction horizontale	76
1.2.1. Principe	76
1.2.2. Validation expérimentale intermédiaire	78
1.3. Adaptation des modes dans la direction verticale	79
1.4. Vérification par BPM 3D	81
1.5. Réalisation technologique	85
1.5.1. Définition des tapers	86
1.5.2. Définition des guides	87
1.5.3. Préparation des échantillons	88
1.6. Résultats expérimentaux de caractérisation	89
1.6.1. Mesures en champ proche	89
1.6.2. Mesures fibre à fibre	90
1.7. Perspectives	92
III-2. LES PERTES PAR PROPAGATION.....	94
2.1. Les méthodes de mesure	95
2.1.1. La méthode fibre à fibre	95
2.1.2. La méthode Fabry-Perot	96
2.2. Pertes de propagation	97
2.2.1. La méthode fibre à fibre	98
2.2.2. La méthode Fabry-Perot	100
2.3. Pertes dans le substrat	101
2.3.1. Influence d'une couche tampon	101
2.3.2. Caractérisation	101
2.4. Pertes dues à la topologie du passif	104
2.4.1. Caractérisation de la partie passive de la matrice	105
2.4.2. Modélisation des guides courbes	106
2.4.3. Caractérisation des guides courbes	110

2.4.4.	Introduction d'une « surgravure »	113
2.5.	Pertes liées à la présence d'une électrode	115
2.5.1.	Mesures en champ proche	116
2.5.2.	Mesures fibre à fibre	117
2.6.	Bilan des pertes	119
III-3.	ETUDE DES CONTACTS.....	121
3.1.	Dispositifs de tests	121
3.2.	Influence du recuit	123
3.3.	Comparaison des différents matériaux	127
III-4.	AMELIORATION DU COMMUTATEUR.....	130
4.1.	Modélisation du premier commutateur	130
4.2.	Variations sur les topologies	132
4.2.1.	Etude en fonction de l'écart entre les électrodes	133
4.2.2.	Etude en fonction de la longueur d'électrode	134
4.3.	Notre sélection	134
III-5.	CONCLUSION.....	137
III-6.	REFERENCES.....	138

CHAPITRE IV : REALISATION ET CARACTERISATION DES MATRICES DE COMMUTATION.....139

IV-1.	PRESENTATION DES DISPOSITIFS.....	140
1.1.	Choix des épitaxies	140
1.2.	Rappel des structures	142
1.3.	Les masques et les différents dispositifs	143
IV-2.	LA REALISATION TECHNOLOGIQUE.....	146
2.1.	Récapitulatif des étapes technologiques	146
2.2.	Etape par étape	149
2.2.1.	Dépôt des électrodes	150
2.2.2.	Gravure (définition) des guides de la partie active	154
2.2.3.	Définition des guides optiques	159
2.2.4.	Trous d'isolation optique	167
2.2.5.	Planarisation / Isolation électrique	170
2.2.6.	Dépôt des plots d'épaissement	175

2.2.7. Amincissement	182
2.2.8. Contact face arrière	183
2.2.9. Clivage	184
IV-3. RESULTATS DE CARACTERISATION.....	185
3.1. Les commutateurs 1×2	185
3.1.1 Mesure en champ proche	185
3.1.1.1 L'« épitaxie ternaire »	185
3.1.1.2 L'« épitaxie quaternaire »	186
3.1.2 Les mesures fibre à fibre	184
3.1.2.1 L'« épitaxie ternaire »	187
3.1.2.2 L'« épitaxie quaternaire »	188
3.2. Les matrices 2×2	190
3.2.1. Mesure en champ proche	190
3.2.1.1. L'« épitaxie ternaire »	190
3.2.1.2. L'« épitaxie quaternaire »	191
3.2.2. Les Mesures fibre à fibre	191
3.3. Les commutateurs 1×4	193
3.3.1. Mesure en champ proche	193
3.3.2. Les mesures fibre à fibre	194
3.4. Les matrices 4×4	196
3.4.1. L'« épitaxie ternaire »	196
3.4.2. L'« épitaxie quaternaire »	197
IV-4. CONCLUSION.....	199
IV-5. REFERENCES.....	200
CONCLUSION GENERALE.....	201
ANNEXES : LES BASES DE L'ETUDE	207
ANNEXE A : L'OPTIQUE INTEGREE EN III-V.....	208
A-1. LES MATERIAUX.....	209
1.1. Les différents matériaux	209
1.2. Les caractéristiques	210

1.3.	GaAs ou InP ?	211
A-2.	LES DIFFERENTS TYPES DE GUIDES D'ONDE.....	212
A-3.	LES PERTES INTRINSEQUES.....	214
3.1.	Les pertes par absorption	215
3.1.1.	L'absorption interbande	215
3.1.2.	L'absorption intrabande	216
3.2.	Les pertes par dispersion	217
3.2.1.	La dispersion en volume	217
3.2.2.	La dispersion surfacique	217
 <i>ANNEXE B : INTRODUCTION À LA MODELISATION.....</i>		<i>218</i>
B-1.	LES EQUATIONS DE BASES.....	219
1.1.	Équations vectorielles de propagation des ondes optiques	219
1.2.	Approximations	220
1.2.1	L'approximation scalaire	220
1.2.2.	L'approximation paraxiale	221
1.3.	Notion d'indice effectif	221
1.4.	Application aux guides plans	222
B-2.	PRESENTATION DES OUTILS DE MODELISATION.....	223
2.1.	L'analyse modale	224
2.2.	La BPM	225
2.2.1.	Principe	225
2.2.2.	BPM2D et méthode des indices effectifs	226
2.2.3.	BPM3D	228
2.3.	Les Algorithmes Génétiques	228
 <i>ANNEXE C : LES TECHNOLOGIES UTILISEES.....</i>		<i>230</i>
C.1.	L'EPITAXIE.....	231
C.2.	LA MICROLITHOGRAPHIE.....	231
2.1.	Les techniques d'insolation	232
2.1.1.	La lithographie optique ou photolithographie	232
2.1.2.	La lithographie électronique	232
2.2.	Le choix des résines	232
2.3.	Process type	234

2.4.	Process particulier, le "lift-off"	235
C.3.	LES DEPOTS DE METAUX ET DIELECTRIQUES.....	237
3.1.	Les dépôts métalliques	237
3.1.1.	Contact métal-semiconducteur	237
3.1.2.	Contact ohmique	237
3.1.3.	Recuit flash	238
3.1.4.	Techniques de dépôt	238
3.2.	Les dépôts de diélectriques	239
3.2.1.	Rôle de passivation	239
3.2.2.	Rôle d'isolation électrique	240
3.2.3.	Rôle optique	240
3.2.4.	Les techniques de dépôt	240
C.4.	LES GRAVURES.....	241
4.1.	Les gravures humides	241
4.2.	Les gravures sèches	242
4.2.1.	Principe	242
4.2.2.	Techniques de gravure	242
C.5.	L'AMINCISSEMENT.....	243
C.6.	LE CLIVAGE.....	243
 <i>ANNEXE D : LES METHODES DE CARACTERISATION.....</i>		<i>244</i>
D-1.	LE BANC DE CARACTERISATION OPTIQUE.....	245
1.1.	Les mesures en champ proche	247
1.1.1.	Champ proche et champ lointain	247
1.1.2.	Le banc de mesure	247
1.1.3.	La méthode d'alignement	248
1.2.	Les mesures fibre à fibre	249
1.3.	Les caractérisations optiques	251
D-2.	LE BANC DE CARACTERISATION OPTO-MICROONDE.....	251
2.1.	Description du matériel dédié	251
2.2.	Les caractérisations opto-hyperfréquences	252
 <i>ANNEXE E : RESISTIVITE DE CONTACTS OHMIQUES PAR MESURE</i>		
<i>TLM.....</i>		<i>253</i>

INTRODUCTION

Les entreprises du domaine militaire ont été parmi les premières à développer des **composants optoélectroniques** (optique guidée), afin de maîtriser les technologies clefs de ce qui était considéré à l'époque comme le futur des technologies de traitement de l'information. Mais les travaux en optoélectronique, malheureusement démarrés trop tôt (vers 1965) ont subi les effets d'un manque de maturité et de coûts prohibitifs, aucune exploitation industrielle n'étant réellement apparue pour l'optique guidée dans le domaine militaire et les contraintes de fiabilité et d'environnement étant trop sévères pour permettre la survie des premiers composants.

En revanche, depuis les années 1970, les principales avancées technologiques en optoélectroniques résultent de recherches sur les systèmes de télécommunication concernant essentiellement les **applications numériques**, qui favorisent les interactions entre les télécommunications, l'informatique et l'audiovisuel. En vingt ans, les satellites ont remplacé les liaisons radioélectriques, les systèmes de commutation temporelle ont remplacé les systèmes de commutation mécanique et la fibre optique a remplacé les réseaux de câbles coaxiaux et les liaisons hertziennes. Cet extraordinaire développement a eu des conséquences directes sur l'économie puisque les organismes nationaux de recherche, ainsi que les grands groupes industriels, ont orienté leurs recherches en électronique vers les applications télécoms. Il était alors difficile d'obtenir une attention des acteurs majeurs pour les applications militaires compte tenu du niveau de contrainte et des quantités considérées comme négligeables face aux ordres de grandeurs qui étaient traités en communication. La rentabilisation globale et l'utilisation au sein des équipements n'ayant pas été effectives, les investissements militaires français et européens sont donc restés modestes en comparaison de ceux fait dans le domaine des télécommunications.

Aujourd'hui, la tendance s'inverse, après l'explosion incontrôlée des télécommunications optiques suivie d'une chute d'activité d'ampleur équivalente, les technologies les plus matures mais également les plus avant-gardistes recherchent de nouvelles applications et l'utilisation des **composants civils** pourraient être **transférés dans les systèmes militaires**. Cette orientation contraint donc les industriels de la défense à revoir leurs architectures de systèmes en fonction des composants existant sur le marché civil. C'est dans ce contexte que, depuis une dizaine d'années, l'utilisation de l'optoélectronique est envisagée dans ces systèmes et se justifie, que ce soit dans les domaines militaires ou spatiaux, de plusieurs façons. La technologie optoélectronique trouve des applications dans les secteurs terrestre, spatial, naval ou les secteurs d'optoélectronique aéroportée. On peut citer quelques

fonctionnalités comme l'analyse et la synthèse d'échos radars, le traitement du signal, les antennes de communications satellites, les antennes à balayage électronique ou à formation de faisceaux, les réseaux de distribution et de communication, les communications optiques espace libre...

Les composants optoélectroniques s'immisceraient dans les systèmes militaires d'autant mieux que les potentiels de leurs apports dans le domaine des **hyperfréquences** sont non négligeables. Et cette véritable volonté d'introduire des composants optoélectroniques dans ses systèmes hyperfréquences est rendue possible grâce aux progrès relatifs aux lasers en terme de largeurs de bande, aux modulateurs externes ou aux photodiodes, qui permettent notamment l'utilisation de l'optoélectronique pour le contrôle de systèmes micro-ondes tels que les antennes à balayage ou les antennes à formation de faisceau. De plus, un point sur lequel l'optoélectronique pourrait amener des progrès déterminants et où les potentiels de l'optique dépassent largement ceux de l'électronique classique est le **déport de fonction**, notamment dans les systèmes aéroportés où l'utilisation de composants optiques sont d'un grand intérêt, puisque ces équipements de plus en plus complexes imposent par conséquent des contraintes en terme de volume, géométrie, poids difficiles à maîtriser. En outre, la possibilité de déporter des fonctions telles que les commandes de phases ou d'amplitudes, en permettant la diminution du volume des éléments rayonnants, autorise à envisager des avancées importantes sur plusieurs points, comme des largeurs de bandes passantes supérieures grâce à l'augmentation de la densité d'éléments rayonnants.

Cette prise de conscience opportuniste a conduit les technologues militaires à mettre en théorie et en pratique ces développements basés sur la technologie optoélectronique et faits dans le secteur civil. La **Délégation Générale pour l'Armement (DGA)** a participé à cette prise de conscience, a commencé à supporter les développements applicatifs et mène des actions concertées, notamment avec **Thalès Systèmes Aéroportés**, pour qualifier et industrialiser l'intégration de l'optoélectronique dans les équipements aéroportés. Justement, les antennes actives et les besoins en guerre électronique sont les principaux « vecteurs » des travaux en cours. Notamment, le travail effectué lors de cette thèse s'inscrit dans un programme regroupant plusieurs études, tant systèmes que technologiques, concernant les composants optoélectroniques appliqués aux besoins de la guerre électronique et visant particulièrement à aboutir à un prototype d'antenne réseau large bande à balayage électronique commandé optiquement. Cette étude se place dans le cadre d'une collaboration étroite entre **l'I.E.M.N.** et **Thalès Systèmes Aéroportés** sous la responsabilité de Monsieur J. Chazelas et a été soutenue par la **DGA**.

Plus précisément, la principale motivation qui a engendré ce travail de recherche concerne la réalisation d'un **système de synthèse de retards temporels à grande dynamique destiné au pilotage d'un réseau d'antennes radar**. Cette technique devrait permettre de modifier rapidement le

déphasage de chaque antenne en changeant les trajets optiques des signaux de polarisation. Ces déphasages vont conditionner l'axe de détection ou d'émission du réseau d'antenne. Et c'est par le biais de la **commutation optique** que le changement de ces déphasages à haute fréquence devrait permettre à des systèmes embarqués de balayer tout l'espace de façon très rapide pour émettre ou détecter. L'objet de cette thèse consiste donc à réaliser une **matrice de commutation 4x4**, qui pourra être fibrée dans l'optique d'être incorporée dans un système de synthèse de retards. Cette matrice se compose, entre autres, de **commutateurs optiques**, éléments de base et éléments clés placés aux nœuds de différents réseaux afin de rediriger les différents signaux incidents vers une ou plusieurs fibres en aval du dispositif.

La commutation a été l'objet de très nombreux développements ces dernières années. En particulier, le sujet de la commutation « tout-optique » a suscité de très nombreux débats. **Différentes technologies** ont été explorées pour la réalisation des commutateurs (technologie guide d'onde, technologie cristaux liquides, technologie SOA¹...). Le foisonnement technologique de ces dernières années a également bénéficié aux technologies MEMS qui, après s'être développées sur les marchés de l'automobile et de l'informatique, ont vu dans les télécommunications optiques un nouveau marché prometteur. Une attention considérable a été portée à la **technologie guide d'onde** présentant des composants de petites dimensions et permettant une grande capacité d'intégration de circuits optiques intégrés monolithiquement. Ces dernières années, une multitude de commutateurs optiques ont été présentés et démontrés avec succès sur différents matériaux tels que le niobate de lithium, la silice sur silicium, les semiconducteurs III-V, les polymères...

Mais pour répondre au cahier des charges adapté aux contraintes des systèmes de retard, ce sont les matériaux III-V qui respectent le plus ces conditions. Les seules fonderies existantes en filière III-V sont celles du GaAs et de l'InP. La filière GaAs amenant une difficulté au niveau de la structure des guides, nous nous sommes dirigés vers la filière InP. Plusieurs configurations de commutateurs sont possibles dans cette filière, dont les **commutateurs électro-optiques**. De nombreuses études ont été menées sur ce genre de dispositif jusqu'en 1995, puis ont été abandonnées au profit des **techniques amplificatrices** pour la commutation de signaux numériques dans les applications télécoms, mais inadaptée pour l'application envisagée ici, puisque la transmission de signaux analogiques hyperfréquences exige de ne pas dégrader la liaison en terme de bruit de phase, ce qui est impossible avec les techniques amplificatrices. Et c'est justement en 1995 que l'équipe optoélectronique de l'I.E.M.N. a entamé des travaux sur ce type de composants pour les **applications opto-hyperfréquences**. Notre travail fait donc suite à deux études - deux thèses - sur la commutation électro-optique sur InP et l'exposé de celui-ci se développera suivant quatre chapitres :

¹ SOA : Semiconductor Optical Amplifier.

- Le premier chapitre décrit le **contexte** de l'étude et donne, à travers un bref état de l'art, un aperçu des dispositifs déjà existants réalisant la fonction de commutation.
- Au chapitre II, nous établissons un **bilan des travaux précédents**, où plusieurs types de commutateurs avaient été envisagés. Ces travaux nous ont servis de point de départ et nous ont permis d'obtenir des **premiers résultats** très prometteurs, nous encourageant à exploiter et développer un type de composant en particulier.
- Au chapitre III, nous présentons notre contribution à la résolution de différents points problématiques, que ce soit d'un point de vue théorique, technologique ou expérimental. Nous proposons une structure **d'adaptateur de mode**, pour diminuer les pertes d'insertion dans le composant, et explorons la **possibilité d'intégration** de ces adaptateurs de mode sur la structure complète de la matrice. Nous avons évalué les **pertes** et essayé d'en comprendre les origines. Enfin, nous avons tenté d'**améliorer la structure du commutateur original** par le biais de modélisations.
- Au chapitre IV, nous décrivons la **fabrication** et la **caractérisation** des matrices de commutation basées sur ces commutateurs.

Enfin, pour tenter d'être complets, nous arborons en **annexes** quelques notions **d'optique intégrée**, une présentation succincte des **outils de modélisation**, dont la méthode des faisceaux propagés qui permet d'étudier la propagation d'une onde optique dans une structure à géométrie variable. Nous rappelons également les **technologies** utilisées pour la réalisation des composants ainsi que les principales **techniques de mesures** qui ont permis la caractérisation des composants.

CHAPITRE I

LE CONTEXTE

Ce travail de thèse est tourné vers la commutation optique sur InP. Cette fonction est de première importance dans les systèmes de routage optique de signaux hyperfréquences. Un exemple caractéristique en est l'antenne réseau large bande à balayage électronique commandé optiquement. Ce type d'application a motivé la recherche à l'I.E.M.N. sur les matrices de commutation optique sur semiconducteurs. L'objectif de ce chapitre est, dans un premier temps, de présenter les **applications** et les **spécifications** des dispositifs faisant l'objet de ces travaux et, dans un second temps, de situer **la commutation électro-optique par injection de porteurs** par rapport aux autres technologies de commutation.

I-1. APPLICATIONS VISÉES ET BESOINS

Nous rappelons ici les objectifs généraux fixés pour la commutation optique en vue de son application aux systèmes hyperfréquences. Deux grands axes d'applications définissent les objectifs pour la fonction de commutation :

- commutation de retards dans la formation de voies des antennes à balayage électronique [1],
- routage des signaux hyperfréquences large bande et des oscillateurs locaux pour les applications Guerre Electronique et Radars respectivement [2, 3].

Le domaine le plus démonstratif est celui des antennes actives. Il existe une forte similitude de principe avec les réseaux de télécommunications.

1.1. Un exemple : les antennes actives

Parmi les applications de l'optoélectronique au traitement du signal, la génération de retards temporels est une fonction de première importance permettant notamment de commander des antennes actives. Le champ d'application comprend les architectures de formation de faisceau des antennes à balayage électronique [4, 5].

Les antennes actives permettent la formation simultanée ou séquentielle de un ou plusieurs diagrammes de rayonnements prédéfinis de directions différentes, fixes ou orientables dans l'espace. Les antennes actives sont constituées d'un réseau d'éléments rayonnants alimentés par des signaux dont la phase est réglable. On contrôle ainsi le diagramme de rayonnement et donc la direction de rayonnement de l'antenne en jouant sur les phases de chaque nœud du réseau. L'écart de phase des éléments rayonnants successifs est défini, dans le cas général, comme une progression linéaire selon les axes géométriques de l'antenne. A l'échelle du réseau, cette loi définit la surface équiphase ou plan de phase, sur laquelle tous les signaux sont en interférences constructives (figure I-1). Le rayonnement est alors maximum selon la normale à ce plan. **Orienter le faisceau revient donc à orienter le plan de phase.**

L'optique intervient pour générer des déphasages ou des retards de grande dynamique.

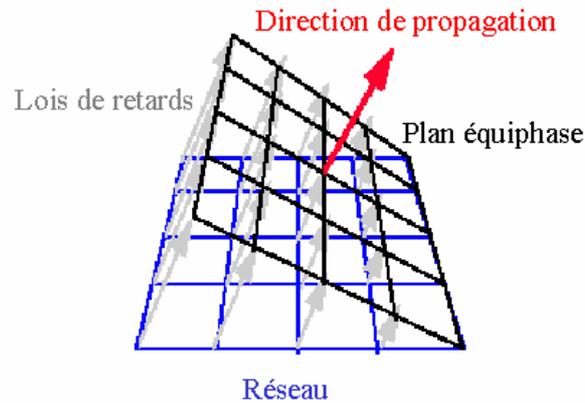


Figure I-1 : Principe de commande d'antenne réseau.

1.2. Le système

Ce travail s'inscrit dans un projet visant à démontrer le pilotage **d'antennes à balayage par voie optique**. Ces antennes comprendront un certain nombre d'éléments rayonnants, qui n'est pas arrêté. En effet, la simplicité des principes sur lesquels reposent les architectures abordées dans ce travail permet de généraliser le concept pour des réseaux à N éléments rayonnants ou même aux **antennes à formation de faisceaux**¹. Ces systèmes sont conçus pour fonctionner en émission/réception [6]. L'architecture du système de gestion d'un réseau d'antennes, dans le cas d'un système radar, peut être illustrée par le schéma de la figure I-2 :

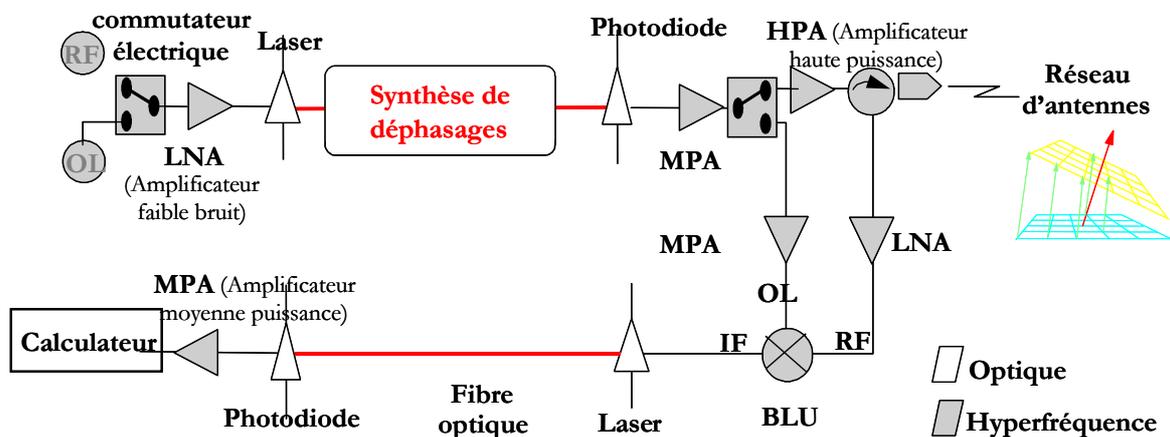


Figure I-2 : Système de pilotage d'un réseau d'antennes. Cas d'un système radar.

¹ Les antennes à formation de faisceaux nécessitent la formation simultanée ou séquentielle de plusieurs diagrammes de rayonnements prédéfinis de directions différentes, tandis que pour les antennes à balayage électronique, un seul faisceau émerge de l'antenne, la surveillance de l'espace étant obtenue par une procédure de balayage continu.

Un **système optique de synthèse de déphasages** est intercalé entre deux domaines hyperfréquences. En émission, le commutateur électrique est configuré tel que les signaux micro-ondes permettent de moduler le laser via l'amplificateur faible bruit (LNA). Une fois la transduction Hyper/Opto réalisée, ces signaux transitent par le module de synthèse de déphasages. L'ensemble des signaux micro-ondes sortants, alors déphasés, sont ensuite détectés pour retourner vers le monde de l'hyperfréquence : la transduction Opto/Hyper est assurée par la chaîne photodiode, amplificateur moyenne puissance (MPA), amplificateur haute puissance (HPA). Enfin, les signaux amplifiés peuvent alimenter les antennes distribuées selon un réseau. En réception, le signal récupéré par l'antenne est amplifié par le LNA et est mélangé avec l'OL retardé. On récupère sur l'IF le signal RF et un déphasage lié au retard imprimé à l'OL via le module de synthèse de retards. La reconstruction du faisceau incident est assurée soit par une sommation vectorielle des signaux provenant de chacun des éléments rayonnants, soit par un calculateur.

Ainsi, commander le déphasage des signaux hyperfréquences arrivant aux éléments rayonnants permet d'orienter un faisceau de fréquence déterminée. Dans le cas des antennes à large bande instantanée, il est nécessaire de synthétiser des retards temporels afin d'obtenir des lois de phases, que l'on appellera dans ce cas lois de retards, indépendantes de la fréquence. Ceci permet à l'antenne d'écouter ou d'émettre dans la direction choisie quelle que soit la fréquence concernée.

1.3. La synthèse de retards temporels [7]

La synthèse de retards temporels ou retards de propagation est donc un principe utile pour le traitement du signal et le contrôle du rayonnement d'une antenne réseau, notamment lorsque les signaux émis ou reçus présentent un spectre large et que les performances recherchées nécessitent une bonne maîtrise de l'orientation et de la qualité des diagrammes. L'avantage des retards de propagation provient de leur nature indépendante de la fréquence pour le contrôle de la direction du diagramme d'antenne. La synthèse de retards temporels est strictement dépendante de l'aptitude des dispositifs à faire varier le temps de propagation d'un signal allant d'un point à un autre. En l'occurrence, il s'agit de commander le temps nécessaire à la lumière pour relier un module de transduction optoélectronique et son élément rayonnant au centre de commande et de traitement du signal. Ce contrôle peut s'opérer soit par l'intermédiaire de la vitesse de propagation de la lumière dans le guide, soit par l'intermédiaire de la distance parcourue. Ces deux principes de commande conduisent à des architectures très différentes.

Commander le temps de propagation en contrôlant la vitesse de propagation de la lumière peut s'envisager en associant un laser accordable à une fibre dispersive. Faire varier la longueur d'onde de la porteuse optique revient à faire varier sa vitesse de propagation [8]. Mais les propriétés

respectives des lasers accordables et des fibres dispersives permettent d'envisager la synthèse de retards de l'ordre de la nanoseconde insuffisante pour les applications envisagées.

Pour **contrôler le temps de propagation en jouant sur la distance parcourue**, THALES a proposé une solution originale, fondée sur la propagation en espace libre, consistant à influencer sur la propagation de la lumière en commandant sa polarisation à l'aide d'un écran à cristaux liquides [2]. Selon la polarisation, la lumière se réfléchit ou non sur un ou plusieurs prismes, et des retards peuvent être générés. Cette architecture permet de gérer un grand nombre d'éléments rayonnants, la limite étant le nombre de pixels. En revanche, la structure binaire et la propagation en espace libre limite la dynamique temporelle accessible.

Dans le cadre de ces travaux de thèse, le principe choisi consiste à **adresser le signal à des fibres de longueurs variables par l'intermédiaire de matrices de commutation reconfigurables** (figure I-3). La dynamique temporelle d'un tel système est directement liée à l'ordre des matrices utilisées et à leur nombre. Au cours de ces travaux de thèse, ce sont des matrices 4×4 qui sont envisagées. Avec un système constitué de quatre matrices 4×4 , il est en principe possible de générer des retards de l'ordre de la microseconde avec une résolution de l'ordre de la nanoseconde.

L'illustration suivante présente une modeste description du principe de module de synthèse de retards constitué de 4 matrices de commutation 4×4 :

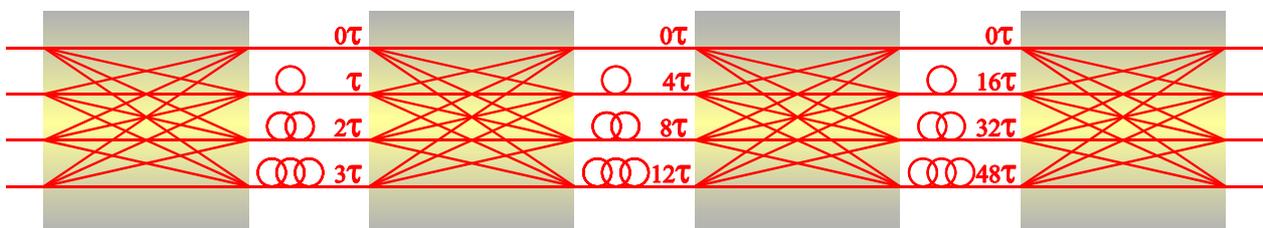


Figure I-3 : Schéma d'un système de synthèse de lois de retards par commande de la distance parcourue par la lumière.

1.4. Le cahier des charges

Parmi les deux grands axes d'applications visées, la formation de voies des antennes à balayage électronique et le routage des signaux hyperfréquences, ce dernier thème est le plus contraignant en termes de performances optiques et a servi de base aux spécifications visées de la fonction de commutation. Ces spécifications sont résumées de la manière suivante :

- faible diaphotie (rapport de puissance optique entre une voie commutée et une voie non commutée),
- faible consommation électrique,
- faible temps de commutation,
- faibles pertes d'insertion optiques,
- équidistance des chemins optiques,
- matrice non bloquante,
- insensibilité à la polarisation optique.

L'importance des performances visées de la fonction de commutation en regard des applications est résumée dans le tableau I-1 ci-après (***) critique, * peu critique).

Performances visées/Applications	Routage des signaux hyperfréquences	Formation de voies des antennes actives
Forte Diaphotie	***	*
Consommation	***	***
Pertes d'insertion	***	***
Equidistance des chemins optiques	*	***
Matrice non bloquante	*	***
Insensibilité à la polarisation optique	**	**
Temps de commutation	Quelques 10 ns	$< \mu\text{s}$

Tableau I-1 : récapitulatif des performances attendues.

Le temps de commutation est un paramètre critique. De plus, la commande de l'amplitude et de la phase du champ rayonné par les antennes nécessitent de travailler en analogique ; les pertes doivent donc être minimisées. Ces considérations rendent indispensable la réduction de la taille des composants unitaires afin de pouvoir augmenter l'ordre des matrices, ce qui permettrait pour une dynamique et une résolution temporelles données de réduire le nombre d'interfaces fibres/matrices, sources de pertes importantes. Un faible encombrement (taille et poids) est également requis.

D'autres spécificités de la matrice de commutation peuvent aussi être ajoutées comme une bonne stabilité thermique et mécanique, une faible dépendance à la longueur d'onde autour de $1.55 \mu\text{m}$, une bonne homogénéité au niveau des sorties, une compatibilité avec les technologies de fabrication des circuits intégrés, les technologies devant être fiables et reproductibles, et bien sûr un coût le plus faible possible.

I-2. LES DIFFÉRENTES TECHNOLOGIES DE COMMUTATION OPTIQUE

La commutation optique est un terme utilisé à propos de nombreuses applications. C'est une action sur l'une des caractéristiques d'une onde électromagnétique : vitesse de phase, fréquence, polarisation, direction. C'est cette dernière caractéristique, **la direction**, que l'on va chercher à contrôler dans notre étude. Il s'agit de la commutation directionnelle. Le stimulus de la commutation peut être mécanique, thermique, acoustique, magnétique, optique ou électrique.

Il existe de très nombreuses technologies actuellement développées pour la commutation directionnelle. Dans ce paragraphe, nous passons en revue différentes technologies de commutation optique disponibles. Nous commencerons par aborder la commutation optique reposant sur les microsystèmes, puis nous présenterons la commutation basée sur la variation d'indice des matériaux.

2.1. Les microsystèmes

2.1.1. Principes [9]

Récemment, l'incorporation de composants optiques aux MEMS a marqué l'origine des MOEMS. Cet acronyme signifie Micro-Opto-Electro-Mechanical Systems. A la différence des circuits intégrés photoniques où les signaux se propagent presque exclusivement à l'intérieur de guides d'onde, dans les MOEMS, **les signaux se propagent fréquemment dans l'air**. (Il y a aussi des MOEMS hybrides où les signaux se propagent à l'intérieur de guides d'onde mais traversent également l'air [12]). Les MOEMS contiennent typiquement des micro-objets ou des structures usuellement capables de se déplacer ou de pivoter par l'action d'un signal électrique, et donc de changer la trajectoire des faisceaux lumineux incidents. Les micro-objets sont par exemple des miroirs, des lentilles, des prismes, des réseaux de diffraction ou même des guides ou des fibres qui se déplacent. Des commutateurs utilisant de tels objets ont été fabriqués et fonctionnent avec des actionneurs électrostatiques, thermiques ou magnétiques.

2.1.2. État de l'art

Ollier *et al.* du LETI [12] ont réalisé en 1995 un commutateur 1 vers 2 présentant une isolation optique de 35 dB et un temps de commutation de 0.6 ms pour une tension de commande de 25 V, et des pertes s'élevant à 2.8 dB. Quelques années plus tard, Grote *et al.* [13] présentaient des composants aux performances suivantes : 70 dB d'isolation optique, 1.5 dB de pertes par couplage entre les fibres et

un temps de commutation de 0.3 ms. Pour d'autres exemples, le lecteur pourra se reporter aux références [10-15]

Sur le plan commercial, OMM [16] est, par exemple, une des sociétés qui propose un commutateur 32×32 avec une diaphotie intercanaux de l'ordre de -50 dB, des pertes d'insertion inférieures à 6 dB, un temps de commutation inférieur à 13 ms et une consommation inférieure à 0.5 W. Plusieurs sociétés ont déjà annoncé des commutateurs 64×64, voire 1024×1024, notamment Lucent Technologies [17], Nortel ou Calient.

2.1.3. Avantages / Inconvénients

Les commutateurs optiques micro-usinés avec propagation dans l'air constituent une approche très prometteuse pour les systèmes au grand nombre de ports, de par leurs faibles pertes d'insertion, les signaux se propageant entre les fibres essentiellement sans atténuation. Ils possèdent également une bonne diaphotie. D'autre part, l'augmentation du nombre de ports n'augmente pas significativement le problème. Enfin les commutateurs qui utilisent des actionneurs électrostatiques sont très efficaces du point de vue de la consommation.

La caractéristique la moins favorable de ces commutateurs est le temps de commutation. Cette technologie autorise des **temps de commutation de l'ordre de la milliseconde**. Cette caractéristique est bien entendu rédhibitoire dans le cas de notre application.

Enfin, un des challenges de cette technologie demeure la fiabilité des miroirs dans le temps.

2.2. La commutation induite par variation d'indice [18-21]

Dans le cas d'ondes électromagnétiques se propageant dans une structure multicouche, ondes qui sont guidées dans la zone d'indice de réfraction supérieur, on cherche à faire de la commutation optique en faisant varier les indices de réfraction de certaines parties du composant. Avant d'aborder les structures de commutateurs envisageables, on va s'intéresser à quelques phénomènes physiques permettant de moduler l'indice de réfraction d'un matériau. Ils sont classés ici par type de contrôle mis en œuvre pour défléchir les faisceaux lumineux.

2.2.1. L'effet thermo-optique

2.2.1.1. Principe

L'indice de réfraction d'un solide dépend de paramètres intrinsèques tels que sa structure cristalline, sa composition chimique, mais également de paramètres extrinsèques tels que la température. C'est cette dernière dépendance qui est mise à profit dans l'effet thermo-optique. Pour la commande

thermique, des électrodes résistives (chauffantes) sont déposées sur le matériau et un changement de température provoque une déformation locale du réseau cristallin, par l'intermédiaire du coefficient de dilatation. De cette déformation résulte une variation d'indice typiquement de l'ordre de $1.10^{-5}/^{\circ}\text{C}$.

2.2.1.2. État de l'art

C'est un principe fortement utilisé pour le moment dans les composants constitués de guides d'onde de silice sur le silicium. La silice sur silicium présente un effet thermo-optique important. La silice sur silicium est aussi adéquate pour la fabrication de dispositifs passifs comme les coupleurs et de dispositifs aussi complexes qu'une matrice, dont trois exemples sont présentés dans la référence [22]. Le tableau I-2 résume quelques spécifications de ces commutateurs thermo-optiques de type MZI² à base de silice sur silicium réalisés par Himeno *et al.* de la société NTT en 1998.

Paramètre	Valeur		
Nombre de ports	4×4	8×8*	16×16
Taille de la puce	25 mm × 65 mm	68 mm × 68 mm	100 mm × 107 mm
Pertes d'insertion	2.6 dB	5.2 dB	6.6 dB
Diaphotie intercanaux	-55 dB	-60 dB	-55 dB

Tableau I-2 : Spécifications techniques de plusieurs commutateurs thermo-optiques à base de silice sur silicium. * [23]

En 2001, Earnshaw *et al.* [24] réalise également en technologie silice sur silicium des matrices 4x4 basées sur des interféromètres de Mach-Zehnder mais combinés à des guides configurés en MMI³. Les caractéristiques sont une diaphotie de -35 dB et des pertes de 2.8 dB. La consommation est en revanche plus faible : 290 mW.

La société Lynx Photonics [25] a également profité de cette propriété de la silice pour la conception de produits qui intègrent plusieurs fonctions dans une même puce.

Des polymères peuvent également être utilisés en couches minces sur silicium [26-29], la technique de commutation restant basée sur un effet thermique. Keil *et al.* [27] présente un dispositif hybride qui combine les avantages des guides en silice, présentant de faibles pertes, et les avantages des commutateurs thermo-optiques sur polymère qui ne nécessitent qu'une faible consommation. Les

² MZI : Mach-Zehnder Interferometer

³ MMI : Multi-Mode Interferometer

premiers résultats ont donné à 1.55 μm une diaphotie de -23 dB, des pertes de l'ordre de 3.5 dB et une puissance de consommation de 80 mW.

NTT s'est également illustré, à travers les travaux de Ooba *et al.* [28], dans des commutateurs 1×8 thermo-optiques de type DOS⁴ sur matériaux polymères ; ils sont longs de 40 mm, fonctionnent à 1.55 μm et répondent aux caractéristiques suivantes : une diaphotie de -40 dB pour 400 mW, et des pertes de 3 dB. Puis, à travers les travaux de Toyoda *et al.* [29], dans une matrice 2×2 basée également sur des commutateurs de type DOS utilisant cette fois des guides en résine silicone. Les performances sont une diaphotie de -60 dB pour une puissance de 380 mW, et des pertes de 2.5 dB.

2.2.1.3. Avantages / Inconvénients

Actuellement, c'est un principe fortement utilisé dans les composants commerciaux, avec des temps de réponse de l'ordre de la milliseconde. L'utilisation de cet effet est limité par le temps nécessaire au matériau pour arriver à l'équilibre thermique et ne permet donc pas d'envisager des temps de commutation inférieurs à quelques microsecondes.

Un autre inconvénient concerne la taille. Le commutateur 8×8 fabriqué avec la technologie de silice sur silicium du tableau I-1 mesure 6.8 cm sur 6.8 cm !

Enfin, le dernier point faible des commutateurs thermo-optiques est la **consommation d'énergie**. En effet, les composants à base de guides d'onde qui utilisent l'effet thermo-optique ont besoin d'une grande quantité de puissance pour obtenir des changements d'indice significatifs. Par exemple le commutateur 16×16 du tableau 1 consomme 17 W !

2.2.2. L'effet acousto-optique

2.2.2.1. Principe [30]

Les commutateurs acousto-optiques sont réalisés avec des matériaux piézo-électriques. Ces effets sont engendrés par l'application d'un champ de contrainte connu par l'intermédiaire d'une onde acoustique de surface. Une onde acoustique qui se propage dans un milieu homogène engendre dans ce dernier une densité variable selon des régions de compression et de dilatation. La déformation engendrée du réseau cristallin se traduit par une variation locale de l'indice de réfraction du matériau, fonction de sa densité, les régions de plus haute densité présentant un indice de réfraction plus grand. La distribution de l'indice de réfraction dans un matériau peut donc être modifiée de manière dynamique par un signal acoustique (généré par exemple par un transducteur piézo-électrique). Typiquement cette variation d'indice est de l'ordre de 1.10^{-5} pour une tension appliquée de 1 V.

⁴ DOS : Digital Optical Switch. Ce type de commutateur sera largement présenté dans le chap. II.

2.2.2.2. État de l'art

Concernant les dispositifs commerciaux, il semble qu'il n'y ait pas encore de commutateurs acousto-optiques disponibles sur le marché. Cependant, plusieurs sociétés développent actuellement ces produits. La société Light Management Group [31], par exemple, a annoncé des commutateurs acousto-optiques contenant un port d'entrée et jusqu'à 1024 ports de sortie. D'après les spécifications préliminaires, le temps de commutation serait de l'ordre de 5 μ s.

2.2.2.3. Avantages / Inconvénients

En théorie les temps de commutation sont de l'ordre de quelques nanosecondes pour des commutateurs $1 \times N$. Mais l'utilisation de cet effet pour réaliser des matrices de commutation est limitée par la difficulté, voire l'impossibilité, de **confiner l'onde acoustique dans une zone bien définie**.

2.2.3. L'effet magnéto-optique

2.2.3.1. Principe

Les matériaux magnéto-optiques changent leurs propriétés optiques en fonction du champ magnétique appliqué. Un des effets magnéto-optiques les plus connus est l'effet Faraday. Un matériau qui présente l'effet Faraday est capable de faire pivoter la polarisation d'un faisceau lumineux qui le traverse. L'angle de rotation de la polarisation par unité de longueur est proportionnel au champ magnétique appliqué dans le matériau. L'effet Faraday peut s'utiliser en combinaison avec deux polariseurs orthogonaux pour fabriquer des interrupteurs optiques.

2.2.3.2. État de l'art

Des commutateurs magnéto-optiques ont permis de réaliser des matrices 1024×1024 , les vitesses de commutation étant d'environ 100 ns [32]. Il semble qu'il n'existe actuellement pas de produits commerciaux. En outre, **les temps de commutation sont trop longs** pour notre application.

2.2.4. Le « tout optique »

Le commutateur « tout optique » désigne un dispositif qui non seulement véhicule des faisceaux lumineux entre ses ports, mais celui où les signaux de contrôle sont aussi des faisceaux lumineux. La commande se fait par un autre laser et la lumière contrôle la lumière en utilisant un matériau optique non-linéaire : l'indice de réfraction de ce matériau est fonction de l'intensité de la lumière appliquée.

Nous pouvons citer par exemple des solutions utilisant des structures de Bragg, où l'effet de commutation est induit par l'injection d'un pulse optique qui modifie l'indice de la structure et donc la longueur d'onde de sélection du réseau de Bragg [33-35].

Les commutateurs tout-optiques représentent la solution ultime à la commutation optique mais ils sont regardés à l'heure actuelle, comme une **solution à plus long terme**.

2.2.5. Les effets électro-optiques

2.2.5.1. Principe [36]

On rassemble ici les **effets Pockels et Kerr**, et l'**effet plasma** par injection ou désertion de porteurs dans les matériaux semiconducteurs. Les propriétés électro-optiques ont été largement utilisées dans la conception de dispositifs à base de guides d'onde, essentiellement des modulateurs mais également des commutateurs. Les signaux qui se propagent dans les guides, vont traverser des régions d'interaction avec des **champs électrostatiques** ou des **courants électriques**. Ces derniers contrôlent l'indice de réfraction des guides, et par conséquent, la phase des signaux lumineux qui se propagent dans ces éléments. On peut ainsi aiguiller les faisceaux lumineux.

Divers commutateurs électro-optiques ont été réalisés sur de nombreux matériaux tels que le niobate de lithium LiNbO_3 , les matériaux III-V tels que le GaAs et l'InP, les polymères ou les cristaux liquides.

2.2.5.2. Divers effets

L'effet électro-optique classique correspond à une variation de la partie réelle des indices des matériaux soumis à l'application d'un champ électrique. Cette perturbation peut être décomposée en une composante linéaire et une composante quadratique correspondant respectivement à l'**effet Pockels** et à l'**effet Kerr** [37, 38] : L'effet Kerr correspond à une variation de l'indice de réfraction proportionnelle au carré du champ électrique appliqué, tandis que l'effet Pockels se traduit par une variation linéaire de l'indice optique du matériau en fonction du champ appliqué. Ces deux effets ont même origine, c'est à dire une déformation du réseau cristallin avec l'application d'un fort champ électrique. Cependant, l'effet Pockels est un phénomène plus important dans les semiconducteurs que l'effet Kerr et est notamment utilisé pour la modulation ou la commutation.

L'**effet plasma** se traduit par une diminution de l'indice de réfraction dans une région, causée par une augmentation de la densité d'électrons dans cette région. La **polarisation en direct** d'une diode PIN entraîne l'injection de porteurs dans la zone intrinsèque. La densité de ces derniers y est alors beaucoup plus élevée. La variation d'indice correspondante s'exprime sous la forme :

$$\Delta n = -\frac{\lambda^2 q^2 dN}{8\pi^2 \varepsilon_0 c^2 n m_e} \quad [39, 40]$$

où : λ est la longueur d'onde,
 q la charge élémentaire,
 dN la variation de densité de porteurs,
 ε_0 la constante diélectrique du vide,
 c la vitesse de la lumière dans le vide,
 n l'indice effectif⁵ de la région considérée,
 m_e la masse effective des électrons.

Dans le cas de la **polarisation en inverse** d'une diode, c'est la désertion en porteurs qui induit une variation de l'indice de réfraction. La zone de désertion au niveau de la jonction s'étendant de 0,1 à 2 μm en fonction du dopage et de la tension appliquée à l'électrode, ce phénomène peut aussi être utilisé pour la commutation [41].

L'utilisation de ce phénomène pour la commutation est possible dès lors que le cœur du guide optique est dans la zone intrinsèque. Que le contrôle de l'indice de réfraction se fasse par l'intermédiaire de l'application d'un champ électrique (désertion de porteurs, effet Pockels) ou d'un courant électrique (injection de porteurs), les variations d'indice attendues peuvent s'étendre de 10^{-4} à 10^{-2} dans les semiconducteurs III-V [42, 43] et les temps de commutation sont de l'ordre de la **nanoseconde**.

2.2.5.3. État de l'art

Les dispositifs électro-optiques utilisant les propriétés électro-optiques du **niobate de lithium** ont été largement utilisées dans la conception de dispositifs à base de guides d'onde, dont les plus répandus sont sûrement les modulateurs. Cependant, des commutateurs électro-optiques ont également été étudiés. Nous récapitulons dans le tableau I-3 quelques résultats des travaux de Bogert *et al.* de AT&T Bell Labs, de Duthie *et al.* et de Okayama *et al.* concernant des commutateurs électro-optiques sur LiNbO_3 .

⁵ Se reporter à l'annexe B pour la notion d'indice effectif.

Année	Type de dispositif	Type de commutateur ⁶	Commande	Diaphotie (dB)	Pertes ⁷ (dB)	Taille (mm × mm)	λ (μm)	Référence
86	4×4	EODC	13 V	-35	5.2	*	1.3	Bogert <i>et al.</i> [44]
88	8×8	EODC	26 V	-20	5.5	0.55 × 66	1.3	Duthie <i>et al.</i>
91	16×16	EODC	35-60 V	-20	6.5	2.5 × 69	1.3	[45, 46]
93	4×4	DOS	30 V	-17	7	62 × **	1.3	Okayama <i>et al.</i>
	8×8		50 V	-17	5	68.5 × **	1.3	
94	2×2	DOS	40 V	-25	*	18 × **	1.3	[47-50]
94	32×32	DOS	24 V	-18	10	62.5 × **	1.3	

Tableau I-3 : Caractéristiques de commutateurs électro-optiques sur LiNbO₃.

* valeurs non disponibles ; ** largeur non disponible

Ce tableau nous donne un état de l'art des premières matrices basées sur les commutateurs électro-optiques sur LiNbO₃. Les pertes sont aux alentours de 7 dB, la diaphotie de -17 à -35 dB pour des tensions de commande de 13 V à 50 V.

Des commutateurs optiques dans cette filière sont aussi disponibles dans l'industrie. Les sociétés EOSpace et Lynx Photonics, entre autres, commercialisent des commutateurs électro-optiques disponibles en version de 1×2, 2×2, 4×4 et 8×8 ports. Le tableau I-4 résume les spécifications d'un commutateur commercial de 8×8 ports [51]. Dans tous ces cas, la variation d'indice se fait par effet Pockels, suite à l'application d'un champ électrique.

Paramètre	Valeur
Nombre de ports	8 × 8
Pertes d'insertion	< 10 dB
Temps de commutation	< 1 μs
Diaphonie intercanaux	< -30 dB
Longueur d'onde	1.55 μm

Tableau I-4 : Spécifications d'un commutateur électro-optique à base de guides d'onde [51].

⁶ Les terminologies EODC et DOS désignent des types de commutateurs qui seront détaillés dans le chapitre II.

⁷ Il s'agit des pertes totales d'insertion fibre à fibre. La notion de pertes est de même détaillée dans le chapitre III et l'annexe A-3.

Sur semiconducteurs III-V, les premiers commutateurs sur matériaux électro-optiques ont été réalisés dans la filière **GaAs/AlGaAs**, soit par application d'un champ électrique, soit par injection de porteurs. Nous reportons dans le tableau I-5 les performances des premières matrices réalisées sur GaAs notamment par Inoue *et al.* de Hitachi et de Hamamoto *et al.* de NEC :

Année	Type de dispositif	Type de commutateur	Commande	Diaphotie (dB)	Pertes (dB)	Taille (mm × mm)	λ (μm)	Référence
86	2×2	EODC	22.5 V	-22	10.7	18 × **	1.3	Inoue <i>et al.</i> [52]
90	4×4	EODC	22 V	-30	11	15 × **	1.3	Komatsu,
92	8×8	EODC	25 V	-23	8.7	26.5 × 3	1.3	Hamamoto <i>et al</i>
93	4×4	EODC	*	*	1.6	17 × **	1.3	[53-56]

Tableau I-5: Caractéristiques de commutateurs électro-optiques sur GaAs.

* valeurs non disponibles ; ** largeur non disponible.

Par exemple, les laboratoires de NEC [53], rapportent la réalisation d'une matrice 4×4 basée sur des commutateurs électro-optiques par couplage sur GaAs/AlGaAs dont les tensions de commande sont de l'ordre 20 V. La diaphotie et les pertes d'insertion sont respectivement inférieures à -30 dB et de l'ordre de 10 dB. L'architecture de la matrice correspond à celle d'un réseau bloquant.

En filière **InP**, divers commutateurs ont été développés depuis le début des années 90. Nous résumons dans le tableau I-6 les performances de quelques dispositifs sur InP réalisés notamment par Inoué *et al.* de Hitachi, Stoll *et al.* de Siemens et Vinchant *et al.* de Alcatel Alsthom Recherche (actuellement Alcatel Opto+) :

Année	Type de dispositif	Type de commutateur	Commande	Diaphotie (dB)	Pertes (dB)	Taille (mm × mm)	λ (μm)	Référence
88	1×2	TIR ⁸	120 mA	-19	20.4	8 x **		Inoue <i>et al.</i> [57]
90	2×2	EODC	4 mA	-20	*	2 × **	1.55	Stoll, Müller <i>et al.</i>
92	4×4	EODC	9.5 mA	-10	15	6.5 × 1.6	1.55	[58, 59]
94	1×2	TIC	3 mA	-25	*	*	1.55	Stoll, Müller <i>et al.</i>
		SIC ⁹	12 mA	-15	*	*	1.55	
96	1×8	TIC	60 mA	-19	6.5	10.4 × 2	1.55	[60-63]
96	8×8	TIC	*	-28	20	20 × 16	1.55	
93	1×2	DOS	50 mA	-30	*	*	1.3	Masum Choudhury <i>et al.</i> [64]
93	1×2	DOS ¹⁰	10 V	-10	12	8 × **	1.55	Vinchant <i>et al.</i>
			20 mA	-20				
	1×4	DOS	12 mA	-15	15	*	1.55	[65-71]
95	4×4	DOS	30 mA	-15	15	20 × 2.25	1.55	
97	1×2	MQW ¹¹	7 V	-14	3	3 mm × **	1.55	Sneh <i>et al.</i> [72]
		DOS						

Tableau I-6 : Caractéristiques de commutateurs électro-optiques sur InP.

* valeurs non disponibles ; ** largeur non disponible.

La plupart de ces commutateurs fonctionnent sur le principe de l'effet **plasma** induit par l'injection de porteurs. En particulier, nous pouvons citer les travaux de Vinchant où des commutateurs électro-optiques basés sur la commutation par changement adiabatique de mode¹² ont été réalisés. Ils sont longs de 8 mm dont 5 mm pour les électrodes de commande. Le commutateur 1×2 nécessite un courant de commande de quelques dizaines de milliampères pour obtenir une diaphotie de -20 dB [67], tandis que la matrice 4×4 nécessite un courant de commande de 30 mA pour une diaphotie de -15 dB

⁸ La terminologie TIR désigne un commutateur basé sur le principe de la Réflexion Totale Interne (Total Internal Reflexion)

⁹ Il s'agit de commutateurs de type EODC à trois guides utilisant le principe de 'Transverse Index Compensation' (TIC) ou à cinq guides utilisant le principe de 'symetrical injection compensation' (SIC).

¹⁰ Cette structure est polarisée en direct (injection de porteurs) ou en inverse (application d'un champ électrique).

¹¹ La couche guidante est constituée de puits quantiques (MQW) où l'effet Starck confiné amplifie les effets du champ électrique comparé au matériau massif.

¹² Il s'agit du commutateur DOS dont le principe repose sur une commutation par changement adiabatique de mode.

[70]. L'architecture choisie par l'équipe d'Alcatel est un réseau strictement non bloquant. Un gain important de place a été obtenu en utilisant des miroirs pour les divers changements de directions au lieu des traditionnels guides courbés.

Après avoir résumé les principaux résultats de quelques travaux sur divers commutateurs et sur différents matériaux situant l'état de l'art de la commutation par effet électro-optique, il saute aux yeux que cet état de l'art n'est plus d'actualité ! Effectivement et notamment sur InP, les travaux de recherche sur les commutateurs électro-optiques basés sur le principe de l'effet Pockels ou l'effet plasma ont été menés de manière approfondie jusqu'en 1995. On trouve d'ailleurs une littérature abondante jusqu'à cette date [44-74]. Ensuite, ces études, particulièrement celles des laboratoires travaillant pour les télécommunications optiques, se sont orientées vers la commutation utilisant l'effet d'amplification ou les SOAs¹³. Quelques laboratoires, dont l'ITEMN, ont continué des travaux sur ce type de composants pour les applications opto-hyperfréquences.

2.2.5.4. Avantages / Inconvénients [75]

En ce qui concerne les commutateurs sur LiNbO_3 , la variation d'indice se fait par effet Pockels, suite à l'application d'un champ électrique. Mais ces commutateurs fonctionnent avec des effets électro-optiques plus faibles que ce que l'on peut avoir dans les semiconducteurs. Cela conduit à des longueurs de composant et des puissances de commande importantes, et des temps de commutation encore trop élevés [76].

Les commutateurs sur semiconducteurs utilisant l'effet électro-optique sont essentiellement basés sur la technologie guide d'onde. Par rapport aux commutateurs micro-usinés, les commutateurs à base de guides d'onde présentent davantage de pertes d'insertion. Celles-ci augmentent d'ailleurs avec la longueur et la courbure des guides et donc avec le nombre des ports. A mesure que le commutateur augmente son nombre de ports, le problème de diaphotie s'accroît également du fait du couplage à travers les multiples trajectoires et des multiples intersections entre les guides.

En revanche, par rapport à la technologie silicium des microsystèmes, la technologie III-V des guides d'onde offre l'avantage des vitesses de configuration voisines de la **nanoseconde**. Enfin, l'avantage de cette technologie réside aussi dans l'absence de pièces en mouvement.

C'est vers ce type de commutation basée sur l'effet électro-optique sur InP que se sont orientés une partie des travaux de recherche de l'équipe optoélectronique de l'I.E.M.N. Plus particulièrement, c'est l'effet plasma par injection de porteurs qui a été retenu. Il conduit à des variations d'indice plus

¹³ SOA : Semiconductor Optical Amplifier.

importantes que l'effet Pockels et donc à des composants plus courts et de consommation plus faible [77].

Remarques : D'autres matériaux...et d'autres technologies...

- En 1994, Liu et al. [78] ont réalisé le premier commutateur DOS sur silicium, fonctionnant par effet plasma à $1.3 \mu\text{m}$. Les diaphoties annoncées étaient de -22.3 dB pour un courant de 290 mA !! et des pertes fibre à fibre de l'ordre de 8.2 dB .

- Plus récemment, les propriétés électro-optiques des polymères ont été utilisées pour la réalisation de commutateur de type Mach-Zehnder [79] ou de type DOS [80]. Le premier réalise des diaphoties de l'ordre de -25 dB pour une tension de 15 V et des pertes de 10 dB , tandis que le second présente une diaphotie de 15 dB quand une tension de 20 V est appliquée. D'autres travaux sont reportés dans les références [81-84]

- Des commutateurs optiques à base de cristaux liquides (nématiques ou ferroélectriques) ont été récemment annoncés par plusieurs sociétés dont Spectra Switch [85]. Pour l'instant, le nombre de ports de ce type de commutateur est assez réduit. La technologie des CL nématiques offre des temps de commutation de l'ordre de 100 ms tandis que la technologie CL ferroélectriques présente des temps de commutation variant de 10 à $100 \mu\text{s}$. La stabilité en température demeure un handicap pour cette technologie [86, 87].

- Plus récemment, des commutateurs optiques utilisant l'électro-holographie ont été annoncés séparément par les sociétés Trellis Photonics et DigiLens. Les temps de commutation sont de l'ordre de plusieurs dizaines de nanosecondes [88].

- Une technologie alternative est proposée par Agilent dans l'utilisation de la technique jet d'encre pour placer une goutte d'un liquide réfléchissant à l'intersection de deux chemins optiques afin de rediriger le faisceau sur un troisième. Les temps de commutation sont ici assez longs (quelques ms).

- La société anglaise Polatis présente une solution originale basée sur l'actuation par voie piézo-électrique de collimateurs afin de rediriger le signal incident vers un port de sortie sélectionné. Ils proposent ainsi une matrice 3D 64×64 avec un temps de commutation de l'ordre de la dizaine de millisecondes [89].

2.3. L'amplification [90]

Les études sur les commutateurs basés sur les SOAs ont commencé dès les années 80 [91] mais se sont surtout développées dans le milieu des années 90 avec l'explosion des télécommunications. Jusqu'à présent, beaucoup de commutateurs ont été étudiés mais seuls ceux basés sur les SOAs ou intégrant des SOAs sur les chemins optiques présentent de faibles pertes, un taux d'extinction on-off élevé et des diaphoties très basses à cause d'une forte absorption dans l'état off et d'un gain dans l'état

on. Pour la sortie commutée, l'amplificateur optique va jouer son rôle en multipliant l'intensité de lumière émise, compensant ainsi les pertes, alors que sur toutes les autres voies les zones d'amplification n'étant pas polarisées joueront le rôle d'absorbants des faisceaux parasites, accroissant ainsi la diaphotie.

Nous présentons dans le tableau I-7 quelques résultats de travaux concernant des commutateurs intégrant des SOAs réalisés dans la filière InP :

Année	Type	I_A (mA)	I_C (mA)	G (dB)	C (dB)	Pertes (dB)	Taille (mm × mm)	Référence
90	1×2	160 ¹⁴		35**	25		0.900 × 0.05	[92]
COSTA ¹⁵								
90	1×2	150	*	4	29	16	*	[93-95]
93	2×2	250	80	1**	40		5.8 × 0.8	HITACHI
94	4×4	250	50	5**	54		11.8 × 2	
94	2×2	150		26	45	6	*	[96]
95	4×4	40	40	30	40	2	6.7 × 3	[97, 98] ERICSSON
96	2×2	160		26	25	19	*	[99] CNET
96	2×2 MZI ¹⁶	2.1 mW		*	20	*	*	[100, 101]

Tableau I-7 : Caractéristiques de commutateurs basés sur des SOAs sur InP.

Avec : I_A : Intensité de commande de l'amplificateur ;

I_C : Intensité de commande du commutateur ;

G : Gain ;

** : G = Gain fibre à fibre = gain interne de l'ampli + pertes.

C : Crosstalk (diaphotie) ou ON-OFF ratio.

*: données non disponibles.

¹⁴ Il s'agit ici d'une jonction en Y avec sur chaque branche un SOA. Le gain de chaque bras peut être contrôlé individuellement. Avec du courant, le signal est transmis et amplifié. Sans courant, le signal est absorbé. Ici $I_A = I_C$

¹⁵ COSTA : Carrier-injection type Optical S³ (single slip structure) switch with Travelling-wave Amplifier.

¹⁶ MZI : Mach-Zehnder Interferometer avec des SOAs sur chaque branche.

Deux exemples originaux sont présentés dans les références [102] et [103], avec un composant matriciel hybride utilisant une partie amplificatrice sur semiconducteur pour assurer la commutation et une technologie polymère, ou silice, pour tout ce qui concerne la partie passive du composant.

Ces techniques ont la particularité de permettre la réalisation de composants présentant de hauts niveaux d'isolation optique (plus de 30 dB) [97] et une commutation binaire on-off en 1 à 10 ns [90]. Mais cette technologie présente deux inconvénients majeurs rédhibitoires pour notre application dégradant le caractère analogique des signaux hyperfréquences. Le premier est l'**augmentation du bruit de phase** du signal hyperfréquence et le second se traduit par des problèmes de non-linéarités, que ce soit en gain ou en atténuation, entraînant des **distorsions des signaux** et donc une réduction de la dynamique des signaux hyperfréquences [104].

2.4. Comparaison des différentes technologies de commutation

On a récapitulé dans le tableau I-8 quelques avantages et inconvénients des différentes techniques de commutation présentées précédemment.

Technologie	Principe	Avantages		Inconvénients	
MEMS	MOEMS	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Bonne diaphotie ▪ Faibles pertes ▪ Faible consommation 		<ul style="list-style-type: none"> ▪ Temps de commutation en ms ▪ Parties mobiles ▪ Fiabilité dans le temps 	
		Thermo-optique	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Bonne diaphotie ▪ Faibles pertes 		<ul style="list-style-type: none"> ▪ Forte consommation ▪ Temps de commutation en ms ▪ Taille importante
Guides d'onde	Electro-optique	Effet Pockels	Effet Plasma	Effet Pockels	Effet Plasma
		<ul style="list-style-type: none"> ▪ Temps de commutation inférieur ou de l'ordre de quelques ns ▪ Faible consommation 		<ul style="list-style-type: none"> ▪ Diaphotie moyenne ▪ Pertes d'insertion élevées 	
			<ul style="list-style-type: none"> ▪ Taille raisonnable 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Dépendance à la polarisation ▪ Taille importante 	
	Tout-optique	Solution à plus long terme - En développement			
SOA	Amplification	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Temps de commutation ▪ Compensation des pertes 		<ul style="list-style-type: none"> ▪ Ajout de bruit de phase ▪ Non-linéarité, distorsions ▪ Réduction de la dynamique 	
Autres	Acousto-optique			<ul style="list-style-type: none"> ▪ Temps de commutation en μs ▪ Problème de confinement de l'onde lumineuse 	
	Magnéto-optique			<ul style="list-style-type: none"> ▪ Temps de commutation de quelques centaines de ns 	
Cristaux liquides	Cristaux liquides	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Matrice 2D 		<ul style="list-style-type: none"> ▪ Temps de commutation en ms ▪ Problème de stabilité en température 	

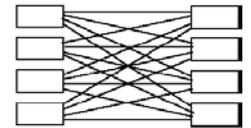
Tableau I-8 : Comparaison des différentes techniques de commutation.

I-3. UN DISPOSITIF CLÉ : LA MATRICE DE COMMUTATION

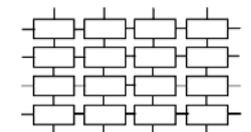
Une matrice de commutation électro-optique peut être assimilée à un sous-système optique intégré, comportant de nombreux éléments passifs et actifs. Différentes topologies $N \times N$ peuvent être envisagées. On se heurte à un compromis à faire entre la complexité de la matrice (difficulté technologique) et le nombre d'interfaces (pertes de couplage fibre / guide). En effet, plus l'ordre de la matrice est élevé, plus l'architecture est complexe mais, pour un nombre de chemins donné, le nombre d'interfaces fibre/guide diminuera avec l'augmentation de l'ordre de la matrice. Dans notre étude, l'ordre le plus élevé pour les matrices réalisées est de 4.

Il existe plusieurs types de matrices ou architectures de commutation [105, 106], les définitions en sont données ci-après. Elles n'auront pas la même fonctionnalité et peuvent être caractérisées de diverses façons, en fonction de leur connectivité, de leur complexité, de leurs pertes ou encore de leur algorithme de commande. Ici le classement est fonction de leur connectivité.

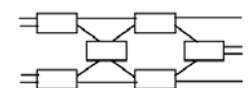
- Réseau non bloquant strictement : chaque entrée possède un chemin dédié pour chaque sortie et peut y être raccordée si cette dernière est libre.



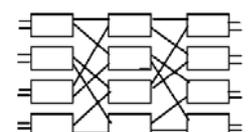
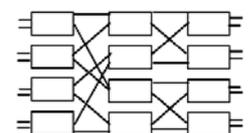
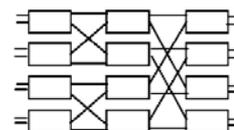
- Réseau non bloquant au sens large : il reprend la définition précédente mais le chemin emprunté par le signal n'est figé que d'une commutation à l'autre. Les chemins d'accès des N entrées vers les N sorties sont interdépendants.



- Réseau non bloquant reconfigurable : cette fois, chaque entrée peut être reliée à une sortie libre mais il est possible qu'une ou plusieurs connexions soient « re-routées » pour permettre d'établir les liaisons souhaitées.



- Réseau bloquant : pour ce genre de réseau, il existe au moins une entrée qui ne peut être acheminée à une sortie non occupée dans au moins une configuration du réseau sans couper une connexion. Il peut donc arriver que toutes les connexions ne puissent être établies en même temps car des portions de réseau sont partagées par deux chemins différents. Les matrices bloquantes ne permettent pas toutes les connexions simultanément.



Dans le cadre de l'application visée, les signaux qui traverseront la matrice seront de longueurs d'onde différentes. De ce fait il est possible d'envoyer plusieurs signaux vers une même sortie et de les dissocier par la suite. Nous recherchons donc une topologie du type **strictement non bloquante**. Un réseau $N \times N$ de ce type est constitué de $2N$ matrices $1 \times N$ ce qui revient à $N(N-1)$ commutateurs 1×2 et autant de sommateurs 2×1 . L'avantage majeur de ce type de réseau est la simplicité de son algorithme de routage. La structure d'une matrice non bloquante $N \times N$ va englober en plus des éléments de commutation et des sommateurs un certain nombre d'autres composants passifs :

- Guides droits, guides courbes et/ou miroirs,
- Diviseurs optiques et guides entrecroisés.

I-4. CONCLUSION

Il apparaît que les techniques, possédant un temps de commutation suffisamment court (inférieur ou de l'ordre de quelques ns) pour l'application envisagée, sont fondées sur les effets électro-optiques ou l'amplification. Mais cette dernière technologie, surtout en développement pour la commutation de signaux numériques et généralement pour les applications télécoms, semble inadaptée pour l'application envisagée ici, puisque la transmission de signaux analogiques hyperfréquences au travers d'un tel dispositif se traduit par une augmentation significative du bruit de phase et par des distorsions des signaux.

Compte tenu de ce constat sur les diverses technologies de commutation et des impératifs figurant dans le cahier des charges, nous nous sommes donc orientés vers une solution fondée sur les technologies d'optique intégrée sur matériaux semiconducteurs III-V, et plus particulièrement l'InP, et sur le principe de commutation basé sur les effets électro-optiques. Enfin c'est l'effet plasma qui a retenu notre attention, puisque globalement les variations d'indice pouvant être atteintes avec cet effet sont plus élevées que celles obtenues par des effets électrostatiques tels que l'effet Pockels.

L'étude bibliographique nous a permis de situer l'état de l'art des commutateurs électro-optiques par effet plasma réalisés sur InP aux alentours de 15 dB de pertes, une diaphotie de -15 à -30 dB et une consommation de plusieurs dizaines de milliampères.

I-5. REFERENCES

- [1] A. P. GOUTZOULIS, J. M. ZOMP.
Development and field demonstration of an eight-element receive wavelength-multiplexed true-time-delay steering system
Applied Optics-IP, 1997, Vol. 36 (29), pp. 7315-7326.
- [2] D. DOLFI, J. P. HUIGNARD, J. CHAZELAS, O. MAAS.
Photonics for microwave processing in radar systems
MWP'97, Duisburg, 3-5 Septembre 1997.
- [3] H. ZMUDA, E. N. TOUGHLIAN.
Photonic aspects of modern radar
Artech House, 1994, Chap6: Spacially Light Modulators for optically controlled Phased Array Radar Signal Processors.
- [4] A. J. SEEDS.
Application of Optoelectronic Techniques in Phased array Antenna Beam Forming
International Topical Meeting on Microwave Photonics, MWP'97, pp. 15-20.
- [5] A. J. SEEDS.
Microwave Photonics
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 2002, Vol. 50, n° 3, pp. 877-887.
- [6] DASSAULT ELECTRONIQUE
Apports de l'optique dans les antennes actives. Concepts d'architectures optiques: rapport final.
Rapport DRET, Mai 1994.
- [7] I. CAYREFOURCQ, M. SCHALLER, C. FOURDIN, J.P. VILCOT, J. HARARI, D. DECOSTER.
Optical switch design for true time delay array antenna
IEE Proceedings on Optoelectronics part J, 1998, Vol. 145, n° 1, pp. 77-82.
- [8] M. ERMAN.
Photonic devices for optical switching: from technology to system
3rd international conference: IPRM 1991.
- [9] R. A. SOREF.
Silicon-based optoelectronics
Proceedings of the IEEE, 1993, Vol. 81, n° 12, pp. 1687-1706.
- [10] M. F. DAUTARTAS, A. M. BENZONI, Y. C. CHEN, G. E. BLONDER, B. H. JOHNSON, C. R. PAOLA, E. RICE, Y. H. WONG.
A silicon-based moving-mirror optical switch
IEEE Journal of Lightwave Technology, 1992, Vol. 10, n° 8, pp. 1078-1085.
- [11] K. HOGARI, T. MATSUMOTO.
Electrostatically driven micromechanical 2x2 optical switch
Applied Optics, 1991, Vol. 30, n° 10, pp. 1253-1257.
- [12] E. OLLIER, P. LABEYE, F. REVOL.
Micro-opto mechanical switch integrated on silicon
Electronics Letters, 1995, Vol. 31, n° 23, pp. 2003-2005.
- [13] V. J. GROTE, R. A. HEYLER.
Optoelectronic Integrated Circuits and Packaging
Proceedings SPIE, 2001, Vol. 42, pp. 156-162.
- [14] C. MARXER, N. F. DE ROOIJ.
Micro-opto-mechanical 2x2 switch for single-mode fibers based on plasma-etched silicon mirrors and electrostatic actuation
IEEE Journal of Lightwave Technology, 1999, Vol. 17, n° 1, pp. 2-6.
- [15] M. OKUNO, K. KATO, R. NAGASE, A. HIMENO, Y. OHMORI, M. KAWACHI.
Silica-based 8x8 optical matrix switch integrating new switching units with large fabrication tolerance
IEEE Journal of Lightwave Technology, 1999, Vol. 17, n° 5, pp. 771-781.
- [16] OMM
32x32 photonic switch data sheet
<http://www.omminc.com/>, 2002.
- [17] <http://www.lucent.com/solutions/>, 2002.
<http://www.bell-labs.com/>, 2002.
- [18] K. J. EBELING.
Integrated opto-electronics
Springler-Verlag, 1992.
- [19] Ecole d'été optoélectronique, institut d'études scientifiques de Cargèse 27 Juin – 7 Juillet 1989.
Groupement de recherches coordonnées "ondes optiques guidées".
Société française d'optique. Les éditions de physique.
- [20] G. KRIJUNEN.
All optical switching in non linear integrated optic device.
PhD printed by Febodruk-Euschede, the Netherlands.
- [21] J. WILSON, JFB HAWKES.
Optoelectronics: an introduction
Second edition. Prentice Hall.

- [22] A. HIMENO, K. KATO, T. MIYA.
Silica-based planar lightwave circuits
IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 1998, Vol. 4, n° 6, pp. 913-914.
- [23] T. GOH, A. HIMENO, M. OKUNO, H. TAKAHASHI, K. HATTORI.
High extinction ratio and low loss silica based 8x8 thermo-optic matrix switch
IEEE Photonics Technology Letters, 1998, Vol. 10, n°3, pp. 358-360.
- [24] M. P. EARNSHAW, J. B. D. SOOLE, M. CAPPUZZO, L. GOMEZ, E. LASKOWSKI, A. PAUNESCU.
Compact low-loss 4x4 optical switch matrix using multimode interferometers
Electronics Letters, 2001, Vol. 37, n° 2, pp. 115-116.
- [25] Lynx Photonics
http://www.accessm3.com/clients/lynx_news.htm, 2002
- [26] **Tunable polymers will deliver low-cost switches**
Opto&Laser Europe, Oct. 1996, p. 28.
- [27] N. KEIL, C. WEINERT, W. WIRGES, H. H. YAO, S. YILMAZ, C. ZAWADZKI, J. SCHNEIDER, J. BAUER, K. LÖSCH, K. SATZKE, W. WISCHMANN, J. WIRTH.
Thermo-optic vertical coupler switches using hybrid polymer/silica integration technology
Electronic Letters, 2000, Vol. 36, n° 5, pp. 430-431.
- [28] N. OOBA, S. TOYODA, T. KURIHARA.
Low crosstalk and low loss polymeric 1x8 digital optical switch
Japanese Journal of Applied Physics, 2000, Part 1, Vol. 39, n° 4B, pp. 2369-2371
- [29] S. TOYODA, N. OOBA, Y. KATOH, T. KURIHARA, T. MARUNO.
Low crosstalk and low loss 2x2 thermo-optic digital optical switch using silicone resin waveguides
Electronics Letters, 2000, Vol. 36, n° 21, pp. 1803-1804.
- [30] J. M. HAMMER.
Integrated optics
Vol. 7 of Topics in Applied Physics.
Chap.: Modulation and switching of light in dielectric waveguides. Springer-Verlag, 1979.
- [31] <http://www.lmgr.net>, 2002
- [32] B. E. A. SALEH, M. C. TECH.
Fundamentals of Photonics
Wiley Series in Pure and Applied Optics, J. W. Goodman, series editor, 1991.
- [33] K. NAKATSUHARA, T. MIZUMOTO, S. HOSSAIN, S. H. JEONG, Y. TSUKISHIMA, B. J. MA, Y. NAKANO.
GaInAsP-InP distributed feedback waveguides for all-optical switching
IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2000, Vol. 6, n° 1, pp 143-149.
- [34] A. MELLONI, M. CHINELLO, M. MARTINELLI.
All-Optical Switching in Phase Shifted Fiber Bragg Grating
IEEE Photonics Technology Letters, 2000, Vol. 12, n° 1, pp. 42-44.
- [35] M. A. FRANKE, H. G. WINFUL.
All-Optical Switching in an Angled-Grating Semiconductor Bragg Amplifier
IEEE Photonics Technology Letters, 1999, Vol. 11, n° 7, pp. 815-817.
- [36] H. P. NOTLING, R. ULRICH.
Integrated optics
Springler-Verlag, 1985
- [37] L. THERY.
La modulation de phase pour la commutation optique dans le système InP/GaInAsP
Thèse, INPG, 30 Mars 1992.
- [38] JF. VINCHANT, JA. CAVAILLES, M. ERMAN, Ph. JARRY, M. RENAUD.
InP/GaInAsP guided wave phase modulators based on carrier induced effects: theory and experiment
IEEE Journal of Lightwave Technology, 1992, Vol 10, n° 1, pp. 63-69.
- [39] HUNSPERGER.
Integrated Optics: Theory and Technics
Springer Series in Optical Sciences, Second Edition 1985
- [40] F. FIEDLER, A. SCHLACHETZ.
Optical parameters of InP Based Waveguides
Solid State Electronics, 1987, Vol. 30, n° 1, pp 77-83.
- [41] J. A. CAVAILLES, M. RENAUD, P. JARRY, M. ERMAN, J. F. VINCHANT, A. GOUTELLE.
Integration of detectors with GaInAsP/InP carrier depletion optical switches
Electronics Letters, 1990, Vol. 26, n° 21, pp. 1783-1784.
- [42] B.R. BENNET, R.A. SOREF, J.A. DEL ALAMO.
Carrier-induced change in refractive index of InP, GaAs and InGaAsP
IEEE Journal of Quantum Electronics, 1990, Vol. 26, n° 1, pp. 113-122.
- [43] K. ISHIDA, H. NAKAMURA, H. MATSUMURA.
InGaAsP/InP optical switches using carrier induced refractive index change
Applied Physics Letters, 1987, Vol. 50, n° 3, pp. 141-142.

- [44] G. A. BOGERT, E. J. MURPHY, R. T. KU.
Low crosstalk 4x4 TiLiNbO₃ optical switch with permanently attached polarization maintaining fiber array
IEEE Journal of Lightwave Technology, 1986, Vol. 4, n° 10, pp. 1542-1545.
- [45] P. J. DUTHIE, M. J. WALE.
Rearrangeably non blocking 8x8 guided wave optical switch
Electronics Letters, 1988, Vol. 24, n° 10, pp. 594-596.
- [46] P. J. DUTHIE, M. J. WALE.
16x16 single chip optical switch array in lithium niobate
Electronic Letters, 1991, Vol. 27, n° 14, pp. 1265-6.
- [47] H. OKAYAMA, A. MOTOKA, R. SHIBUYA, T. ISHIDA.
Optical switch matrix with simplified NxN tree structure.
IEEE Journal of Lightwave Technology, 1989, Vol. 7, n° 7, pp. 14023-1028.
- [48] H. OKAYAMA, M. KAWAHARA.
Ti:LiNbO₃ digital optical switch matrices
Electronics Letters, 1993, Vol. 29, n° 9, pp. 765-766.
- [49] H. OKAYAMA, M. KAWAHARA.
Low-crosstalk 2x2 digital optical switch
Electronics Letters, 1994, Vol. 30, n° 5, pp. 403-405.
- [50] H. OKAYAMA, M. KAWAHARA.
Prototype 32x32 optical matrix
Electronics Letters, 1994, Vol. 30, n° 14, pp. 1128-9.
- [51] EOSpace
High speed switch matrices
<http://www.eospace.com/>, 2002
- [52] H. INOUE, K. HIRUMA, K. ISHIDA, H. SATO, H. MATSUMARA.
Switching characteristics of GaAs directional coupler optical switches
Applied Optics, 1986, Vol. 25, n° 9, pp. 1484-1490.
- [53] K. KOMATSU, A. SUZUKI.
Integrated semiconductor optical matrix switches for photonic switching application
Extended abstract of the 22nd conference on solid state devices and materials, Sendai 1990, pp 793-796.
- [54] K. KOMATSU, K. HAMAMOTO, M. SUGIMOTO, A. AJISAWA, Y. KONGA, A. SUZUKI.
4x4 GaAs/AlGaAs optical matrix switches with uniform device characteristics using alternating $\Delta\beta$ electrooptic guided-wave directional couplers
IEEE Journal of Lightwave Technology, 1991, Vol. 9, n° 7, pp. 871-878.
- [55] K. HAMAMOTO, T. ANAN, K. KOMATSU, M. SUGIMOTO, I. MITO.
First 8x8 semiconductor optical matrix switches using GaAs/AlGaAs electrooptic guided wave directional couplers
Electronics Letters, 1992, Vol. 28, n° 5, pp. 441-443.
- [56] H. HAMAMOTO, S. SUGOU, K. KOMATSU, K. KITAMURA.
Extremely low loss 4x4 GaAs/AlGaAs optical matrix switch
Electronics Letters, 1993, Vol. 29, n° 17, pp. 1580-1582.
- [57] H. INOUE, H. NAKAMURA, K. MOROSAWA, Y. SASAKI, T. KATSUYAMA, N. CHINONE.
An 8mm length nonblocking 4x4 optical switch array
IEEE Journal on Selected Areas in Communications, 1988, Vol. 6, n° 7, pp. 1262-1265.
- [58] G. MÜLLER, L. STOLL, G. SCHULTE-ROTHU, U. WOLFF.
Low current plasma effect optical switch on InP
Electronics Letters, 1990, Vol. 26, n° 2, pp. 115-116.
- [59] L. STOLL, G. MULLER, M. HONSBURG, M.SCHIENLE, J. EICHINGER, U. WOLFF.
4x4 optical matrix switch on InP with low switching current
Letters Kurzberrichte AEU, 1992, Vol. 46, n° 2, pp. 116-118.
- [60] B. ACKLIN, M. SCHIENLE, B. WEISS, L. STOLL, G. MULLER.
Novel optical switches based on carrier injection in three and five waveguide couplers: TIC and SIC
Electronics Letters, 1994, Vol. 30, n° 3, pp. 217-218.
- [61] M. SCHIENLE, G. WENGER, S. EICHINGER, J. MÜLLER, L. STOLL, G. MÜLLER.
A 1x8 InP/ InGaAsP optical matrix switch with low insertion loss and high crosstalk suppression
IEEE Journal of Lightwave Technology, 1996, Vol. 14, n° 5, pp. 822-825.
- [62] G. WENGER, M. SCHIENLE, J. BELLERMAN, M. HEINBACH, S. EICHINGER, J. MÜLLER, B. ACKLIN, L. STOLL, G. MÜLLER.
A completely packaged strictly nonblocking 8x8 optical matrix switch on InP/InGaAsP
IEEE Journal of Lightwave Technology, 1996, Vol. 14, n° 10, pp. 2332-2337.
- [63] G. WENGER, M. BELLERMANN, B. ACKLIN, J. MULLER, S. EICHINGER, G. MULLER.
Self aligned packaging of 8x8 InGaAsP-InP space switch
IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 1997, Vol. 3, n° 6, pp. 1445-1456.
- [64] A. N. M. MASUM CHOUDHURY, W. H. NELSON, M. ABDALLA, M. ROTHMAN, R. BRYANT, W. NILAND, W. POWAZINIK.

InP/InGaAsP Digital optical switches with extinction ration of 30 dB
LEOS 1993, pp. 494-495.

[65] J. F. VINCHANT, J. A. CAVAILLES, M. ERMAN, M. RENAUD, L. THYLEN, P. SVENSON.
First digital optical switch based on InP/GaInAsP double heterostructure waveguides
Electronics Letters 1991, Vol. 27, n° 9, pp. 699-700.

[66] J. F. VINCHANT, A. GOUTELLE, M. ERMAN, M. RENAUD, L. THYLEN, P. SVENSON.
Low driving voltage or current digital optical switch on InP for multiwavelength system application
Electronics Letters, 1992, Vol. 28, n° 12, pp. 1135-1137.

[67] J. F. VINCHANT, M. RENAUD, M. ERMAN, J. L. PEYRE, P. JARRY, P. PAGNOD
InP Digital optical switch: key element for guided wave photonic switching
IEE Proceedings-J, 1993, Vol. 140, n° 5, pp. 301-307.

[68] J. F. VINCHANT, A. GOUTELLE, B. MARTIN, F. GABORIT, P. PAGNODROSSIAUX, J.L. PEYRE, J. LE BRIS, M. RENAUD.
New compact polarisation insensitive 4x4 switch matrix on InP with digital optical switches and integrated mirrors
ECOC 93, The 12-4, pp. 13-16.

[69] J. F. VINCHANT, A. JOURDAN, J. LE BRIS, G. SOULAGE, T. FILLION, E. GRARD.
InP 4x1 digital optical switch module for multiwavelength cross-connect applications
OFC'95, pp. 281-282.

[70] D. LECLERC, P. BROSSON, F. POMMEREAU, R. NGO, P. DOUSSIERE, F. MALLECOT, T. FILLION, J. VINCHANT, JG. PROVOST.
Polarisation insensitive InP 4x4 space switching matrix module
Alcatel Alsthom recherche, note interne, 1995.

[71] M. RENAUD, J. F. VINCHANT, A. GOUTELLE, B. MARTIN, G. RIPOCHE, M. BACHMANN, P. PAGNOD, F. GABORIT.
Compact digital optical switches for low insertion loss large switch arrays on InP
ECOC 95, Bruxelles Septembre, 1995.

[72] A. SNEH, J. E. ZUCKER, L. W. STULZ.
Polarization-insensitive InP-based MQW digital optical switch
IEEE Photonics Technology Letters, 1997, Vol. 9, n° 12, pp. 1589-1591.

[73] O. MIKAMI, H. NAKAGOME.
Waveguided optical switch in InGaAsP/InP using free-carrier plasma dispersion
Electronics Letters, 1984, Vol. 20, n° 6, pp. 228-9.

[74] P. J. DUTHIE, N. SHAW, M. J. WALE, I. BENNION.
Guided wave switch array using electrooptic and carrier depletion effects in Indium Phosphide
Electronics Letters, 1991, Vol. 27, n° 19, pp. 1747-1748.

[75] M. ERMAN.
Les défis techniques et économiques de l'optoélectronique intégrée
Les entretiens de la technologie, 3^{ème} édition, 15-16 Mars 1994, Paris.

[76] P. J. DUTHIE, N. SHAW, M. J. WALE, I. BENNION.
Comparison of lithium niobate and indium phosphide optical switch array design and performance
Proceedings EFOC/LAN 91, Londres.

[77] J. MANNING; R. OLSHANSKY.
The carrier induced index change in AlGaAs and 1.3 µm InGaAsP diode lasers
IEEE Journal of Quantum Electronics, 1983, Vol 19, n° 10, pp. 1525-1530.

[78] Y. L. LIU, E. K. LIU, S. L. ZHANG, G. Z. LI, J. S. LUO.
Silicon 1 x 2 digital optical switch using plasma dispersion
Electronics Letters, 1994, Vol. 30, n° 2, pp. 130-131.

[79] W. Y. HWANG, M. C. OH, H. M. LEE, H. PARK, J. J. KIM.
Polymeric 2x2 electrooptic switch consisting of asymmetric Y junctions and Mach-Zehnder Interferometer
IEEE Photonics Technology Letters, 1997, Vol. 9, n° 6, pp. 761-3.

[80] S. S. LEE, S. Y. SHIN.
Polymeric digital optical switch incorporating linear branch with modified coupling region
Electronics Letters, 1999, Vol. 35, n° 15, pp. 1245-6.

[81] J. I. THACKARA, J. C. CHON, G. C. BJORKLUND, W. VOLKSEN, D. M. BURLAND.
Polymeric electro-optic Mach-Zehnder switches
Materials Science and Engineering B, 1995, Vol. 67, p. 3874.

[82] R. BELLINI.
Etude théorique et expérimentale de guides optiques à base de polymères pour la réalisation de commutateurs électro-optiques
Thèse, Université de Lille 1, novembre 2000.

[83] A. DONVAL, E. TOUSSAERE, J. ZYSS.
Polarization insensitive electro-optic polymer modulator
Journal of Applied Physics, 2000, Vol. 87, n° 7, pp. 3258.

- [84] I. LEDOUX, R. PINCHARD-LEVENSON, J. ZYSS.
Matériaux organiques pour les réseaux de communication optiques : de la molécule aux composants
L'Echo des Recherches, 1995, n° 162.
- [85] Spectra Switch
WaveWalker™ product data sheet
<http://www.spectraswitch.com/>, 2002
- [86] A. SHISHIDO, O. TSUTSUMI, A. KANAZAWA, T. SHIONO, T. IKEDA, N. TAMAI.
Rapid optical switching by means of photoinduced change in refractive index of azobenzene liquid crystals detected by reflection-mode analysis
Journal of American Chemical Society, 1997, Vol. 119, p. 7791.
- [87] F. PAIN, R. COQUILLE, B. VINOUE, N. WOLFFER, P. GRAVEY.
Comparison of twisted and parallel nematic liquid crystal polarisation controllers. Application to a 4x4 free space optical switch at 1.5 μm
Optics Communications, 1997, Vol. 139, p. 199.
- [88] Trellis Photonics
<http://www.trellisphotonics.com/>, 2002
- [89] Polatis
<http://polatis.com>, 2002
- [90] R. F. KALMAN, L. G. KAZOWSKY, J. W. GOODMAN.
Space division switches based on semiconductor optical amplifier
IEEE Photonics Technology Letters, 1992, Vol. 4, n° 9, pp. 1048-1051.
- [91] J. D. EVANKOW, R. A. THOMPSON.
Photonic switching modules designed with laser diode amplifier
IEEE Journal of Selected Areas in Communications, 1988, Vol. 6, pp. 1087-1094.
- [92] S. LINDGREN, M. G. ÖBERG, J. ANDRE, S. NILSSON, B. BROBERG, B. HOLMBERG, L. BÄCKBOM.
Loss-compensated optical Y-branch switch in InGaAsP-InP
IEEE Journal of Lightwave Technology, 1990, Vol. 8, n° 10, pp. 1591-4.
- [93] H. INOUE, T. KIRIHARA, Y. SASAKI, K. ISHIDA.
Carrier injection type optical S3 switch with traveling wave amplifier
IEEE Photonics Technology Letters, 1990, Vol. 2, n° 3, pp. 214-215.
- [94] H. INOUE, T. KIRIHARA, M. OGAWA, K. ISHIDA.
Lossless and low crosstalk characteristics in an InP based 2x2 optical switch
IEEE Photonics Technology Letters, 1993, Vol. 5, n° 9, pp. 1059-1061.
- [95] T. KIRIHARA, M. OGAWA, H. INOUE, K. ISHIDA.
Lossless and low crosstalk 4x4 optical switch array
Electronics and Communications in Japan, part 2, 1993, Vol. 77, n° 11, pp. 73-81.
- [96] G. SHERLOCK, J. D. BURTON, P. J. FIDDYMENT, P. C. SULLY, A. E. KELLY, M. J. ROBERTSON.
Integrated 2x2 optical switch with gain
Electronics Letters, 1994, Vol. 30, n° 2, pp. 137-138.
- [97] B. GUSTAVSON, B. LAGERSTRÖM, L. THYLEN, M. JANSON, L. LUNDGREN, A.C. MÖRNER, M. RASK, B. STOLE.
Monolithically integrated 4x4 InGaAsP/InP laser amplifier gate switch arrays
Electronics Letters, 1992, Vol. 28, n° 24, pp. 2223-2225.
- [98] W. VAN BERLO, M. JANSON, L. LUNDGREN, A.-C. MÖRNER, J. TERLECKI, M. GUSTAVSSON, P. GRANESTRAND, P. SVENSSON.
Polarization-insensitive, monolithic 4x4 InGaAsP/InP laser amplifier gate switch matrix
IEEE Photonics Technology Letters, 1995, Vol. 7, n° 11, pp. 1291-1293.
- [99] F. DORGEUILLE, B. MERSALI, M. FEUILLADE, S. SAINSON, S. SLEMPKES, M. FOUCHER.
Novel approach for simple fabrication of High-Performance InP-Switch Matrix Based on Laser-Amplifier Gates
IEEE Photonics Technology Letters, 1996, Vol. 8, n° 9, pp. 1789-1180.
- [100] J. LEUTHOLD, J. ECKNER, Ch. HOLTSMANN, R. HESS, H. MELCHIOR.
All-optical 2x2 switches with 20dB extinction ratios
Electronics Letters, 1996, vol. 32, n° 24, pp. 2235-2236.
- [101] J. LEUTHOLD, P. A. BESSE, J. ECKNER, E. GAMPER, M. DULK, H. MELCHIOR.
All optical space switches with gain and principally ideal extinction ratios
IEEE Journal of Quantum Electronics, 1998, Vol. 34, n° 4, pp. 622-633.
- [102] R. S. FAN, R. B. HOOKER.
Hybrid Optical Switch Using Passive Polymer Waveguides and Semiconductor Optical Amplifiers
IEEE Journal of Lightwave Technology, 2000, Vol. 18, n° 4, pp. 546-554.
- [103] Y. YAMADA, H. TERUI, Y. OHMORI, M. YAMADA, A. HIMENO, M. KOBAYASHI.

Hybrid-Intergrated 4x4 Optical Gate Matrix Switch Using Silica-Based Optical Waveguides and LD Array Chips

IEEE Journal of Lightwave Technology, 1992, Vol. 10, n° 3, pp. 383-389.

[104] R. BOULA-PICARD, M. B. BIBEY, N. VODJDANI.

Semiconductor Optical Amplifiers for Microwave Photonics Links

Microwave Photonics, MWP 2001, Long Beach.

[105] R. A SPANKE.

Architectures for guided-wave optical space switching systems

IEEE Communications Magazine, 1987, Vol. 25, n° 5, pp. 42-48.

[106] G. I. PAPADIMITRIOU, C. PAPAZOGLU, A. S. POMPORTSIS.

Optical Switching : Switch Fabrics, Techniques, and Architectures

IEEE Journal of Lightwave Technology, 2003, Vol. 21, n° 2, p. 319.

CHAPITRE II

LES PREMIERS RÉSULTATS

Dans un premier temps, ce chapitre est dédié à la description des **travaux de thèse précédents** menés à l'I.E.M.N. sur ce sujet. Les premiers résultats de caractérisations seront ensuite exposés et justifieront l'orientation qu'a suivi ce projet quant au **choix du commutateur**. Enfin nous mettrons en évidence un certain nombre de problèmes annexes au commutateur, que nous nous proposerons de résoudre dans le chapitre III.

II-1. BILAN DES PRÉCÉDENTS TRAVAUX A L'I.E.M.N.

L'étude de la commutation électro-optique par effet plasma a fait l'objet de plusieurs travaux dans l'équipe optoélectronique de l'I.E.M.N., dont deux sujets de thèse depuis 1995. Ces projets ont d'abord été soutenus par DASSAULT ELECTRONIQUE en encadrant une thèse de doctorat soutenue à l'I.E.M.N. par Ian Cayrefourcq en 1998. Les premiers résultats prometteurs qui ont conclu ce travail ont amené THOMSON DETEXIS (maintenant THALES Systèmes Aéroportés) et la DGA (Délégation Générale pour l'Armement) à soutenir la poursuite de ce travail à l'occasion d'une deuxième thèse de doctorat soutenue à l'I.E.M.N. par Yves Hernandez en 2001 et à encadrer ces présents travaux pour mener à terme la réalisation d'une matrice de commutation quatre vers quatre qui devrait être fibrée, pour être incorporée dans un système de synthèse de retards à grande dynamique.

Dans ces travaux, il s'agit de commutation spatiale ou directionnelle basée sur le principe utilisant l'effet électro-optique. Trois types de commutateurs directionnels sont étudiés à l'I.E.M.N. Il s'agit des commutateurs fondés sur la **réflexion interne totale** (TIR : Total Internal Reflection), sur les phénomènes de **couplage de modes** ou **phénomènes d'interférences** (EODC : Electro-Optical Directional Coupler) ou sur une **transformation adiabatique des modes** (DOS : Digital Optical Switch). Ces trois familles de commutateurs sont répertoriées dans la référence [1]. Nous décrivons chaque procédé de commutation qui se cache derrière ces terminologies anglo-saxonnes.

Lors de la première thèse, des composants en filière InP ont été réalisés et une nouvelle structure de commutateur, la **structure « cascade »**, a vu le jour. Elle s'apparente à la famille des EODC et est intéressante surtout au niveau de sa consommation électrique. Ces résultats sont à l'origine des travaux menés par Yves Hernandez, qui a tenté de mettre au point une matrice de commutation basée sur ce type de commutateur particulièrement original, le commutateur « cascade ». L'exposé de nos travaux ne pourrait donc être intelligible sans débiter par un rappel des précédents résultats et conclusions obtenus qui ont conditionné les axes de notre étude.

Afin de ne pas alourdir ce mémoire, nous rappelons que nous avons placé en annexe quelques généralités ainsi qu'une introduction aux principales techniques de modélisation, de fabrication et de caractérisation des composants. Nous invitons les lecteurs avides de plus de détails à se reporter à l'annexe A pour les bases de l'optique intégrée et du fonctionnement d'un guide d'onde optique, à l'annexe B pour des précisions sur les outils de modélisation et à l'annexe D pour les méthodes de caractérisations, toutes ces notions pouvant servir dans ce présent chapitre. Quant aux spécialistes, ils pourront directement entrer dans le vif du sujet.

1.1. Bilan de la thèse de Ian Cayrefourcq [2]

La démarche de Ian a consisté essentiellement à modéliser la structure des guides optiques et des commutateurs que ce soit d'un point de vue épitaxial ou topologique. En effet, dans la topologie complète du commutateur, il existe des zones dites actives qui vont permettre l'injection de porteurs de charges. Les **structures PIN** sont bien adaptées à cette fonction. En particulier, ces structures PIN sont définies de telle sorte que la zone intrinsèque correspond au cœur du guide optique, là où un maximum de variation d'indice est désirable. La différence entre ces zones actives et les guides passifs réside essentiellement dans la présence d'une couche supplémentaire d'InGaAs en surface qui permet la réalisation d'un bon contact ohmique p. Une fine épaisseur d'InP dopé est intercalée entre cette couche et l'InP non dopé. Le courant est injecté par cette électrode supérieure et recueilli par le contact de type n déposé sur toute la face arrière du composant. Ce type de jonction PIN, dont la zone intrinsèque est située autour d'une couche de quaternaire, est la structure de base des dispositifs de commutation étudiés au cours de ces travaux. Nous présentons dans la figure II-1 cette **structure de base** :

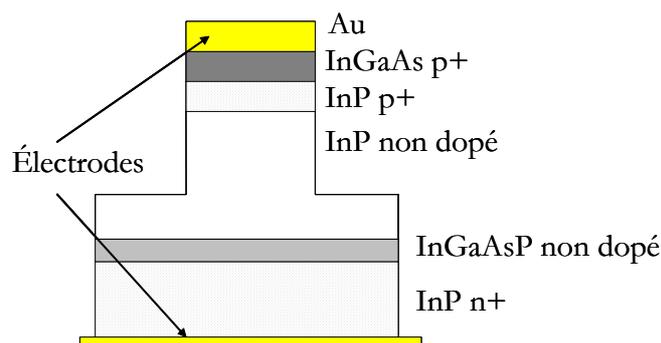


Figure II-1 : Structure PIN constituant la base de nos dispositifs.

Un travail technologique important a permis la réalisation des premiers prototypes de commutateurs. Enfin, cette thèse s'est terminée par des travaux de caractérisation. Nous nous proposons ici de faire un résumé succinct des principaux résultats obtenus lors de cette première étude. Les premiers composants réalisés lors de cette thèse ont été les commutateurs TIR 1×2.

1.1.1. La commutation par TIR

1.1.1.1. Principe

Les commutateurs à réflexion interne totale sont, comme leur nom l'indique, fondés sur les phénomènes de réflexion. Ils sont constitués de deux guides sécants et d'une électrode positionnée à

l'intersection. Cette dernière permet d'injecter des porteurs dans la structure. L'indice de réfraction est localement diminué par effet plasma dans cette zone qui constitue alors un **miroir** sur lequel l'onde optique se réfléchit. L'injection de courant étant importante, elle peut entraîner une variation d'indice de réfraction allant jusqu'à plusieurs centièmes. La différence d'indice est suffisamment importante pour induire une réflexion totale à l'interface. L'avantage principal de cette structure est sa compacité (100 μm). De plus, elle est insensible à la polarisation et à la longueur d'onde. Par contre, de par son principe nécessitant une variation importante de l'indice de réfraction, elle consomme beaucoup. Le temps de commutation est fonction du temps de recombinaison et de transit des porteurs libres. Dans les composés à base d'InP il sera de l'ordre de quelques nanosecondes. La topologie de ce commutateur et son mode d'opération sont décrits par les deux schémas ci-dessous :

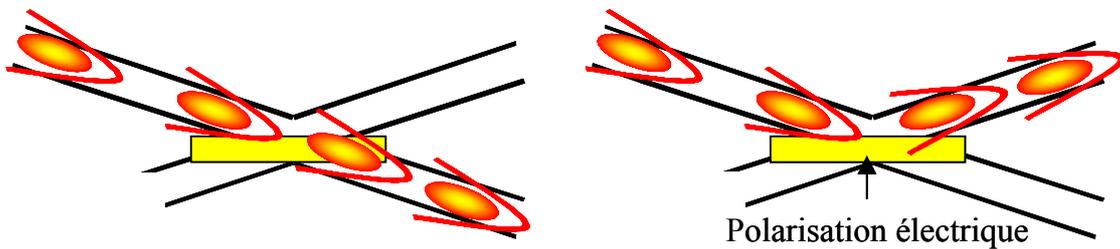


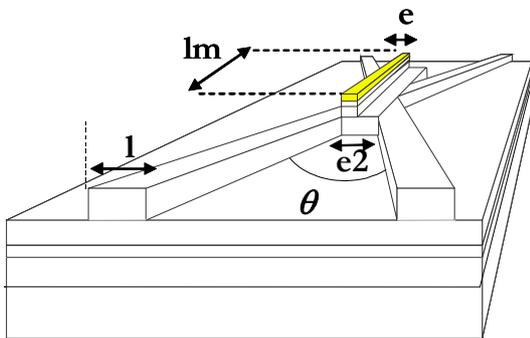
Figure II-2 : Fonctionnements passif et actif du commutateur TIR.

Ce composant ne présente qu'une seule électrode. Dans son état passif la lumière traverse la zone active (représentée par une électrode sur le schéma) et n'est donc pas déviée de sa direction initiale. Dans l'état actif, l'injection de porteurs va réduire l'indice de réfraction au niveau de l'électrode créant ainsi un miroir qui va réfléchir le faisceau optique vers la seconde sortie. De la même façon que pour le commutateur DOS, l'angle entre les guides de sortie aura une influence prépondérante. Les dimensions de l'électrode sont également importantes. Si celles-ci sont trop grandes, le parcours du faisceau optique risque d'être perturbé à la traversée de cette zone dans l'état passif. Cette perturbation va se traduire par des pertes intrinsèques importantes. Mais dans le cas où on réduit ces dimensions, il devient difficile dans l'état actif de dévier efficacement la lumière par injection de porteurs sur une zone restreinte. Là encore, pour avoir un niveau de performance équivalent dans les deux modes de fonctionnement (actif et passif), on est de nouveau soumis au jeu des compromis.

Deux exemples de commutateurs basés sur ce principe sont donnés dans les références [3, 4].

1.1.1.2. Les résultats obtenus

Ces commutateurs ont été modélisés et optimisés par BPM 2D et Algorithme Génétique¹ (AG). Le schéma de ce commutateur ainsi que les différents paramètres topologiques étudiés dans ces simulations apparaissent dans la figure II-3.



θ : l'angle entre les guides,
 l : la largeur du guide,
 e : la largeur du miroir,
 l_m : la longueur du miroir,
 e_2 : la largeur de la zone intermédiaire.

Figure II-3 : Les paramètres définissant le commutateur TIR

Différentes topologies ont été réalisées. Les paramètres variant sur le masque ont été l'angle et la largeur du miroir. Ces commutateurs ont été caractérisés avec un banc de mesure à champ proche². La **diaphotie** n'a pas été mesurée directement mais par analyse d'images à partir des photographies des champs en sortie des composants en intégrant l'intensité lumineuse à la sortie de chacun des guides. Compte tenu de certains paramètres qui ne sont pas bien maîtrisés tels que la fonction de transfert, il s'agit ici d'une approximation de la diaphotie. La consommation a été relevée une fois que l'augmentation du courant n'entraînait plus de variation dans la répartition de la lumière. Les résultats de mesures moyennées donnent des diaphoties de -30 dB dans l'état passant et de -20 dB dans l'état commutant, pour une consommation moyenne de l'ordre de 100 mA pour 1.7 V.

Des matrices 4x4 basées sur les commutateurs TIR ont également été réalisées mais leurs caractérisations n'ont pas été concluantes. En effet, en sortie de composant, de la lumière a été observée dans tous les guides. Cela a été expliqué par un guidage plan dans le quaternaire, induisant des pertes au niveau des guides courbes et des couplages entre les guides de la zone passive.

1.1.2. La naissance du « cascade » [5]

Malgré les efforts d'optimisation, la consommation des commutateurs TIR restait relativement importante et devenait un facteur limitant l'ordre des matrices de commutation. C'est pour pallier ce problème qu'une nouvelle architecture de commutateur a été proposée : le commutateur « cascade » (ou

¹ Se reporter à l'annexe B.

² Se reporter à l'annexe D.

Cascade Switch). Cette structure originale possède un mode de fonctionnement fondé sur le **couplage de modes**, couplage passif entre des guides parallèles, qui se rapproche plus d'un fonctionnement de type EODC.

1.1.2.1. Couplage de modes

Le principe de fonctionnement des commutateurs EODC (Electro-Optical Directional Coupler) est basé sur le couplage optique de proximité qui permet de transférer une puissance optique d'un guide passif à un autre si ceux-ci sont en interaction sur une certaine longueur. Cette longueur de couplage L_c est une fonction des indices effectifs de chacun des guides.

Considérons deux guides identiques monomodes (figure II-4). Si la distance qui les sépare devient suffisamment faible, les deux guides sont couplés et la propagation devient bimodale avec un mode symétrique TE_0 et un mode antisymétrique TE_1 .

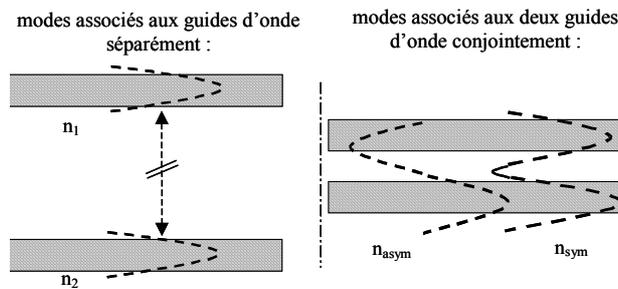


Figure II-4 : Représentation des profils de modes des guides pris séparément et des profils des modes symétrique et antisymétrique du système des deux guides couplés.

Le profil des modes optiques représente la répartition du champ électrique associés aux ondes se propageant dans les guides. Dans la figure II-5, dans l'état initial, en entrée de la zone de couplage, le champ total est maximal dans le guide supérieur (les deux modes s'ajoutent) et nul dans le guide inférieur (les deux modes s'annihilent). La vitesse de propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu solide étant fonction de sa constante de propagation, les vitesses de propagation des modes TE_0 et TE_1 dans la zone d'interaction sont différentes et les deux modes vont se déphaser au cours de la propagation. Ainsi, au bout d'une certaine distance de propagation, nous aurons un déphasage de π entre ces deux modes, ce qui va conduire à la situation inverse, c'est-à-dire un maximum de lumière dans le guide inférieur.

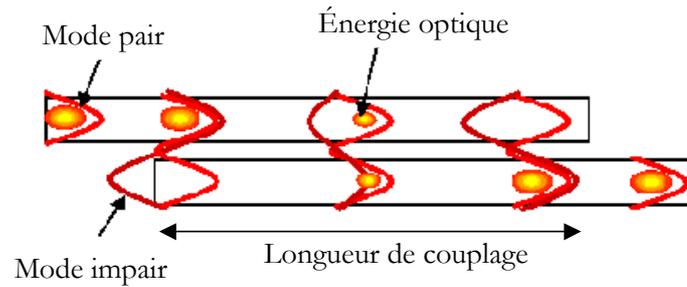


Figure II-5 : Principe du couplage de modes.

On définit une distance L_c , dite **longueur de couplage**, au bout de laquelle on atteint ce déphasage de π . On peut exprimer L_c en fonction des constantes de propagation des modes symétrique et antisymétrique β_s et β_{as} ou de leur indice : $L_c = \frac{\pi}{\beta_s - \beta_{as}} = \frac{\lambda}{2(n_s - n_{as})}$; λ représente la longueur d'onde du signal guidé, n_s et n_{as} sont les indices des modes symétrique et antisymétrique du système composé par les deux guides optiques.

La condition de transfert entre ces deux guides dépend donc de leur indice mais aussi de leur écartement. En effet, plus les guides seront éloignés, plus ils auront de difficulté à interagir, plus cette longueur devra être grande (dans le cas limite d'un très grand écartement il n'y aura aucun couplage). De même cette longueur augmente lorsque la différence d'indice entre les guides et la zone adjacente augmente puisque cela signifie que l'onde optique qu'ils transportent y est plus confinée et s'étale donc moins jusqu'au guide voisin.

Différents dispositifs (commutateurs, matrices, modulateurs) sont basés sur ce principe de couplage de modes, certains sur GaAs [6-9], d'autres sur LiNbO3 [10]. Enfin, une structure de couplage avec un nombre de guides plus élevé est également envisageable ; une étude théorique du couplage à travers trois guides a été menée dans la référence [11]. Une matrice 8x8 a été réalisée à partir de commutateurs basés sur le principe de couplage de modes entre trois guides parallèles et est présentée dans la référence [12]. Il s'agit là d'une structure préfigurant le commutateur « cascade » décrit ci-dessous.

1.1.2.2. Le principe du commutateur « cascade »

Il est basé sur un système de guides passifs et sur le principe de couplage de modes présenté précédemment. Seulement, un guide intermédiaire supporte une électrode. Par injection de porteurs, on peut obtenir une modification d'indice optique (effet plasma), et donc **la condition de couplage n'est plus vérifiée**. L'effet électro-optique permet d'autoriser ou non le transfert. En ajustant correctement

zone de couplage, écartement entre les guides, structure des guides etc., on peut obtenir une commutation spatiale entre les guides de sortie.

Ces commutateurs optiques sont appelés commutateurs « cascade » compte tenu de leur principe de fonctionnement illustré sur le schéma de la figure II-6 :

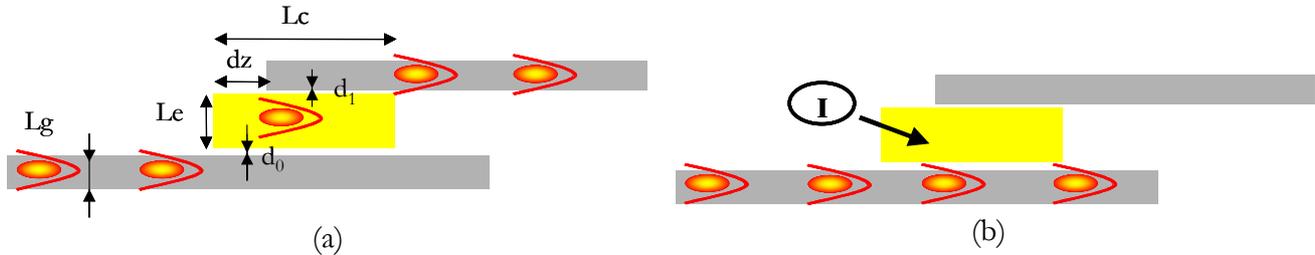


Figure II-6 : Principe de fonctionnement des commutateurs « cascade ».

Sans injection de porteurs (a) – Avec injection de porteurs (b)

Ce schéma représente la zone de commutation du composant, constituée de guides « passifs » principaux assurant le transport de la lumière et de guides « actifs » intermédiaires assurant le passage éventuel de la lumière d'un guide à l'autre. Sur ces guides intermédiaires sont déposées les électrodes.

En l'absence d'injection de porteurs de charge, cet ensemble va se comporter comme un système de trois guides passifs. A ce système il est possible d'associer des profils de modes symétriques et anti-symétriques et de calculer une longueur de couplage L_c pour que la lumière passe d'un guide extrême à l'autre. Cette longueur de couplage dépendra des écarts entre les guides passifs et le guide intermédiaire (d_0, d_1).

Lorsque l'on induit une diminution locale d'indice par effet plasma au niveau de l'électrode, on modifie les conditions de couplage inter-guide. Grâce à l'effet électro-optique, on peut ainsi jouer sur L_c pour pouvoir passer d'un cas où le déphasage est de π à un cas où le déphasage est nul, c'est-à-dire d'un cas où la lumière est passée complètement dans le second guide à un cas où elle est restée dans le premier. En d'autres termes, on décide soit de faire commuter la lumière, soit d'interdire le couplage optique. Ainsi l'électrode joue le rôle d'« interrupteur optique », permettant ou interdisant le couplage optique.

1.1.2.3. Les structures

Pour la réalisation de ces composants, c'est la même structure épitaxiale que pour les commutateurs TIR qui a été utilisée. La définition du « cascade » revenait donc à déterminer les paramètres géométriques. Ceux-ci sont relativement nombreux : les principaux paramètres topologiques de ce composant sont la longueur de couplage et les écarts inter-guides, mais il faut également ajouter la

largeur de la zone active. De plus, du fait du phénomène utilisé (le couplage de mode), ces paramètres interagissent fortement. L'utilisation d'un l'algorithme génétique couplé à des simulations BPM 2D a été une méthode satisfaisante pour définir et optimiser ces commutateurs.

Deux types de structures ont été conçus sur ce principe : la **structure « multi-blocs »** et la **structure « monobloc »**. Des commutateurs 1×4 , sur la base de la structure « multi-blocs », ont été réalisés et sont schématisés dans la figure II-7.

- Structure « multi-blocs » :

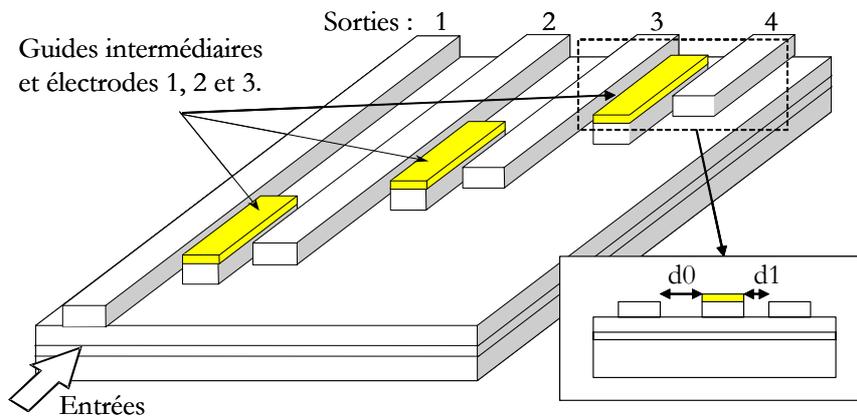


Figure II-7 : Schéma d'un commutateur « cascade 1×4 multi-blocs ».

Dans la structure « multi-blocs », les guides passifs et actifs sont physiquement séparés par une gravure. En alimentant une seule électrode parmi les numéros 1, 2 ou 3, on guide la lumière vers la sortie 1, 2 ou 3. La gravure a l'avantage de réaliser un confinement électrique latéral idéal entre la zone active et les zones passives. Sans injection de courant, la lumière, après une succession de couplages, emprunte la sortie 4. Avec cette astuce topologique, un seul point de polarisation suffit pour assurer une commutation du signal d'entrée vers l'une des sorties. De plus, ce principe peut être généralisé à une topologie $1 \times N$ sans augmenter le nombre de points de polarisation nécessaires à une commutation.

- Structure « monobloc » :

L'une des difficultés technologiques, prévisible, pour la réalisation des commutateurs définis ci-dessus a été la gravure des espaces entre les guides intermédiaires et les guides principaux, qui sont de faibles dimensions (inférieurs à $1 \mu\text{m}$). Une alternative à cette difficulté a été d'introduire le concept de commutateur « cascade monobloc », baptisé comme tel par opposition à la structure initiale dite « multi-blocs » où les guides et la zone active sont disjoints. Une structure « monobloc » consiste à ne pas séparer les guides de sortie des guides intermédiaires. Elle devait soulager la difficulté technologique et

simplifier la fabrication. Ce concept est présenté schématiquement sur la figure II-8 et on conçoit aisément que la lithographie soit dans ce cas plus tolérante.

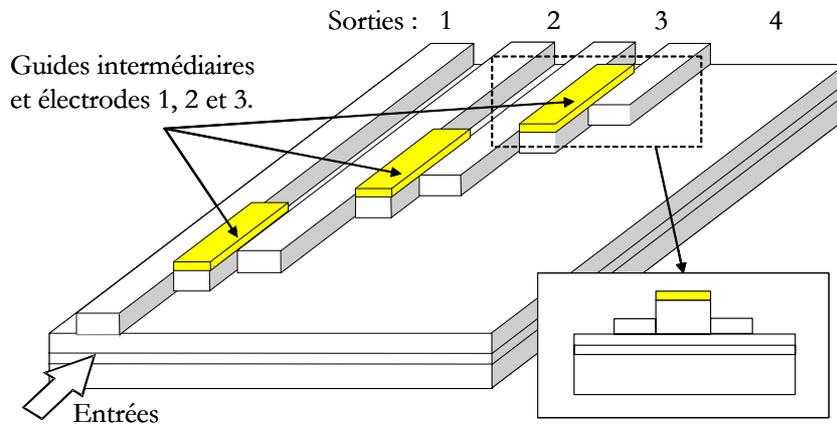


Figure II-8 : Schéma d'un commutateur « cascade 1×4 monobloc ».

La structure « cascade monobloc » diffère de la structure « multi-blocs » par la position des guides passifs par rapport à la zone active. L'effet électro-optique n'étant désiré que dans la zone interguide, il est nécessaire, pour un bon fonctionnement du composant, d'isoler électriquement la zone centrale des deux guides passifs. Pour assurer l'isolation électrique dans une structure de type « monobloc », les guides passifs sont gravés plus profondément que le guide actif, comme cela est illustré dans l'encart de la figure II-8, de façon à ce que la zone d'InP dopée p^+ ne soit pas commune aux guides actifs et passifs. Cela implique une étape de gravure supplémentaire, mais plus simple et moins délicate que les gravures de part et d'autre du guide actif, qui assure l'isolation dans la structure « multi-blocs ».

Ces différences de structure ne modifient pas le principe de fonctionnement du composant et la topologie 1 vers N reste toujours valable.

1.1.2.4. Les résultats obtenus

Le principal résultat a été la démonstration d'un effet de commutation 1×4 avec des commutateurs « cascade multi-blocs ». Les diaphoties encore une fois non mesurables directement ont été évaluées par analyse d'images à une valeur de l'ordre des **-20 dB dans les deux états**, passant et commutant, pour des **niveaux de consommation très raisonnables** puisqu'en moyenne la commutation a été observée pour des courants inférieurs à 20 mA et des tensions de l'ordre du volt.

Le principe a été validé sur des « cascades multi-blocs » seulement. Mais malgré ces premiers résultats encourageants, les mesures de diaphotie ont montré des signes de **forte sensibilité aux conditions d'injection et aux paramètres technologiques**.

Les premiers prototypes de matrice 4×4 comportant à la fois des commutateurs « cascade multi-blocs » et « monobloc » ont représenté la fin du travail de thèse de Ian Cayrefourcq. Les expériences d'alors ont montré que ces **matrices ne fonctionnaient pas**. Dans la figure II-9, un montage de photographies prises au microscope optique illustre une matrice 4×4 réalisée.

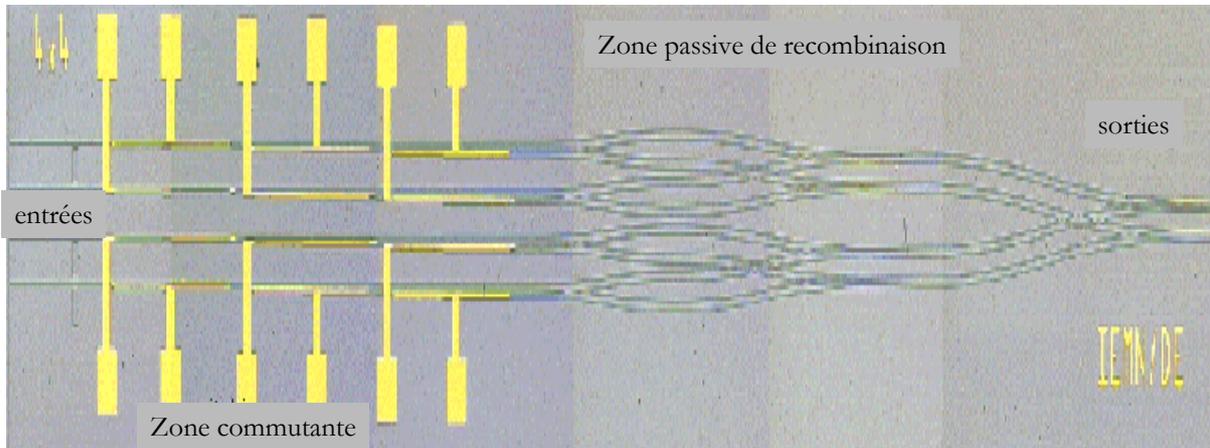


Figure II-9 : Montage photographique de la matrice 4×4 à base de commutateurs « cascade ».

1.2. Bilan de la thèse de Yves Hernandez [13]

La première étude sur la commutation menée à l'I.E.M.N. a abouti à la réalisation de commutateurs 1×2 de type TIR et 1×4 de type Cascade Switch (CS) « multi-blocs ». Ces composants ont présenté des performances très différentes, notamment en terme de consommation électrique par étage de commutation pour ces deux composants : le commutateur de type CS est cinq à six fois plus économe que le TIR. Cela est accentué par le fait que la consommation du CS est indépendante du nombre de sorties optiques visées, alors que celle du TIR augmentera proportionnellement. En effet, quelle que soit la sortie choisie, un seul point de polarisation électrique suffit à engendrer la commutation dans les structures « cascade ».

D'emblée, les commutateurs TIR ont été écartés à cause de leur **consommation préjudiciable**. Deux possibilités s'offraient alors dans la deuxième étude : développer les CS ou les DOS. C'est la première option qui a été privilégiée, ces composants paraissant plus originaux et finalement plus simples d'un point de vue topologique que les DOS (dessin des masques, longueurs des composants etc...).

Les premiers commutateurs CS de type « multi-blocs » conçus avaient permis de valider le principe. Mais les difficultés de réalisation technologique de ce composant avaient conduit son concepteur à se diriger vers une structure légèrement différente : les commutateurs « cascade

monobloc », plus tolérants à la technologie. Sur ceux-ci, le principe de commutation n'avait pas encore été démontré par l'expérience. Par ailleurs, les réalisations de matrices de commutation n'ont pas abouti non plus à une validation expérimentale. La démarche de Yves Hernandez a donc consisté dans un premier temps à comprendre les raisons du non fonctionnement des premières matrices de commutation, qui a été attribué à un problème technologique, et plus précisément à un mauvais contrôle des profondeurs de gravure. Elle s'est poursuivie par une étude technologique poussée qui a abouti à des avancées incontestables comme notamment un meilleur contrôle des gravures et la planarisation d'un nouveau diélectrique, la silice remplaçant un polyimide, jusque là utilisé pour l'isolation électrique entre les différents contacts, et présentant une meilleure adhérence des reprises de contact. Chaque étape a demandé un effort technologique considérable pour maîtriser au maximum les paramètres critiques et fiabiliser le procédé global. L'incompatibilité technologique entre les commutateurs « cascade monobloc » et « multi-blocs » a été mise en évidence et résolue en jouant sur les paramètres de l'épitaxie et de la topologie.

La démarche consistait alors à développer les deux structures indépendamment dans le but de réaliser une structure matricielle.

- Les « multi-blocs » ont tout d'abord été reproduits sans modification de la technologie des matrices de Ian Cayrefourcq. Les résultats précédents démontrant l'effet de commutation n'ont pu être retrouvés, la lumière restait dans le guide d'entrée, n'arrivant pas à coupler à travers la structure. Ce qui met l'accent une fois encore sur la **forte sensibilité à la technologie**. En modifiant alors quelques paramètres, c'est-à-dire par exemple en augmentant l'épaisseur de la couche d'InP latéral ou en enlevant la couche d'InGaAs, le couplage a pu s'opérer. En revanche **aucun effet électro-optique n'a pu être observé**, pour des raisons, entre autres, de claquage.

- Quant à la validation du concept « monobloc », elle a été obtenue avec des commutateurs 1×2 « monobloc », entièrement redéfinis aussi bien du point de vue de l'épitaxie que de la géométrie de la structure. La diaphotie optique entre les deux voies du commutateur en fonction du courant électrique a été mesurée par traitement d'images. La diaphotie peut être positive ou négative selon l'état passant ou commutant. Le résultat expérimental est donné dans la figure II-10.

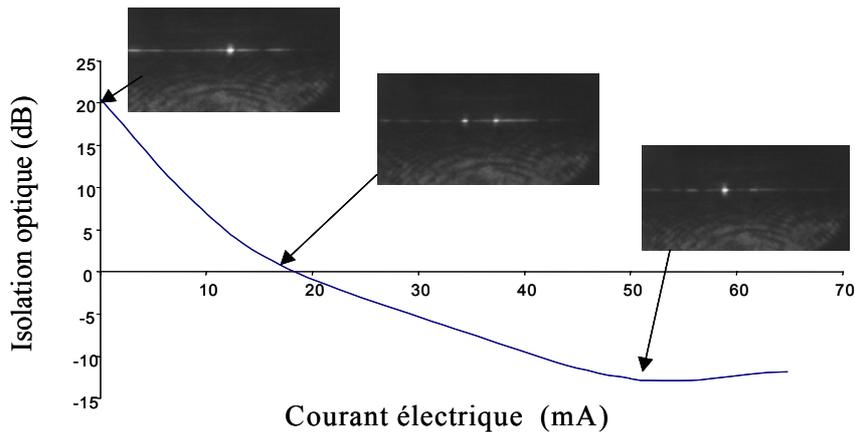


Figure II-10 : Variation de la diaphotie en fonction du courant de polarisation du commutateur.

En passif, la diaphotie est de 20 dB optique. On obtient un diviseur 3 dB pour un courant injecté de 18 mA. La commutation dans l'autre état est progressive avec un maximum de **-15 dB pour un courant de 50 mA**. Il est à remarquer cependant que ce commutateur « monobloc » a de moins bonnes performances en terme de diaphotie que le commutateur « multi-blocs » caractérisé dans l'étude précédente et qu'une saturation du phénomène de commutation avec l'injection de courant électrique apparaît. Ce qui a pu être expliqué par un étalement du flux de porteurs injectés plus important dans le cas de la topologie « monobloc », impliquant une variation de l'indice optique plus largement distribuée dans la structure, notamment sous les guides passifs non disjoints du guide actif. Ce qui pourrait représenter une limitation du comportement de cette structure.

Par ailleurs, cette démonstration n'a été faite qu'une seule fois et n'a pu être reproduite dans les réalisations technologiques suivantes notamment sur des structures 4×4 plus complexes.

- Enfin, les matrices 4×4 réalisées à partir de ces deux types de structure ont donné des résultats de caractérisation toujours négatifs. Ces résultats défectueux ont été attribués aux mauvais fonctionnements des commutateurs plutôt qu'à la partie passive de la matrice. Les raisons invoquées sont, là encore, des **écarts à la technologie** qui ont une influence dramatique sur ce type de composant.

Malgré quelques résultats particulièrement encourageants avec une diaphotie de 20 dB et des pertes d'insertion cependant supérieures à 15 dB, de nombreux efforts déployés pour varier et améliorer les étapes technologiques et un nombre d'essais considérables (5 à 6 réalisations), il n'y avait à ce stade toujours **aucune matrice en état de fonctionnement**. Par ailleurs, les deux principes de commutation ont été démontrés par l'expérience, mais on s'aperçoit qu'il est très difficile de reproduire ces résultats et d'obtenir des composants fiables tant ces derniers sont sensibles à la technologie. En

effet, si la fabrication de la zone de couplage n'est pas conforme à la simulation, il peut être très difficile de corriger les défauts par la polarisation électrique. De plus, cette commutation est forcément dépendante de la longueur d'onde, commutation en bande relativement étroite pour vérifier la condition de phase et donc très sensible à la technologie. On s'aperçoit également que d'autres problèmes annexes à la topologie du commutateur viennent s'ajouter et n'ont pas été résolus, comme les problèmes d'injection à cause des claquages.

Bien que l'axe privilégié dans la thèse de Yves Hernandez concernât les commutateurs « cascade », **une étude sur les commutateurs DOS avait été amorcée** et quelques commutateurs avaient été également réalisés. Par manque de temps, ceux-ci n'avaient pas été caractérisés et aucune démonstration n'avait été faite à cette époque.

Pour résumer les travaux précédents, nous faisons apparaître dans le tableau suivant les meilleurs résultats et les caractéristiques des commutateurs réalisés avant que ne débutent nos propres travaux.

	Diaphotie passif (dB)	Diaphotie actif (dB)	Consommation (mA)	Pertes (dB)	Sensibilité à la technologie
TIR	-30	-20	120	-15	Faible
« cascade multi-blocs »	-20	-20	20	-15	Très forte
« Cascade monobloc »	-20	-15	50	-15	
DOS	Non caractérisé			-15	Faible ?

Tableau II-1 : Comparaison des performances des trois types de commutateurs.

Les valeurs de diaphotie et de pertes optiques ont été mesurées à partir d'un traitement des images obtenues en champ proche. Les pertes optiques sont essentiellement dues aux problèmes d'injection optique à partir d'une fibre clivée dans un guide monomode. Etant dues principalement aux couplages fibre / guide, elles sont les mêmes pour tous les composants. Une moyenne de **15 dB de pertes** a été mesurée que ce soit dans l'état passant ou l'état commutant. Ce qui laisse supposer que la commutation entraîne des pertes inférieures au bruit de la mesure.

II-2. POURQUOI LE DOS ? ETUDE PRELIMINAIRE

A la fin de ces deux premières études, force est de constater que, malgré un grand nombre de commutateurs et de matrices réalisés, aucun composant ne présente un état de fonctionnement correspondant aux caractéristiques nécessaires pour satisfaire le cahier des charges. Nous rappelons que Ian a démontré que les commutateurs TIR étaient trop gourmands en consommation électrique. Quant à Yves, il a démontré, malgré lui, que les commutateurs « cascade » étaient trop difficiles à mettre en œuvre. Ces structures étant fortement sensibles aux paramètres technologiques, qui influent sur la longueur de couplage du composant et donc sur son fonctionnement dans l'état passif, ces commutateurs souffrent d'un manque de reproductibilité et donc d'une fiabilité évidemment réductrices. L'absence de résultats de caractérisation en découlant a tué dans l'œuf nos espérances attendues.

Fort heureusement, il restait un espoir ! En effet, étant donné la difficulté avec laquelle notre prédécesseur a pu observer l'effet de commutation des commutateurs « cascade monobloc » ou « multi-blocs », il lui a semblé opportun de prévoir pour la dernière réalisation technologique des commutateurs qui fonctionnent sur des principes plus classiques tels que les commutateurs DOS.

C'est à ce niveau que notre étude a précisément débuté. Des commutateurs DOS ont été effectivement réalisés avec la même technologie que celle des commutateurs « cascade » mais n'avaient pas encore été caractérisés. Notre première entreprise a donc consisté à savoir ce que ces commutateurs pouvaient présenter comme performances en terme de commutation.

2.1. Structure générale du DOS / Rappel du principe du DOS

Le commutateur DOS utilise la structure d'une jonction Y, qui se définit comme la connexion **quasi-adiabatique** entre un guide monomode et deux autres géométriquement symétriques. Elle est divisée en trois régions, schématisées sur la figure II-11 :

- la région (I) constituée d'un guide en arête de largeur W qui assure un caractère monomode à la propagation,

- une région (II) conique, de longueur L , qui permet le raccordement du guide d'entrée à la zone d'embranchement des deux guides ; la largeur du guide passe ainsi de W à $2W$ (structure en forme d'entonnoir),

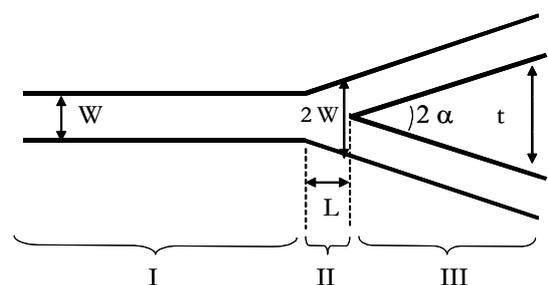


Figure II-11 : Schéma d'une jonction Y.

- une région de bifurcation (III), constituée de deux guides monomodes identiques séparés d'un angle 2α . A la sortie, les deux guides rectilignes sont séparés d'une distance t .

Le fonctionnement découle directement de la géométrie du dispositif. Mais celui-ci est soumis en particulier à une condition portant sur l'angle entre les deux branches. Si ce dernier est suffisamment petit, il pourra y avoir **conversion adiabatique** de modes au cours de la propagation : la puissance de chaque mode est constante mais le mode change continûment (en constante de propagation et profil de champ). Ainsi, si les deux branches sont identiques, on obtiendra des modes symétrique et antisymétrique et la puissance optique sera la même dans les deux guides de sortie : la jonction Y agit comme un **diviseur de puissance**. Si les deux branches diffèrent, au cours de la propagation les modes vont se localiser dans l'un des guides, la direction de propagation étant privilégiée dans l'un des deux bras : la jonction Y est alors une séparatrice de modes (encore appelée filtre de modes).

Dans l'état passif, c'est-à-dire sans courant électrique, ce commutateur a donc pour particularité de se comporter comme un diviseur de lumière, répartissant le faisceau optique d'entrée équitablement entre les deux sorties. Pour garantir un composant présentant de faibles pertes par propagation à travers sa structure et une répartition de 50% du signal d'entrée dans chaque sortie, l'un des paramètres essentiellement influant est l'angle que forment les deux guides de sortie. Un angle relativement faible, généralement de l'ordre du degré, permettra de réduire ces pertes.

Pour assurer une fonction active de commutation, ces dispositifs possèdent deux électrodes positionnées sur chaque bras de sortie, pour permettre l'injection de porteurs de charge et donc l'effet de commutation. La polarisation en direct d'une de ces deux électrodes diminue localement l'indice de réfraction dans le bras situé en dessous. Cette variation est faible et déforme le mode se propageant de sorte qu'il s'oriente vers la sortie non polarisée. L'injection de porteurs de charge interdit le passage de la lumière à travers le guide optique dont l'électrode déposée en surface aura été polarisée. Ainsi **le choix de la sortie optique éteinte est lié au choix de l'électrode polarisée**. Quelques schémas permettront certainement de clarifier cette description :

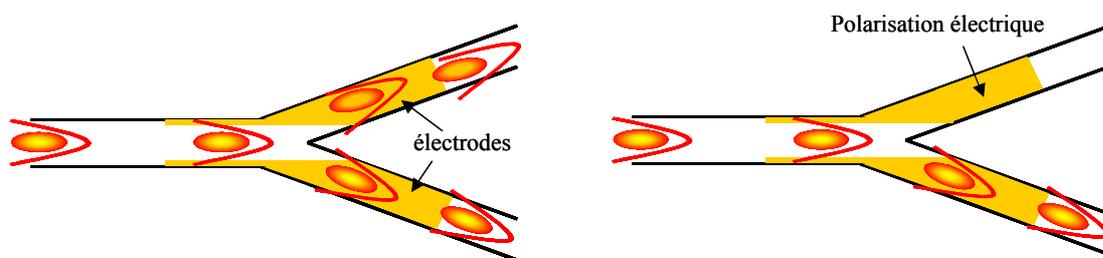


Figure II-12 : Fonctionnements passif et actif du commutateur DOS.

Pour que cet effet soit peu consommateur de courant électrique, on peut penser qu'il est préférable d'avoir des dimensions d'électrodes aussi réduites que possible. Mais une des caractéristiques de ce composant qu'il faut rendre performante est le rapport de puissance optique entre chaque sortie. Ce rapport augmente dans une certaine mesure avec l'angle entre les deux voies, puisqu'un éventuel recouplage entre les guides après commutation est évité en écartant ces guides rapidement l'un de l'autre. Une augmentation de l'angle implique aussi une variation d'indice plus importante pour dévier le flux optique, ce qui s'accompagne d'une consommation électrique plus forte. Il faudra donc faire des compromis sur les performances des composants à privilégier.

Des travaux entrepris autour de ce type de commutateur sont cités en références [14-19].

2.2. Structure particulière du DOS étudié

Le commutateur DOS que nous avons étudié peut être schématisé comme sur la figure II-13, correspondant à une vue de dessus et donnant quelques paramètres topologiques. Ce commutateur 1×2 peut être considéré comme une jonction Y avec une électrode sur chacune de ses branches. Au niveau de l'embranchement, les électrodes sont espacées de $6.4 \mu\text{m}$. Au niveau de la bifurcation, la largeur des électrodes est la même que celle des guides optiques, soit $6 \mu\text{m}$. La longueur totale des électrodes est de $700 \mu\text{m}$. Un angle de 1° écarte les deux branches.

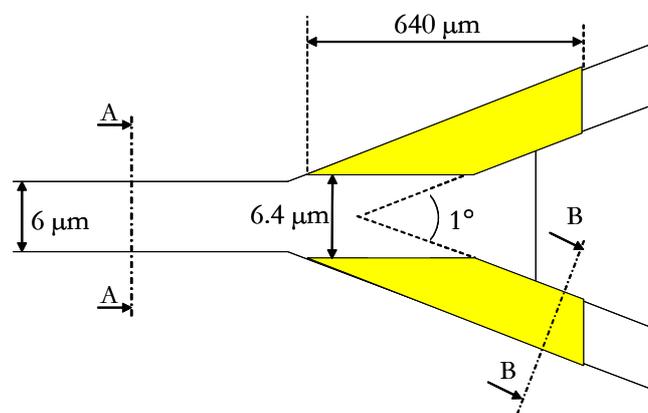


Figure II-13 : Vue de dessus schématique du DOS.

La figure II-14 présente les structures en coupe des sections des zones actives et passives. Sur un substrat d'InP de type n, les épitaxieurs ont fait croître : 3000 \AA d'InGaAsP non dopé ($\lambda_c = 1.15 \mu\text{m}$) constituant le cœur de guide, $1.5 \mu\text{m}$ d'InP non dopé qui sera partiellement gravé pour définir les rubans des guides passifs, 2000 \AA d'InP dopé p+ (Be, $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) et 4000 \AA d'InGaAs dopé p+ (Be, $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) constituant la couche de contact (cap layer). La première étape technologique consiste à déposer l'électrode p ; cette dernière sert ensuite de masque aux guides actifs (gravure auto-alignée).

Quant à l'électrode n, elle est déposée face arrière en fin de procédé. Les détails technologiques seront exposés par la suite.

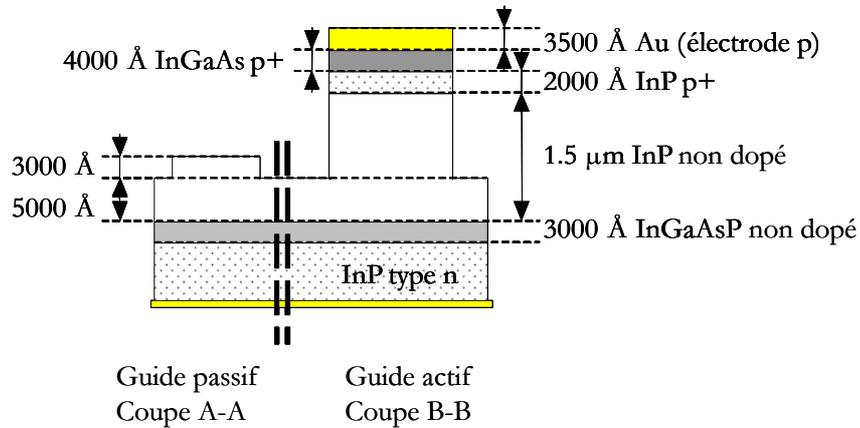


Figure II-14 : Sections de la structure des zones passive et active.

Pour la définition des guides passifs, une épaisseur d'InP de 8000 Å assure le confinement dans la direction verticale tandis que le ruban haut de 3000 Å et large de 6 μm garantit le confinement du faisceau optique dans la direction horizontale (partie gauche de la figure II-14).

C'est une structure qui a été modélisée par BPM 2D. Les résultats prévus par ces simulations sont des diaphoties de -20.1 dB en mode TE et -17.9 dB en mode TM avec une variation d'indice de 5.10^{-3} .

2.3. Mesure qualitative / Mesure en champ proche

Les premières caractérisations de ces commutateurs DOS décrits précédemment ont été réalisées en mesure de champ proche. Un signal optique de longueur d'onde 1.55 μm est injecté dans les guides d'entrée à l'aide d'une fibre clivée. Le banc de caractérisation étant doté d'une pointe, nous avons pu mettre en évidence le phénomène de commutation électro-optique pour un grand nombre de ce type de commutateurs, comme en témoignent les photographies de la figure II-15 obtenues à l'aide d'une caméra infra-rouge. Le contact est pris entre l'électrode déposée sur le ruban du guide optique, avec une pointe, et le substrat métallisé face arrière reposant sur un porte échantillon métallisé. L'application de cette pointe a tendance à déplacer légèrement le substrat. Une légère correction du positionnement de la fibre est parfois nécessaire pour récupérer notre signal optique. L'injection de porteurs dans la structure se traduit par une électroluminescence³ de la couche guidante qui perturbe l'observation du signal commuté. Un filtre passe-haut de la longueur d'onde de coupure de 1320 nm est placé sur le trajet optique, entre l'objectif de microscope et la caméra.

³ L'électroluminescence a été mesurée. Elle n'excède pas quelques nW (1.5 nW pour 25 mA).

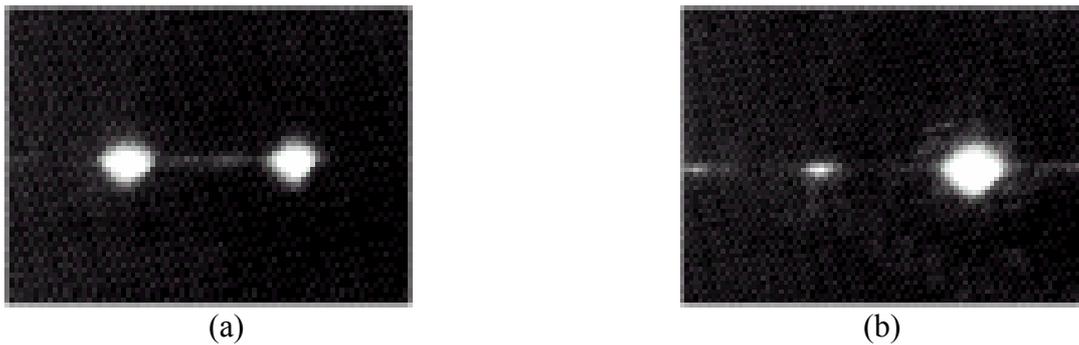


Figure II-15 : Un commutateur DOS dans son comportement passif (a) et dans son comportement actif pour un courant de 40 mA et une tension de 1.3 V.

Les photographies de la figure II-15 montrent les deux états de fonctionnement du commutateur, sans et avec injection d'un courant électrique dans l'une des deux branches. Nous ne présentons pas ici les résultats obtenus lorsque l'injection se fait dans l'autre branche mais le comportement y est symétrique. Nous constatons de façon visuelle que le composant se comporte effectivement comme un diviseur 3 dB dans l'état passif, la structure étant parfaitement symétrique et que lorsqu'un courant électrique est injecté dans l'une des deux branches, la quasi totalité *a priori* de la lumière se propage dans l'autre branche, un résidu de lumière restant dans le guide polarisé. Malgré cela, cette première série de caractérisations nous a permis de **valider de façon qualitative la fonction de commutation** sur ce type de commutateur pour une consommation raisonnable, de surcroît.

2.4. Mesure quantitative / Mesure fibre à fibre

L'une des principales caractéristiques rendant compte du niveau de performances optoélectroniques des commutateurs est la diaphotie optique. Elle traduit l'isolation optique entre les différentes sorties optiques ou encore le rapport de puissances optiques entre voie « commutée » et voies « non commutées ». C'est une grandeur exprimée en dB qui prend tout son sens lorsqu'elle est associée à un courant ou une tension de polarisation. On considère alors la consommation électrique, une deuxième grandeur caractéristique rendant compte des performances des commutateurs. C'est une grandeur accessible quand les commutateurs fonctionnent dans leur état actif, c'est-à-dire lorsqu'un courant est injecté dans l'une des branches du commutateur.

Dans ces travaux, la diaphotie optique n'a été à aucun moment estimée par traitement d'images mais nous avons réalisé des mesures fibre à fibre de la diaphotie optique entre les deux voies du commutateur en fonction du courant électrique injecté dans la zone active.

Le banc de caractérisation fibre à fibre⁴ tel qu'il est conçu ne permet pas l'alignement de plusieurs fibres devant les différentes sorties du composant. On mesure donc les puissances transmises dans les deux sorties, séparément, en fonction du courant injecté. Dans le cas de la voie « commutée », c'est plutôt le **taux d'extinction** que l'on mesure. En supposant que toute la puissance perdue dans cette branche est collectée dans l'autre branche, on en déduit la diaphotie. La mesure de diaphotie se déduit des mesures des puissances fibre à fibre P_1 et P_2 en sortie des deux branches ; elle est donnée par $-10 \log \frac{P_2}{P_1}$ en dB/cm, si $P_2 > P_1$, c'est-à-dire si on injecte du courant dans la branche 1.

Nous avons donc réalisé des mesures de puissances optiques à 1.55 μm transmises fibre à fibre pour différents commutateurs DOS avec la méthode décrite dans l'annexe D. Ces mesures ont été réalisées sous polarisation continue à l'aide d'alimentations stabilisées en courant. Nous présentons dans la figure II-16 les résultats d'une de ces expériences. Nous avons, en particulier, tracé la variation des puissances optiques transmises dans chacune des deux branches en fonction du courant injecté dans l'une des deux branches (Les conditions d'alignement sont différentes pour chacune des mesures, ce qui explique la différence de puissance à l'état initial).

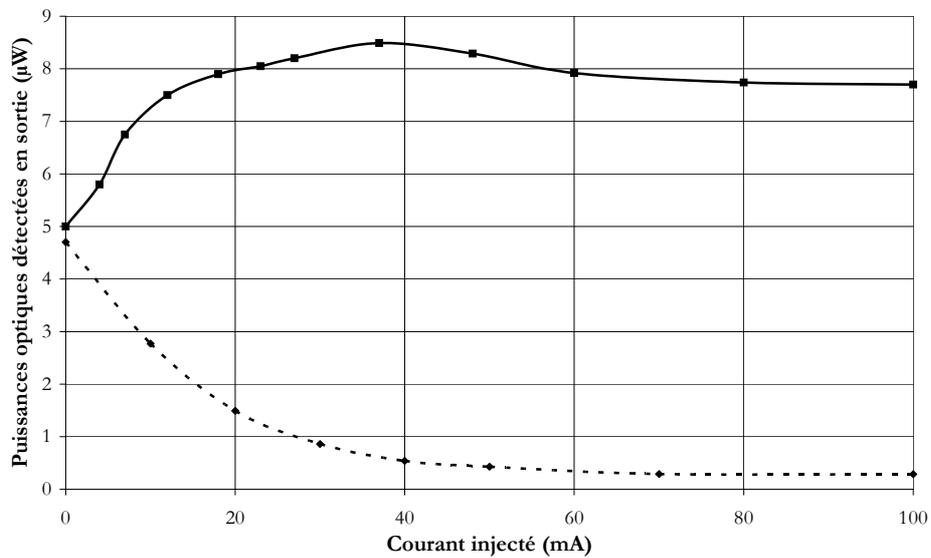


Figure II-16 : Mesures des variations de puissances @ 1.55 μm en sortie de la branche du DOS « commutée » (ligne continue) et de la branche « éteinte » (ligne pointillée).

Dans la branche « éteinte », on note une décroissance continue du signal lorsque le courant augmente, très forte jusqu'à 40 mA. Au delà, cette décroissance est moins rapide, mais continue à s'affirmer. Les mesures de puissance dans la voie « éteinte » ont montré des taux d'extinction de l'ordre

⁴ Se reporter à l'annexe D.

de -9.4 dB à 40 mA et -13.9 dB à 100 mA. Dans l'hypothèse où l'on a une transition complètement adiabatique entre l'entrée et les deux branches de sortie du DOS, toute la puissance optique qui est déviée de la branche polarisée électriquement doit être retrouvée dans l'autre sortie du commutateur [14]. Dans ce cas, nous obtiendrions une diaphotie maximale de -16.9 dB optique. Après un rapide calcul, nous constatons que cela n'est pas exactement le cas. En effet, on devrait s'attendre à ce que la puissance optique double dans la branche « commutée » ; or, l'amélioration de puissance n'est que de 2.3 dB à 37 mA puis tombe à 1.9 dB pour 80 mA, ce qui signifie que toute la puissance optique n'est pas récupérée dans cette branche active. De plus, cette mesure peut être entachée de l'erreur de réalignement de la fibre optique de sortie sur cette autre voie. En effet, cet alignement doit être identique à celui opéré sur la première voie, pour être dans le même état symétrique à injection nulle, ce qui est rarement réalisable. Néanmoins, cette expérience a pu être menée et les puissances dans les deux branches à l'état passif du composant sont très proches (écart de 0.27 dB) ce qui tend à montrer que les alignements sont quasi identiques.

Ces mesures de variations de puissance optique dans chaque branche en fonction du courant injecté permettent de remonter à la diaphotie optique du composant. Nous avons comparé sur le graphe de la figure II-17 la mesure de diaphotie optique en travaillant sur les deux branches du composant ou en ne mesurant qu'une sortie avec l'hypothèse d'adiabaticité de la structure :

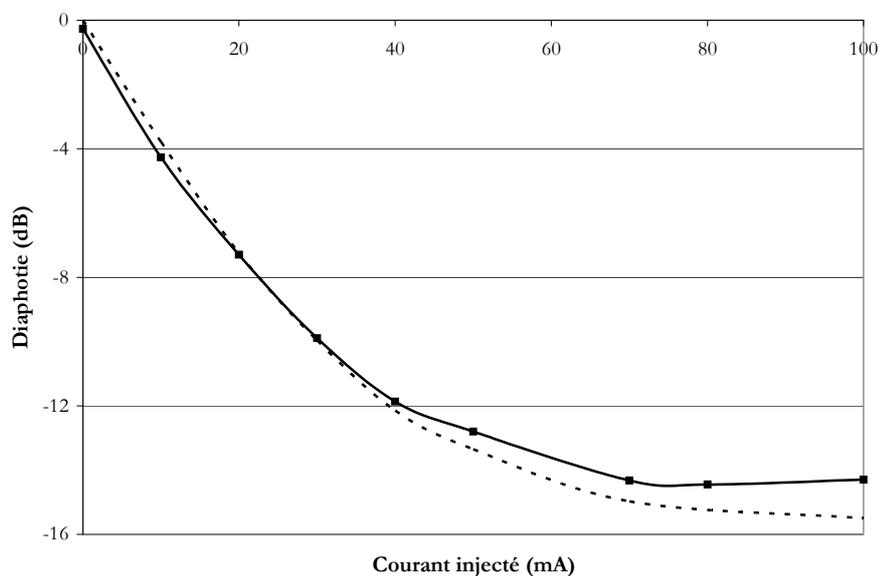


Figure II-17 : Diaphotie du commutateur DOS en fonction du courant électrique injecté.

Ligne continue : mesure sur chaque branche.

Ligne pointillée : mesure avec hypothèse adiabatique.

Nous constatons que **l'hypothèse d'adiabaticité n'est plus valable pour des niveaux de courant trop élevés**. Ces résultats montrent que nous n'avons pas une structure optimisée au moins du point de vue de la variation d'indice et du point de vue électrique. Mais il faut rappeler qu'il s'agit ici d'une première tentative pour justifier le choix de ce commutateur.

Le meilleur résultat est obtenu pour un courant de **80 mA** avec une diaphotie optique de l'ordre de **-14.5 dB**. Cela est légèrement inférieur aux résultats prévus par la simulation. Il est possible que cette différence soit imputable à un étalement de porteurs ou à des problèmes d'injection électrique déjà rencontrés dans les structures « cascade ». C'est un problème que l'on abordera dans le chapitre suivant.

Nous avons consigné dans le tableau II-2 quelques-uns des résultats mesurés sur d'autres commutateurs, afin d'avoir une valeur moyenne de diaphotie obtenue avec ces commutateurs DOS.

DOS	Courant (mA)	Branche « éteinte »		Branche « commutée »		Diaphotie (dB)
		P (μ W)	dB	P (μ W)	dB	
1	80	0.27	-12.6	7.75	1.9	-14.5
2	100	0.39	-11.25	8	1.87	-13.12
3	60	0.47	-10.44	8.5	2.13	-12.57
4	80	0.27	-12.84	7.5	1.6	-14.44
5	60	0.44	-10.73	6.7	1.28	-12.01
moyenne						-13.33

Tableau II-2 : Autres mesures effectuées sur différents DOS.

2.5. Intérêt pour le DOS

Nous venons d'exposer les premiers résultats sur les DOS. En injectant du courant, nous obtenons **une isolation optique moyenne entre les deux sorties de -13.3 dB, la meilleure étant de -14.5 dB, pour des intensités de courant comprises entre 60 et 100 mA**. Ces commutateurs nous ont donné des performances moyennes mais nous ont confirmé le bon fonctionnement du concept DOS. Il faut remarquer cependant une **saturation du phénomène de commutation** avec l'injection de courant électrique. Ceci peut-être dû à un étalement du flux de porteurs injectés sous le guide passif, à l'apparition de courants de fuite à des niveaux de polarisation élevés ou encore à une perturbation importante du faisceau optique à forts courants injectés. En simulation, le même phénomène de dégradation du fonctionnement du composant s'observe pour les forts niveaux de variation d'indice. De mêmes, les résultats expérimentaux sont certes inférieurs aux prévisions données par la simulation BPM 2D (il avait en effet été prévu une diaphotie de -20.1 dB en TE et -17.9 dB en TM pour une variation d'indice de 5.10^{-3}) mais les niveaux de diaphotie sont cependant relativement proches entre la

théorie et l'expérience, comparativement à ce qui a été calculé pour la structure « cascade ». Ce qui confirme l'hypothèse d'une plus grande sensibilité à la technologie des structures basées sur le couplage optique par rapport aux structures de type DOS.

Puisque ces trois types de commutateurs sont maintenant caractérisés, une comparaison est possible. Finalement, il aura suffi d'un seul essai de réalisation technologique pour obtenir des commutateurs DOS qui fonctionnent. Alors que, après un grand nombre de réalisations technologiques, il est toujours très difficile d'aboutir à des commutateurs « cascade » ou TIR qui fonctionnent. Les commutateurs DOS, après un seul essai, donnent les meilleurs résultats de commutation. Même si les diaphoties atteintes restent encore très moyennes, ces commutateurs fonctionnent pour une consommation raisonnable, contrairement aux commutateurs TIR. Même s'ils sont peut-être moins performants en consommation que les « cascades » (ils nécessitent forcément un point de polarisation électrique), ils ne présentent pas les signes d'une trop forte sensibilité à la technologie contrairement à ces derniers, les premières mesures étant relativement reproductibles.

C'est après cette étude comparative succincte que **l'on a décidé d'orienter notre étude vers les commutateurs DOS**, de poursuivre ces travaux, dans un premier temps, en exploitant au mieux ces commutateurs et en essayant d'en extraire un maximum d'informations, puis, dans un second temps, en développant les matrices de commutation.

II-3. ETUDE APPROFONDIE DU DOS

Après les premiers résultats prometteurs obtenus avec les commutateurs DOS, nous nous proposons ici de les exploiter au mieux, en mesurant par exemple le temps de commutation, en vérifiant qu'aucun bruit de phase n'est rajouté, en étudiant leur comportement à une autre longueur d'onde (1.3 μm). Un montage original nous a permis également de remonter à la mesure de la variation de l'indice induite par l'injection de porteurs dans ces structures.

3.1. Mesure de diaphonie hyperfréquence

Le principe est de moduler le signal de la source d'entrée à 1.55 μm à une certaine fréquence. Le pic observé à cette fréquence de modulation sur l'analyseur de spectre électrique a une certaine amplitude. Quand on injecte du courant, l'amplitude de ce pic varie et c'est cette différence d'amplitude qui nous permet de remonter à la diaphonie du composant dans l'état. Ce genre de caractéristique peut évidemment se vérifier avec des mesures en continu (mesures optiques), comme nous venons de le voir, mais les mesures hyperfréquences sont une meilleure approche de cette caractéristique puisque alors nous travaillons directement sur le **signal « utile »** en s'affranchissant du signal parasite émis par le matériau lors de l'injection de porteurs : l'émission optique du matériau, au cours de la commutation, n'étant pas modulée, ne génère dans le détecteur qu'une composante continue. De ce fait, la variation de l'amplitude de la raie micro-onde détectée par l'analyseur traduira la variation de puissance optique dans la sortie considérée sans bruit provenant de l'émission parasite des matériaux. Par ailleurs, nous nous trouvons dans les **conditions réelles d'utilisation future du commutateur**, ce qui augmente encore l'intérêt de l'expérience.

Nous sommes ici encore dans une configuration fibre à fibre. Ces mesures ont été réalisées à une longueur d'onde de 1.55 μm . L'émetteur optique est une diode laser modulée en externe (diode laser PHILIPS CQF 939 + modulateur Sumitomo MZ 5-40). Le signal optique injecté dans le commutateur est modulé. A la sortie, le signal optique récolté par une fibre clivée est converti dans une photodiode (Discovery DSC 40S). Le signal électrique est alors observé sur un analyseur de spectre électrique (HP8563E) après amplification. Nous présentons, figure II-18, le dispositif expérimental relatif à la mesure de la diaphonie :

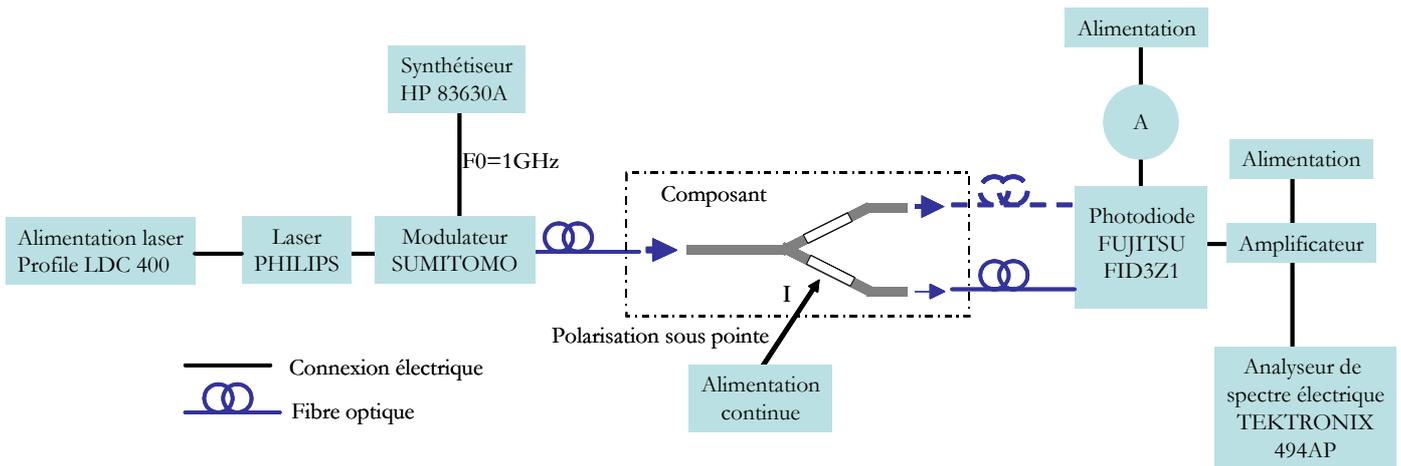


Figure II-18 : Schéma du montage pour mesurer la diaphonie hyperfréquence.

Les caractérisations ont été faites pour différentes fréquences de modulation. Nous présentons dans la figure II-19 les résultats d'une mesure réalisée pour une fréquence de $F_0 = 1\text{GHz}$. Nous avons, en particulier, tracé la variation de l'amplitude du signal sur une sortie, en dB électrique, en fonction du courant injecté dans la branche d'où est issue la puissance optique :

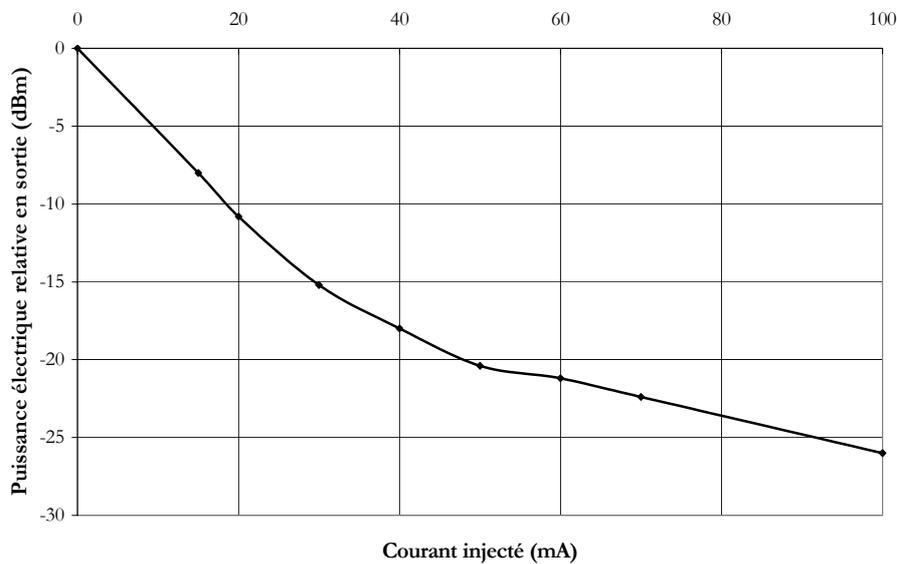


Figure II-19 : Puissances électriques relatives dans la branche polarisée du commutateur en fonction du courant injecté.

On note encore une décroissance continue du signal lorsque le courant augmente, très forte jusqu'à 40 mA. Les niveaux obtenus sont de l'ordre de -15 dB électriques à 30 mA et -26 dB électriques à 100 mA. Sachant que les dB électriques valent deux fois les dB optiques (ce qui

correspond à la conversion de puissance électrique / optique), nous constatons que les mesures électriques, avec l'analyseur de spectre, sont sensiblement identiques aux mesures optiques effectuées précédemment. Pour preuve, nous avons superposé sur le graphe de la figure II-20, les amplitudes des signaux optiques et hyperfréquences, en dB optiques, en dB électriques et en dB électriques divisés par deux :

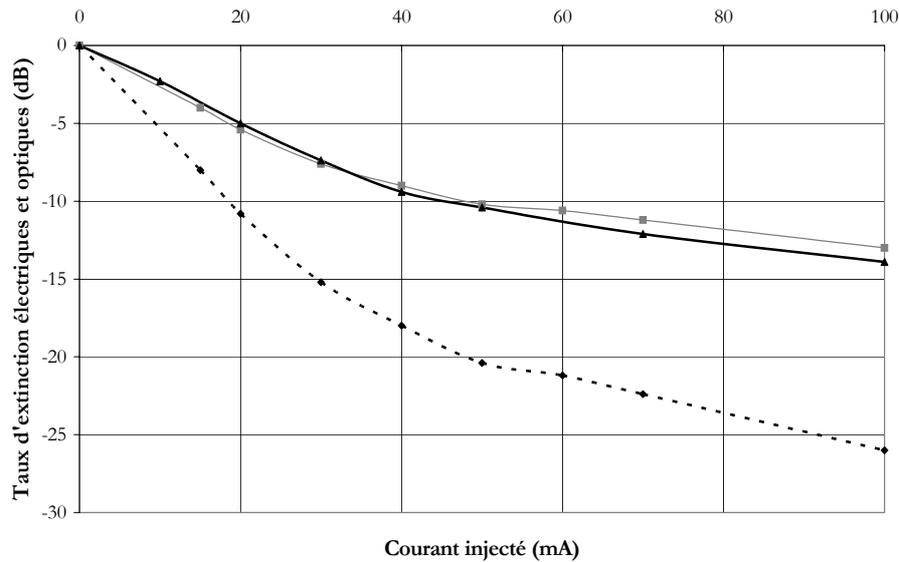


Figure II-20 : Mesures des variations de puissances dans la branche polarisée du commutateur DOS en fonction du courant électrique injecté.

Ligne continue : mesure optique - Ligne pointillée : mesure électrique - Ligne grisée : dB électrique/2.

Nous constatons que les courbes relatives aux mesures en dB électriques divisés par deux et en dB optiques se superposent presque parfaitement.

3.2. Amélioration des performances à une autre longueur d'onde [20]

Le principe de la mesure est le même que précédemment, si ce n'est qu'ici on utilise un émetteur optique à 1.3 μm . Il s'agit d'une diode laser modulée directement (module Ortel 3541A).

Les caractérisations ont été faites là encore pour différentes fréquences de modulation. Nous présentons dans la figure II-21 les résultats dans le cas où la porteuse optique a été modulée à une fréquence F_0 de 9 GHz. Nous avons tracé la variation de l'amplitude du signal sur les deux sorties, en dB électriques, en fonction du courant injecté dans l'une des deux branches :

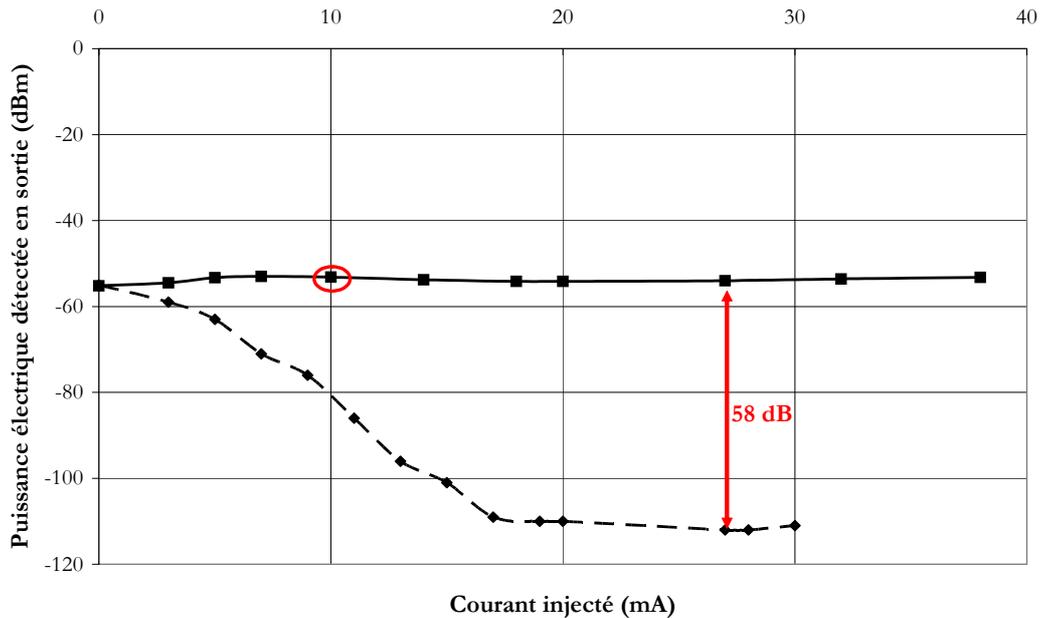


Figure II-21 : Puissances électriques à 9 GHz en sortie de la branche du DOS "commutée" (ligne continue) et en sortie de la branche "éteinte" (ligne pointillée) @ 1.3 μm .

Le point entouré correspond à l'état de commutation étudié pour la mesure de bruit de phase (cf. 3.4.).

Pour un courant de commande d'environ 25 mA, la diaphonie électrique est d'environ -58 dB à la longueur d'onde 1.3 μm . Alors qu'elle n'était, dans le meilleur des cas, que de -26 dB à 1.55 μm , et pour des courants de l'ordre 100 mA ! **Les performances en terme de diaphonie pour ce commutateur sont nettement améliorées quand on travaille à une longueur d'onde de 1.3 μm .** Cet écart doit pouvoir s'expliquer par le fait que lorsque l'on travaille à 1.3 μm , on se rapproche de la longueur d'onde de coupure du gap du quaternaire ($\lambda_c=1.15 \mu\text{m}$) constituant le cœur du guide. Par conséquent, des effets de porteurs supplémentaires apparaissent et viennent s'ajouter aux effets plasma, tels que les effets de remplissage de bande (band-filling). Ces effets sont plus importants à 1.3 μm qu'à 1.55 μm pour le quaternaire 1.15 μm . La conséquence immédiate est une plus forte variation d'indice à 1.3 μm qu'à 1.55 μm pour une même densité de porteurs injectés [16].

3.3. Mesure du temps de commutation [21]

Pour cette mesure, nous utilisons un montage très similaire au précédent. Il suffit en effet de remplacer la source d'alimentation continue sur l'électrode du composant par un générateur alternatif. En modulant ainsi le signal électrique polarisant le commutateur à la fréquence f , on ajoute une modulation supplémentaire au signal optique, dont la fréquence de modulation initiale est F_0 . Ainsi nous voyons apparaître sur l'analyseur de spectre électrique une raie correspondant à la porteuse de

fréquence F_0 et deux raies de mélange correspondant à F_0-f et F_0+f . F_0 est la fréquence de modulation de la source optique et f la fréquence de modulation électrique du commutateur. Le schéma synoptique du banc de caractérisation est donné figure II-22 :

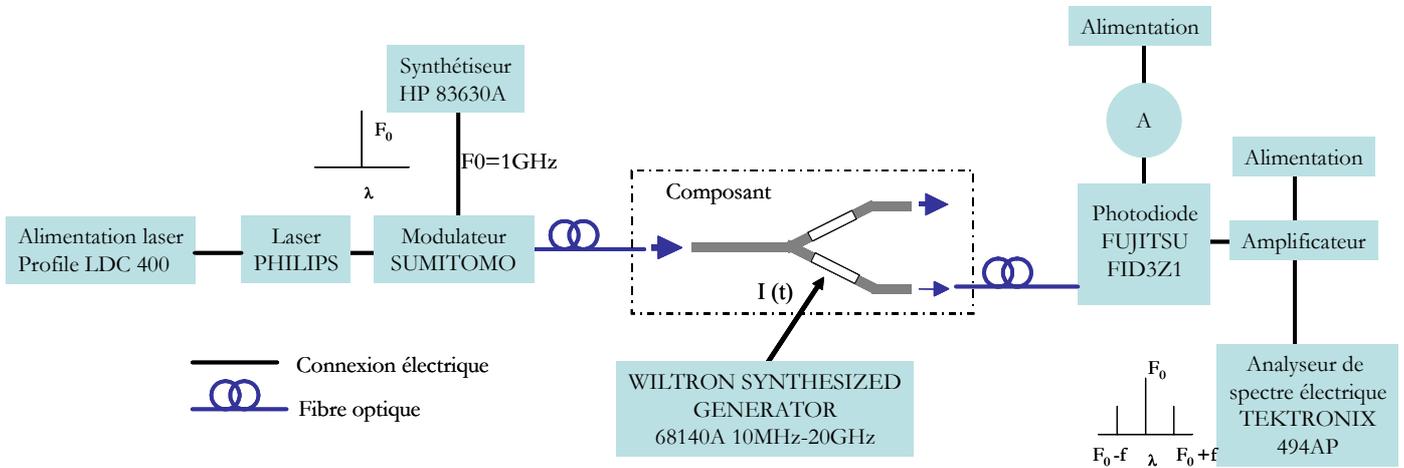


Figure II-22 : Schéma du montage pour mesurer le temps de commutation.

Lorsque l'on fait varier f , on change la vitesse de commutation du composant et par là-même l'intensité des raies de mélange. Lorsque celui-ci n'arrive plus à suivre, on ne verra plus de raie de mélange sur l'analyseur. Lorsque l'on atteint une diminution de 3 dB, on estime avoir atteint notre fréquence de coupure. Celle-ci est reliée au temps de commutation. Au-delà, la raie de mélange disparaît.

Pour réaliser cette expérience, nous avons modulé la porteuse optique à une fréquence F_0 de 1 GHz. A l'analyseur de spectre électrique, nous visualisons donc une raie située à cette fréquence et deux raies situées de part et d'autre de cette raie principale situées précisément à $-f$ et $+f$ de F_0 . La figure II-23 donne un exemple de mesure obtenue et illustre l'apparition des raies de mélange à 30 MHz de part et d'autre de la porteuse.

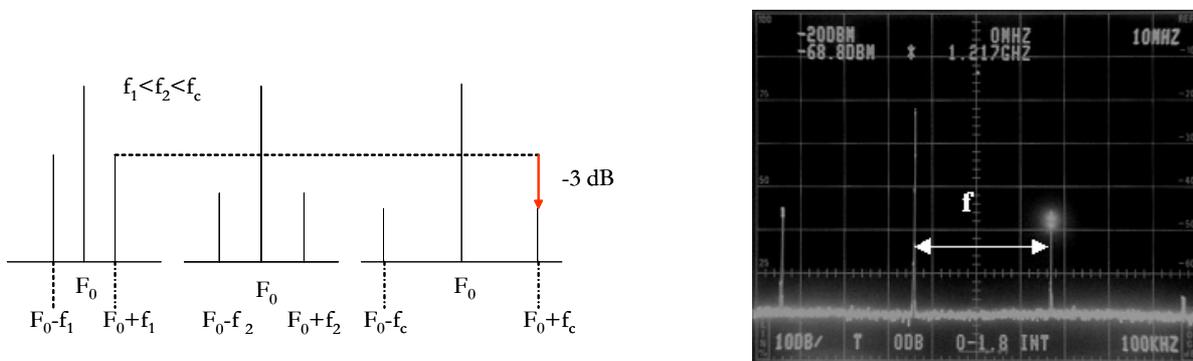


Figure II-23 : Exemple de mesure obtenue à l'aide de l'analyseur de spectre électrique.

La mesure, consistant à relever l'intensité de ces raies secondaires en fonction de la valeur de f , nous a permis de tracer le graphe de la figure II-24 et d'en déduire la fréquence de coupure, correspondant à une diminution de 3 dB. Le courant de commande durant l'expérience est de 20 mA.

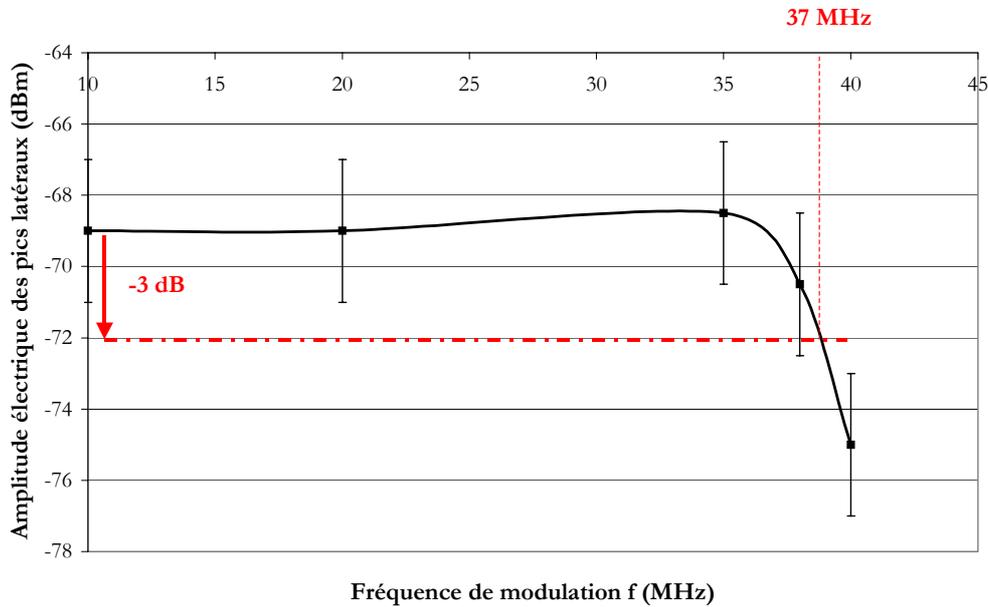


Figure II-24: Variation de l'intensité des raies de mélange en fonction de la fréquence de modulation électrique du commutateur.

On atteint par cette mesure une fréquence de coupure de 37 MHz à -3 dB. En utilisant la relation suivante : $fc = 1/2\pi\tau$, nous aboutissons à un **temps de commutation de l'ordre de 4 ns**. Ce temps est directement lié au temps de recombinaison des porteurs dans la zone intrinsèque.

Cette expérience montre que ces commutateurs électro-optiques ont une **rapidité suffisante pour l'application envisagée** et confirment leur supériorité de ce point de vue par rapport aux autres techniques que nous avons énumérées dans le premier chapitre : MOEMS, commutateurs thermo-optiques etc...

3.4. Mesure du bruit de phase [20]

Pourvu que l'on travaille à une longueur d'onde adaptée, nos expériences sur les DOS montrent que ces commutateurs ont une diaphotie équivalente à celles des SOAs, avec une consommation cependant plus faible. Il faut noter que les dispositifs de commutation fondés sur les amplificateurs optiques à semiconducteurs sont « réputés » pour rajouter du bruit de phase et engendrer une dégradation des signaux [22].

Le but est ici de vérifier qu'il n'y a pas de dégradation du bruit de phase du signal hyperfréquence après commutation. Nous avons donc travaillé sur le signal RF pour réaliser ces mesures de bruit de phase. Le banc de caractérisation utilisé est le même que pour les caractérisations de diaphonies hyperfréquences. Le signal électrique en sortie est observé sur l'analyseur de spectre électrique (HP 8563E) qui permet également la mesure du bruit de phase. La longueur d'onde de travail est $1.3 \mu\text{m}$, la porteuse optique est modulée à une fréquence F_0 de 9 GHz, le courant de polarisation pour la commutation est de 10 mA (point entouré sur le graphe II-20). La sortie optique observée est celle de la voie « commutée ».

On cherche à vérifier que l'injection de porteurs assurant la commutation ne rajoute pas de bruit de phase. Pour cela, on compare les mesures de bruit de phase du signal transmis quand on injecte du courant dans le commutateur et quand aucun courant n'est injecté, ce qui constitue le niveau de bruit de référence. On mesure le bruit de phase au pied de la fréquence de la porteuse.

Les résultats de l'une de ces mesures sont présentés dans le graphe de la figure II-25 :

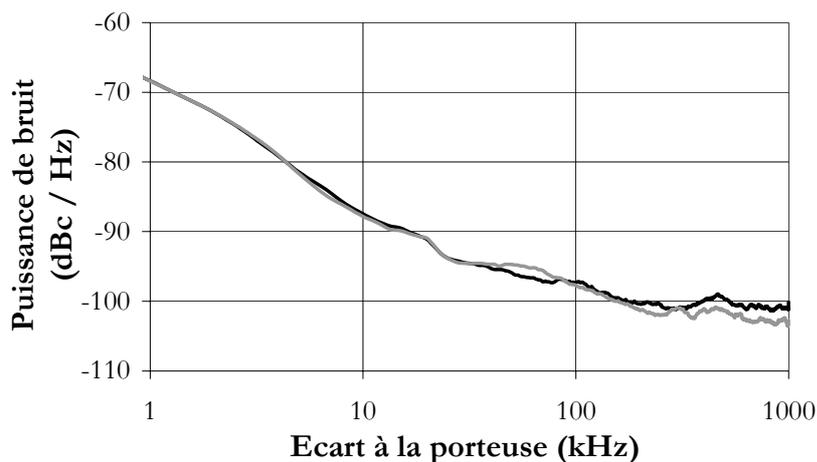


Figure II-25 : Bruit de phase des signaux micro-ondes détectés en sortie du DOS, avant commutation (courbe noire) et après commutation (courbe grise).

Ces mesures ne mettent pas en évidence de dégradation notable du bruit de phase du signal transmis comparé au niveau de bruit de la référence, avec et sans courant injecté au DOS. Une légère différence entre les deux signaux apparaît aux plus grands écarts de fréquences à la porteuse. Il s'agit de l'augmentation de la puissance de bruit sur la courbe du signal après commutation (environ 3 dB) qui correspond à l'augmentation de l'intensité du signal dans la branche active après commutation. Différentes mesures pour des courants plus élevés ont été réalisées et confirment ces résultats.

3.5. Mesure de la variation d'indice [23]

Il est normal de s'intéresser dans notre étude aux variations d'indice dues à l'injection de porteurs de charges. Celles-ci sont à la base du fonctionnement du composant. En se reportant aux études de simulations électriques de ces structures faites lors de travaux précédents [2, 13], nous apprenons que des variations de densités de porteurs se produisent autour de la couche de quaternaire : $1\ \mu\text{m}$ au dessus (dans l'InP), dans le quaternaire en question, bien entendu, puis dans la couche de tampon d'InP non dopé, si elle existe, située en dessous de la couche d'InGaAsP. Ces trois zones sont donc celles qui seront touchées par l'injection de porteurs au niveau de la variation de leur indice.

Nous nous proposons ici de remonter à la **mesure de la variation d'indice induite par effet plasma** suite à l'injection de porteurs dans la structure.

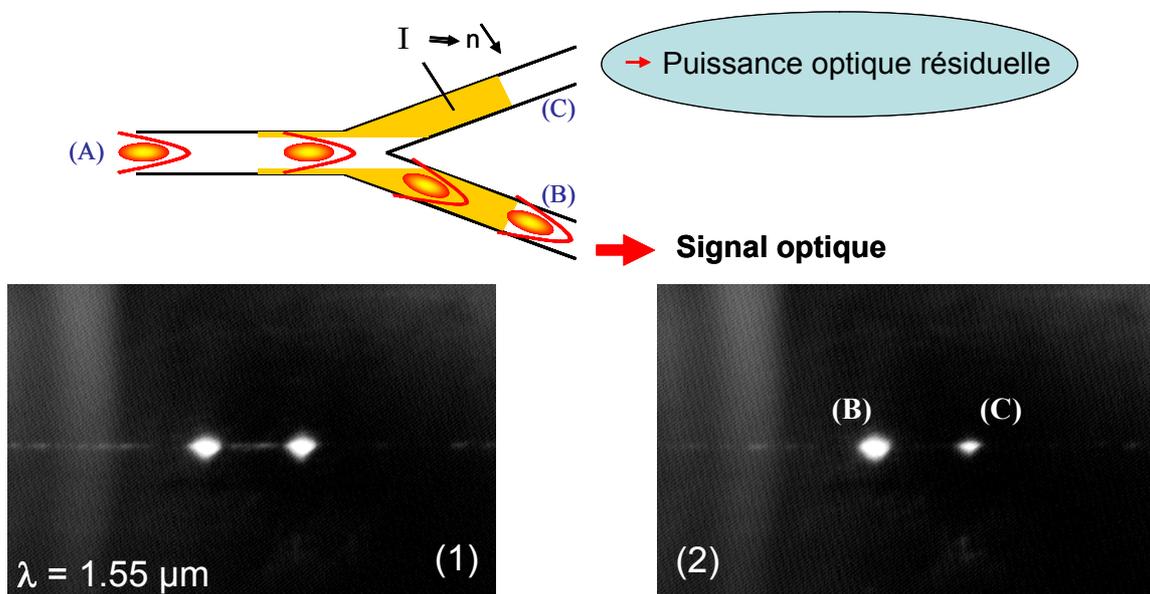


Figure II-26 : Photographies en champ proche à la sortie du DOS, dans l'état passif (1) ($I=0\ \text{mA}$) et dans l'état actif (2) ($I=10\ \text{mA}$) avec en (B) la puissance transmise et en (C) la puissance résiduelle (C).

La puissance optique résiduelle à la sortie C a traversé la zone dont l'indice a été diminué, ceci se traduit par une variation de la phase optique en sortie C qui dépend du courant injecté ($\Delta\phi(I)$). On peut penser déterminer la variation d'indice par la mesure des variations de l'intervalle spectral libre de la cavité formée par le guide d'injection, les deux branches du DOS et les deux faces d'entrée et de sortie du DOS [24] (technique dite de Fabry-Perot). Mais pour être exploitable cette technique requiert un bon contraste des franges Fabry-Perot, c'est-à-dire peu de pertes. Dans le cas d'un DOS en fonctionnement, les fortes pertes d'une cavité (A/C) pour un aller retour ne permettent pas d'obtenir le contraste suffisant à l'exploitation des mesures Fabry-Perot. C'est pourquoi nous avons développé une

technique de mesure qui utilise le report de la phase optique à la phase d'un signal micro-ondes produit par mélange cohérent.

Il s'agit d'une technique de **mélange hétérodyne optique** [25] (ou battement de deux fréquences optiques). Deux fonctions sont recherchées, la génération micro-onde et le contrôle de la phase. Il nécessite deux sources laser, l'une étant asservie à l'autre par injection. Les signaux optiques ainsi verrouillés sont cohérents, le produit de leur mélange est un signal micro-onde stable (de grande pureté spectrale) et l'écart entre les fréquences optiques correspond au signal micro-onde recherché. Il a été prouvé que le domaine de modulation possible s'étendait de quelques MHz à plusieurs centaines de GHz. **Le principe du mélange hétérodyne permet de reporter linéairement toute variation de phase du domaine optique vers le domaine micro-onde.** Dans la figure II-27, ce principe a été schématisé :

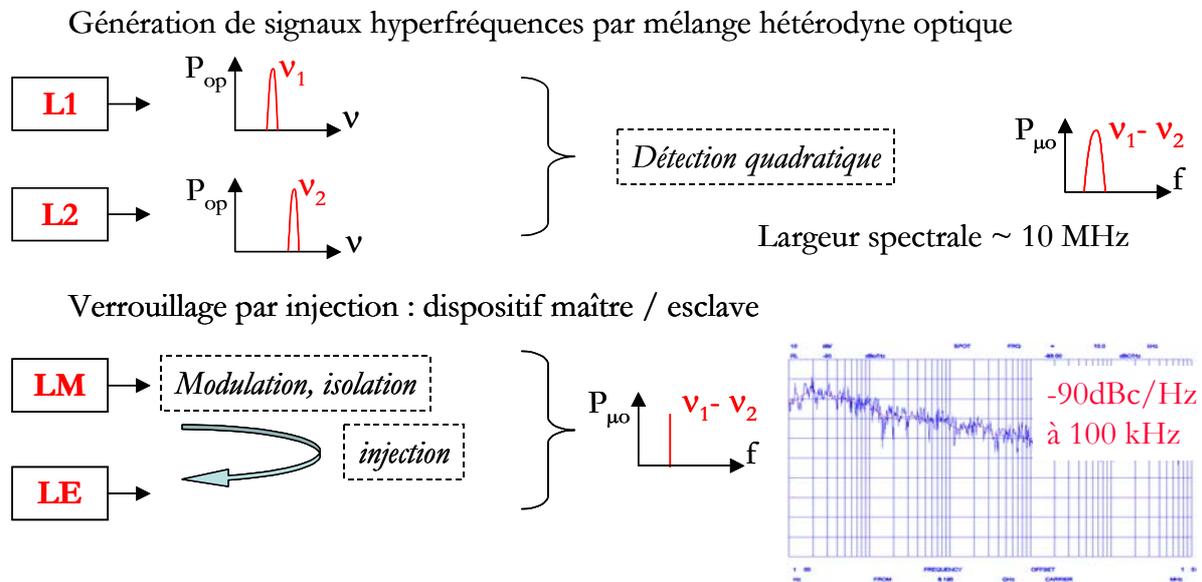


Figure II-27 : Principe du mélange hétérodyne optique cohérent.

Le mélange de deux signaux optiques de fréquence ν_1 et ν_2 permet d'obtenir un signal électrique dont la fréquence, f_{RF} , est égale à la différence des fréquences optiques : $f_{RF} = |\nu_1 - \nu_2|$. La stabilité de ce signal dépend de la cohérence des signaux optiques. L'expérience est fondée sur l'emploi de **lasers maître/esclave** (LM /LE). Le schéma de l'expérience est donné figure II-28. Un signal optique de référence, issu du laser maître, accordé à la fréquence du laser esclave par modulation (modulateur optique Mach-Zehnder Sumitomo 5-40, MZM), est injecté au laser esclave afin de verrouiller son émission en fréquence et en phase. Après mélange dans un photodétecteur rapide des faisceaux issus des deux lasers, nous obtenons un signal micro-onde stable. Toute variation relative de la phase optique

de l'un des faisceaux par rapport à l'autre est reportée à la phase du signal micro-onde produit par le battement. Un analyseur de réseau (HP 8520, AR) délivre le signal de référence pour verrouiller les lasers (Alcatel LMI, LM / LMO, LE) et analyse le signal micro-onde produit en sortie de photodiode (Discovery Semiconductor DSC-40S, PIN).

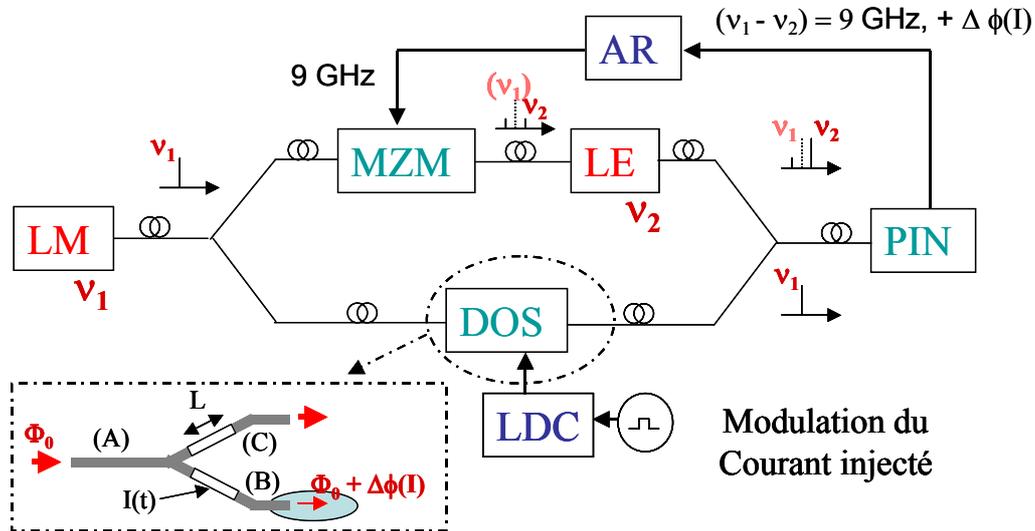


Figure II-28 : Montage expérimental. Encart : schéma du DOS.

Après propagation sur une longueur L , l'onde optique dans la branche B a accumulé une phase

Φ telle que $\Phi = kn_{eff}L = \frac{2\pi}{\lambda} n_{eff}L$. A λ et L constants, la modulation de phase obtenue en modifiant

l'indice optique est exprimée par $\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} L\Delta n_{eff}$ (rad).

Le principe de la mesure consiste à moduler le courant du commutateur (LDC) autour d'une valeur moyenne. Dans ces conditions, nous obtenons une variation périodique de l'indice effectif sous le contact électrique ; celle-ci se reporte sur la phase du faisceau optique qui traverse le DOS et sur la phase du signal micro-onde après photo-mélange. La mesure de la phase du signal micro-onde ($\Delta\Phi$) permet de remonter aux variations d'indice effectif (Δn_{eff}) en connaissant la longueur d'électrode L et la longueur d'onde optique ($\lambda = 1.55 \mu\text{m}$). Sur la figure II-29, nous donnons les points de mesure tels qu'ils apparaissent à l'analyseur de réseau. Nous reportons ici par exemple la variation de la phase micro-onde pour un courant modulé en créneau d'amplitude 4 mA.

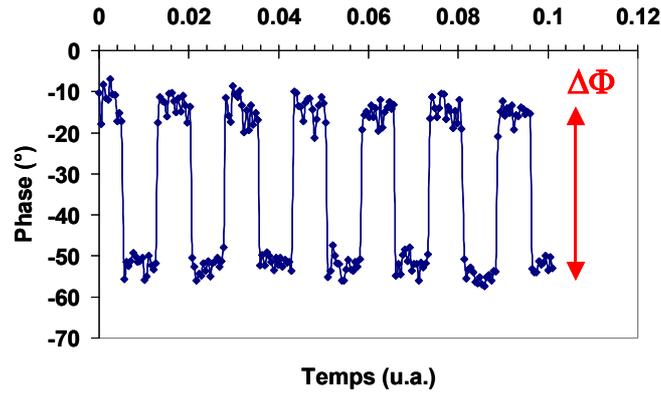


Figure II-29 : Mesure de $\Delta\Phi$ pour un ΔI de 4 mA.

Ces mesures des $\Delta\Phi$ moyens mesurés pour différents ΔI nous ont permis de représenter dans la figure II-30 les variations d'indice effectif dans le DOS en fonctionnement en fonction du courant injecté en utilisant la relation $\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} L\Delta n_{eff}$.

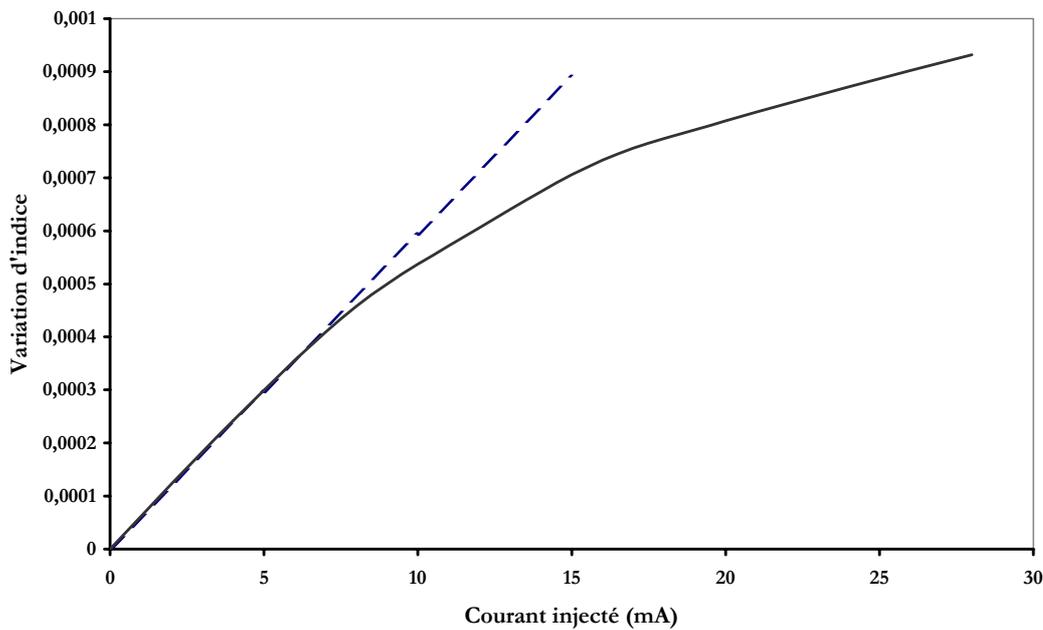


Figure II-30 : Variation d'indice en fonction du courant injecté.
 — Dédit des mesures.
 - - - Dédit de l'effet plasma.

Sur ce graphe, nous avons comparé la variation mesurée à la variation de l'indice effectif due à l'effet plasma. Cette hypothèse est motivée par l'utilisation de lasers dont la longueur d'onde 1.55 μm

est loin de la longueur d'onde de coupure λ_g du matériau ; les mesures de diaphotie que nous avons effectuées corroborent cette hypothèse (§ 3.1-2.). Il s'agit d'une évolution linéaire avec le courant injecté

donnée par la relation $\Delta n_{eff} = \frac{N\lambda^2 q^2}{8n_0 m^* \varepsilon_0 \pi^2 c^2} \Gamma$ (1), [26], où n_0 est l'indice de réfraction du matériau à

$\lambda=1.55 \mu\text{m}$, m^* est la masse effective de l'électron dans le matériau quaternaire, N est la densité d'électrons dans la couche de quaternaire liée au courant injecté par les dimensions de la couche de quaternaire. Le terme Γ représente le facteur de confinement optique ; il est déterminé par une analyse modale du guide optique ($\Gamma = 0.51$). Enfin, N est relié en première approximation au courant injecté I

par la relation : $I = \frac{qNV}{\tau}$ avec τ le temps de vie des porteurs, déterminé par la mesure dynamique

présentée au paragraphe 3.3. et V le volume donné par la surface des électrodes et l'épaisseur de la région non dopée. On introduit la densité de porteurs déterminée à partir du courant dans la relation (1) pour en déduire la variation d'indice correspondante.

Nous constatons un bon accord pour les faibles courants injectés entre les mesures et les variations déduites de l'effet plasma : pour $I < 10\text{mA}$, cette variation est linéaire. Pour les plus forts courants, la variation expérimentale de l'indice sature. Plusieurs effets non pris en compte dans notre calcul peuvent expliquer cette saturation de la courbe mesurée : un élargissement du profil de courant sous l'électrode dû à la diffusion, une diminution du temps de vie des porteurs...

Nous avons mesuré **des variations d'indice de 10^{-4} à 10^{-3}** dans les commutateurs optiques en fonctionnement pour des **courants injectés entre 2 mA et environ 30 mA** respectivement. Cette expérience a été effectuée à $1.55 \mu\text{m}$ mais n'a pas encore pu être menée à $1.3 \mu\text{m}$ par manque de matériel.

Cette expérience est intéressante puisqu'elle permet de donner un ordre de grandeur de la variation d'indice pour un dispositif en fonctionnement. C'est une grandeur inévitablement utilisée dans les simulations de ces dispositifs. Elle s'avère donc très utile pour une bonne utilisation de ces outils de modélisation et d'optimisation. Avant ces expériences, nous avions plutôt tendance à surestimer dans les modélisations cette grandeur. En effet, notre recherche bibliographique [27] sur ce thème nous avait autorisé à espérer des variations d'indices des matériaux pouvant atteindre 10^{-2} . Dès lors, nous introduirons donc ces valeurs dans nos modélisations.

II-4. CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons rappelé les principaux résultats des commutateurs réalisés lors des travaux des précédentes thèses qui sont à l'origine de notre travail. Puisque ces résultats n'étaient pas suffisamment satisfaisants, nous nous sommes orientés vers un troisième type de commutateurs : le commutateur DOS. Celui-ci n'avait pas été caractérisé. Notre étude a donc commencé par toute une série d'expérimentations sur ces dispositifs, afin d'en évaluer les potentialités. **Les premières mesures de performances très prometteuses** nous ont encouragés à poursuivre notre étude autour de ces commutateurs avec des caractérisations plus approfondies et originales.

Nous avons notamment mis en évidence de bonnes performances en terme de temps de commutation et en terme de diaphotie en changeant la longueur d'onde ; nous avons également prouvé que ces composants dans leur fonctionnement actif ne rajoutaient pas de bruit de phase. Nous avons proposé et mis en œuvre une nouvelle technique opto-microonde permettant de déterminer les variations d'indice effectif dues à l'injection de porteurs dans la structure du DOS, structure présentant de fortes pertes optiques, ce qui rend d'autres méthodes de caractérisation inopérantes. Elle est basée sur le report de phase optique sur un signal micro-onde par mélange hétérodyne.

Ces résultats engageants nous ont motivés à envisager une **matrice basée sur ces commutateurs DOS**. Mais avant cela, il restait quelques difficultés connexes à la fonction de commutation à régler...

II-5. REFERENCES

- [1] M. ERMAN.
Photonic devices for optical switching: from technology to system
3rd international conference: IPRM 1991.
- [2] I. CAYREFOURCQ.
Conception et fabrication de matrices de commutation optiques en vue de la réalisation de modules de synthèse de retards temporels
Thèse, Université de Lille 1, 6 novembre 1998.
- [3] K. R. OH, K. S. PARK, D. K. OH, H. M. KIM, H. M. PARK, K. R. LEE.
A very low operation current InGaAsP/InP total internal reflexion optical switch using p/n/p/n current blocking layers
IEEE Photonics Technology Letters, 1994, Vol. 16, n° 1, pp. 65-67.
- [4] S. BABA, K. SHIMOMURA, S. ARAI.
A Novel integrated Twin-guide (ITG) optical switch with a built in TIR region
IEEE Photonics Technology Letters, 1992, Vol. 4, n° 5, pp. 486-488.
- [5] I. CAYREFOURCQ, M. SCHALLER, J. P. VILCOT, J. HARARI, J. P. GOUY, D. DECOSTER.
Low Power Consumption 1x4 Cascade Switch for Microwave Applications
Microwave and Optical Technology Letters, 1998, Vol. 18, n° 4, pp. 243-246.
- [6] K. KOMATSU, K. HAMAMOTO, M. SUGIMOTO, A. AJISAWA, Y. KONGA, A. SUZUKI.
4x4 GaAs/AlGaAs optical matrix switches with uniform device characteristics using alternating $\Delta\beta$ electrooptic guided-wave directional couplers
IEEE Journal of Lightwave Technology, 1991, Vol. 9, n° 7, pp. 871-878.
- [7] K. HAMAMOTO, T. ANAN, K. KOMATSU, M. SUGIMOTO, I. MITO.
First 8x8 semiconductor optical matrix switches using GaAs/AlGaAs electrooptic guided wave directional couplers
Electronics Letters, 1992, Vol. 28, n° 5, pp. 441-443.
- [8] H. INOUE, K. HIRUMA, K. ISHIDA, H. SATO, H. MATSUMARA.
Switching characteristics of GaAs directional coupler optical switches
Applied Optics, 1986, Vol. 25, n° 9, pp. 1484-1490.
- [9] H. HAYASHI, K. TADA.
GaAs travelling wave directional coupler optical modulator/switch
Applied Physic Letters, 1990, 57(3), pp. 227-230.
- [10] P. J. DUTHIE, M. J. WALE.
Rearrangeably non blocking 8x8 guided wave optical switch
Electronics Letters, 1988, Vol. 24, n° 10, pp. 594-596.
- [11] K. CANG-MIN, I. YOUNG-JOON.
Switching Operations of Three-Waveguide Optical Switches
IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2000, Vol. 6, n° 1, pp. 170-174.
- [12] G. WENGER, M. BELLERMANN, B. ACKLIN, J. MULLER, S. EICHINGER, G. MULLER.
Self aligned packaging of 8x8 InGaAsP-InP space switch
IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 1997, Vol. 3, n° 6, pp. 1445-1456.
- [13] Y. HERNANDEZ.
Etudes technologiques, expérimentales et par simulation pour la commutation optique sur InP
Thèse, Université de Lille 1, 18 décembre 2001.
- [14] J. F. VINCHANT, J. A. CAVAILLES, M. ERMAN, M. RENAUD, L. THYLEN, P. SVENSON.
First digital optical switch based on InP/GaInAsP double heterostructure waveguides
Electronics Letters 1991, Vol. 27, n° 9, pp. 699-700.
- [15] J. F. VINCHANT, A. GOUTELLE, M. ERMAN, M. RENAUD, L. THYLEN, P. SVENSON.
Low driving voltage or current digital optical switch on InP for multiwavelength system application
Electronics Letters, 1992, Vol. 28, n° 12, pp. 1135-1137.
- [16] J. F. VINCHANT, M. RENAUD, M. ERMAN, J. L. PEYRE, P. JARRY, P. PAGNOD.
InP Digital optical switch: key element for guided wave photonic switching
IEE Proceedings-J, 1993, Vol. 140, n° 5, pp. 301-307.
- [17] J. F. VINCHANT, A. GOUTELLE, B. MARTIN, F. GABORIT, P. PAGNODROSSIAUX, J. L. PEYRE, J. LE BRIS, M. RENAUD.
New compact polarisation insensitive 4x4 switch matrix on InP with digital optical switches and integrated mirrors
ECOC 93, The 12-4, pp. 13-16.
- [18] A. N. M. MASUM CHOUDHURY, W. H. NELSON, M. ABDALLA, M. ROTHMAN, R. BRYANT, W. NILAND, W. POWAZINIK.
InP/InGaAsP Digital optical switches with extinction ration of 30 dB
LEOS 1993, pp. 494-495.

[19] M. RENAUD, J. F. VINCHANT, A. GOUTELLE, B. MARTIN, G. RIPOCHE, M. BACHMANN, P. PAGNOD, F. GABORIT.

Compact digital optical switches for low insertion loss large switch arrays on InP

ECOC 95, Bruxelles, Septembre 1995.

[20] K. BLARY, S. DUPONT, J-P. VILCOT, F. MOLLOT, D. DECOSTER, J. CHAZELAS.

DOS optical switch for microwave optical links based applications

Electronics Letters, 2002, Vol. 38, n° 25, pp. 1697-1699.

[21] H. HARTMAN, Y. TAKAHASHI, H. INOUE.

InP Optical Switch Array Module High Frequency Performance ; Measurements and Analysis

Electronic Letters, 1990, Vol. 26, n° 7, pp. 436-437.

[22] R. BOULA-PICARD, M. BIBEY, N. VODJANI.

Semiconductor Optical Amplifiers for Microwave Photonics Links

Microwave Photonics, MWP 2001, Long Beach.

[23] S. DUPONT, K. BLARY, J-P. VILCOT, H. W. LI, D. DECOSTER, J. CHAZELAS.

Measurement of semiconductor optical index variation in photonic devices based on optical heterodyning microwave experiments

Electronic Letters, 2003, Vol. 39, n° 3, pp. 295-296.

[24] G. SCHRAUD, G. MÜLLER, L. STOLL, U. WOLFF.

Simple measurement of carrier induced refractive-index change in InGaAsP *pin* ridge waveguide structures

Electronics Letters, 1991, Vol. 27, n° 4, pp. 297-298.

[25] S. KOBAYASHI, T. KIMURA.

Injection locking characteristics of an AlGaAs semiconductor laser

IEEE Journal of Quantum Electronics, 1980, Vol. 16, n° 9.

[26] HUNSPERGER.

Integrated Optics: Theory and Technics

Springer Series in Optical Sciences, Second Edition 1985.

[27] B. R. BENNET, R. A. SOREF, J. A. DEL ALAMO.

Carrier-induced change in refractive index of InP, GaAs and InGaAsP

IEEE Journal of Quantum Electronics, 1990, Vol. 26, n° 1, pp. 113-122.

CHAPITRE III

LES APPORTS

COMPLÉMENTAIRES

Après les résultats encourageants de caractérisation obtenus sur les commutateurs DOS, notre ambition est maintenant d'améliorer ces commutateurs et de les architecturer en matrices de commutation. Mais au cours de ces premières caractérisations, nous nous sommes rendus compte d'un certain nombre de problèmes, indépendants du choix du commutateur.

Une matrice ne se résume pas à une association de quelques commutateurs mis bout à bout, c'est une **architecture complexe constituée de nombreux éléments**. Même si mes prédécesseurs ont fait preuve de gros efforts, qui ont permis notamment de maîtriser la technologie, seule la fonction de commutation a été leur centre d'intérêt. Or, ces problèmes non directement liés à la fonction de commutation sont à résoudre avant de « s'attaquer » à la matrice.

Ce chapitre est consacré aux premières études pour l'amélioration de ces quelques points durs, comme le problème de l'injection, le problème des claquages, la compréhension des pertes qui peuvent trouver leur origine à divers endroits de la matrice ou le bon fonctionnement de la partie passive.

III-1. POUR UN MEILLEUR COUPLAGE : L'ADAPTATEUR DE MODE

Les pertes dans les guides, extrinsèques au matériau, sont liées directement à la structure même du guide optique. Parmi ces pertes, nous pouvons distinguer les pertes de couplage avec la fibre et les pertes de propagation. Nous nous intéressons ici au problème du **couplage optique** dans des guides passifs en arête identiques à ceux utilisés dans nos structures de commutation. Le couplage en optique intégrée sur semiconducteurs est un problème de première importance pour le développement de composants industriels. Ces pertes extrinsèques trouvent leur origine dans les réflexions et les adaptations de mode qui s'opèrent à l'interface guide/fibre, ainsi que dans les problèmes, purement mécaniques, de positionnement relatif des deux parties de la liaison optique.

Pour plus de détails sur les pertes dans les guides optiques, nous invitons le lecteur à se reporter au paragraphe A-3 de l'annexe A. Ce chapitre étant étayé d'illustrations et de résultats issus de modélisations, nous proposons également au lecteur de se reporter à l'annexe B relative aux outils de simulations.

1.1. Le couplage fibre – guide

Le problème d'injection de lumière à l'entrée des guides optiques est double : les pertes de couplage sont dues aux phénomènes de **réflexion** et de **désadaptation aux interfaces air-semiconducteur**.

En effet, les fortes pertes entre une fibre et un guide optique semiconducteur proviennent dans un premier temps des différences d'indices de réfraction. Ces indices sont proches de 1.45 pour la fibre et 3.17 pour l'InP. Ce qui conduit à des réflexions ($\sim 30\%$). Une solution industrielle pour pallier cette différence et réduire la réflexion consiste à déposer sur les interfaces des couches anti-reflets. Ce traitement de surface entraîne bien sûr des difficultés technologiques supplémentaires.

Les pertes de couplage sont minimales lorsque le mode propre du guide est très proche du mode circulaire de la fibre. La topologie du guide optique doit être judicieusement déterminée pour limiter ces problèmes. Or, le mode circulaire émanant d'une fibre clivée est représenté par une gaussienne d'environ $9\ \mu\text{m}$ de large à mi-hauteur, alors que celui correspondant aux modes guidés dans ces structures en arête est plutôt elliptique de

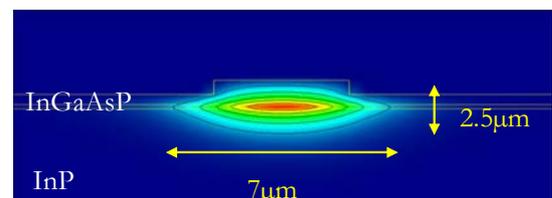


Figure III-1 : Mode propre du guide utilisé dans nos commutateurs, calculé avec le logiciel OWMS.

2.5 μm de haut et 6 à 7 μm de large (figure III-1). Cette différence de taille des modes entre le guide et la fibre entraîne des pertes optiques d'injection à l'entrée du guide. **Ce désaccord entre la fibre et le guide constitue un handicap à un bon transfert énergétique** ; il est illustré dans la figure III-2, image issue d'une simulation en BPM 3D :

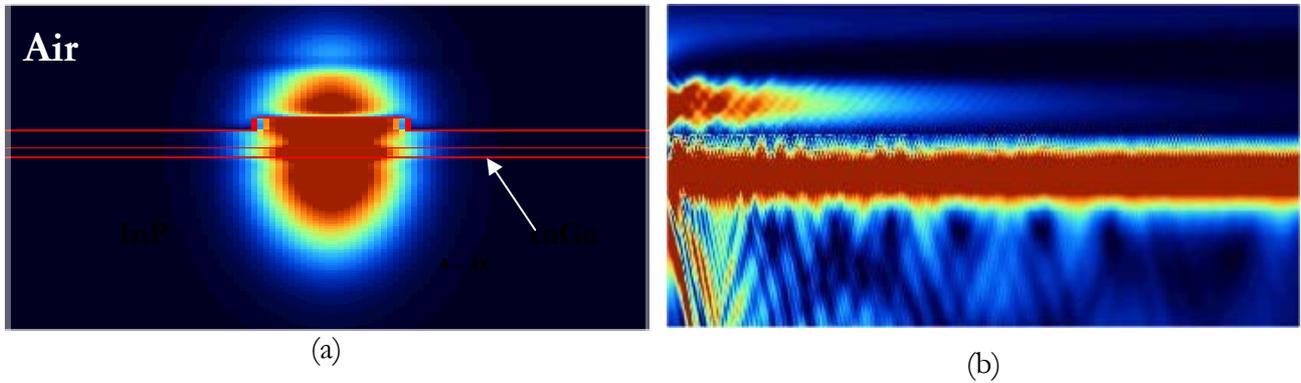


Figure III-2 : Illustration de la simulation par BPM 3D de l'injection de lumière dans un guide à partir d'une fibre clivée. (a) Section perpendiculaire au guide à l'injection. (b) Section parallèle au guide après propagation.

Sur cette figure, le guide a une largeur de 5 μm alors que la tache optique émise par la fibre s'étend sur 9 μm . Ce genre de simulations nous permet de connaître le profil des modes se propageant dans le guide dans les deux directions. En superposant les profils des modes issus du guide et de la fibre (dans les graphes de la figure III-3), on se rend compte de manière quantitative de ce désaccord des modes :

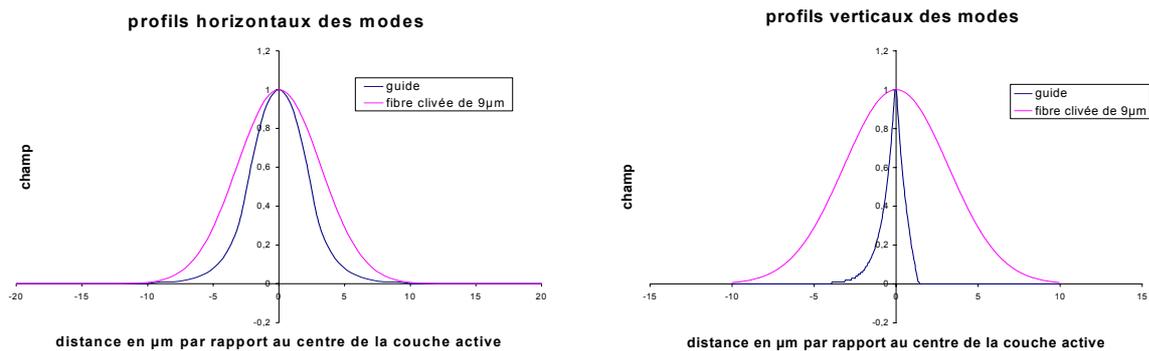


Figure III-3 : Comparaison des profils des modes du guide et d'une fibre clivée.

De plus, cette différence entre le guide et la fibre optique implique de faibles tolérances au désalignement horizontal et vertical. Pour pallier ce problème d'adaptation des modes optiques, nous

avons étudié la possibilité d'insérer à l'entrée de nos guides des adaptateurs de mode, qui permettront d'adapter le mode optique de la fibre à celui du guide.

De nombreuses études d'adaptateurs de mode optique ont été réalisées pour remédier à ce handicap et sont rassemblées dans la référence [1]. Des adaptateurs de mode optique peuvent être intégrés monolithiquement sur InP [2-3] ou de manière hybride [4] pour améliorer le couplage optique et offrir une meilleure tolérance au désalignement qui est un autre point critique en optique intégrée. Dans notre cas, il s'agit d'un adaptateur monolithique, dont nous allons décrire les propriétés pour confiner la lumière dans la direction horizontale puis dans la direction verticale, dans le paragraphe suivant.

Le principe est celui d'une **transition optique à guide dilué multimode**. Pour optimiser cette transition, la démarche a consisté dans un premier temps à scinder le problème en deux, c'est-à-dire à **considérer les deux directions séparément**. On ramène ainsi un problème à trois dimensions à un problème à deux dimensions. Nous avons tout d'abord étudié une transition horizontale, puis une transition verticale. Dorénavant, nous remplacerons volontiers le terme « transition optique » par la terminologie anglaise bien connue « **taper** ».

1.2. Adaptation des modes dans la direction horizontale

1.2.1. Principe

Si l'on se réfère à la figure III-2, on remarque que les pertes dans la direction horizontale doivent pouvoir être "gommées" en élargissant le guide optique. L'unique contrainte nous empêchant d'élargir le guide est que l'on doit conserver des guides monomodes dans le reste de la structure, notamment dans la partie relative à la commutation. Une technique permettant de résoudre ce problème serait de réaliser un taper en forme d'entonnoir de 9 μm de large à l'entrée et s'amincissant jusqu'à 5 μm . Seulement, ceci nécessiterait une importante distance pour amener la lumière, sans pertes, à la taille de mode désirée. De ce fait nous avons plutôt exploré l'idée de l'utilisation de tapers multimodes, beaucoup plus courts. Ces tapers consistent en fait en des **guides d'entrée plus large** (au moins 9 μm) que ceux utilisés dans la structure. Ils sont multimodes et leur longueur est calculée de façon à ce que toute la lumière collectée converge vers le guide monomode de la structure.

La distance nécessaire à un bon couplage entre le taper et le guide est calculée à partir d'une analyse modale du guide de 9 μm de large. En effet, c'est l'analyse modale qui nous permet de déterminer tout d'abord la forme des modes de propagation dans ce guide. Ici, il est trimodal. Sur la figure III-4, on peut voir le profil du champ électrique calculé selon la largeur du taper pour chaque mode.

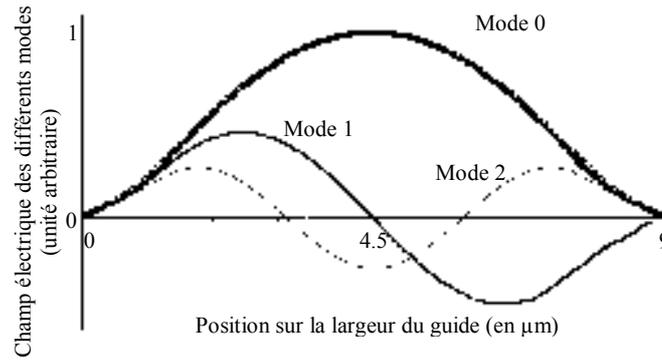


Figure III-4 : Analyse modale d'un guide de 9 μm de large.

Le schéma des modes optiques donné dans la figure III-4 correspond aux conditions initiales de notre problème. Le mode circulaire, symétrique, émanant de la fibre, sera recueilli essentiellement par les modes symétriques (mode fondamental et mode d'ordre 2) du guide. Ensuite, au cours de la propagation de la lumière, ces modes vont se propager avec des vitesses différentes. A la sortie de ce taper, pour que la lumière soit confinée au centre, le mode fondamental et le mode du second ordre doivent être déphasés de π . La longueur de propagation, appelée ici aussi **longueur de couplage**, nécessaire pour que la lumière soit confinée au centre du guide, dépend des indices effectifs des modes de propagation de la structure. Elle est calculée par une formule du type $L_c = \lambda / 2(\Delta n)$, correspondant à une opposition de phase des deux modes. λ représente la longueur d'onde considérée et Δn la différence des indices effectifs de propagation des deux modes $n_0 - n_2$.

L'analyse modale de la direction horizontale nous a donc permis de calculer les deux dimensions du taper : 9 μm de large et 150 μm de long. Ce calcul a été vérifié en BPM 2D, dont nous avons sauvegardé une illustration du taper horizontal, donnée dans la figure III-5 :

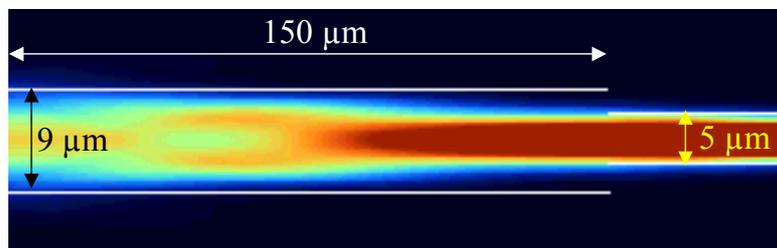


Figure III-5 : Simulation du taper horizontal en BPM 2D.

Cette figure correspond à une vue de dessus. La lumière est d'abord collectée par un guide de 9 μm de large et se concentre au centre du taper au bout d'une longueur de 150 μm , ce qui permet de passer au guide de 5 μm de large. Ce taper modal présente donc l'avantage de fonctionner sur une longueur relativement courte. Cependant, la désadaptation la plus importante n'est pas dans la direction

horizontale mais dans la direction verticale. Le taper horizontal ne réduit donc que légèrement les pertes. Cette méthode permet également d'**augmenter la tolérance au désalignement** du système, comme nous pouvons le constater sur la figure III-6.

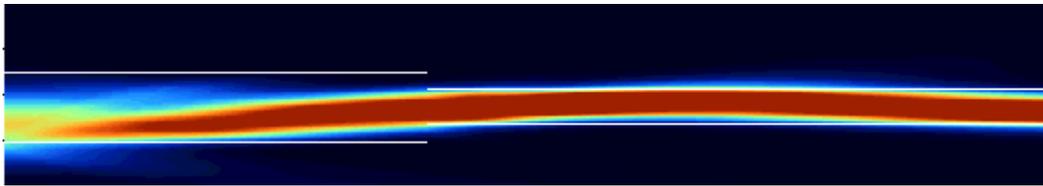


Figure III-6 : Désalignement horizontal fibre-guide.

Dans le cas d'un désalignement important, la lumière est rabattue puis confinée au centre du taper avant le couplage avec le guide. Cette méthode paraît donc intéressante et n'ajoute pas de difficulté particulière dans la réalisation technologique. Mais il faut souligner le fait que le problème du couplage dans la direction horizontale n'est pas le plus difficile à résoudre. Nous allons voir à présent quelle méthode on peut envisager pour améliorer le couplage fibre/guide dans la direction verticale.

1.2.2. Validation expérimentale intermédiaire

Des premiers tapers horizontaux ont été réalisés. La technologie n'ayant pas posé de difficultés particulières, nous ne la présenterons pas. Divers guides de largeurs différentes (de 3 μm à 6 μm) avec et sans taper horizontal en entrée ont permis de valider d'un point de vue qualitatif le fonctionnement de ces tapers dans la direction horizontale. En effet, nous avons pu vérifier que la lumière était bien transférée du taper vers le guide et mieux transmise dans les guides pourvus d'un taper. A ce stade de l'étude, nous n'avons pas entrepris de mesures quantitatives fibre à fibre.

Nous avons également pu vérifier la validité des simulations réalisées par BPM 2D. Pour cela nous avons injecté la lumière directement dans le guide et observé le faisceau émergent du taper. Le comportement prévu par la BPM 2D est donné dans la figure III-7 :

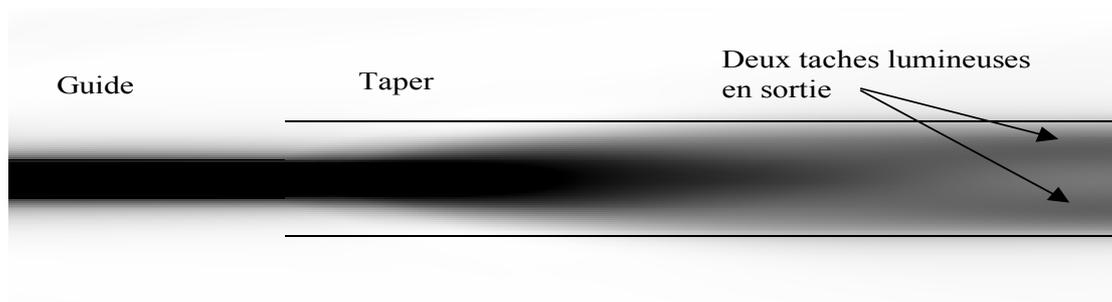


Figure III-7 : Simulation du faisceau émergent du taper horizontal par BPM 2D.

Nous remarquons dans ce cas de figure, que l'on doit obtenir deux taches lumineuses distinctes à la sortie du taper. Ceci a été observé expérimentalement (figure III-8), quelle que soit la largeur des tapers que l'on a caractérisés.



Figure III-8 : Taches lumineuses émergent d'un taper de 12 μm .

1.3. Adaptation des modes dans la direction verticale

Dans cette direction nous sommes directement limités par l'épaisseur de matériau que l'on peut déposer. A l'I.E.M.N., des épitaxies d'une épaisseur de 8 à 9 μm sont rarement réalisées pour des raisons de sécurité et d'économie des bâtis. On pourrait imaginer placer au dessus du guide des couches d'autres matériaux déposables plus facilement : polymères, nitrure ou silice. Mais ces matériaux ont des indices trop différents de l'InP. De ce fait, la lumière injectée dans ces couches supérieures ne parvient pas à se rabattre au cours de la propagation à l'intérieur du guide en semiconducteur. A défaut de résoudre le problème du couplage dans ce sens, nous avons tenté d'en réduire les pertes à nouveau par un système de type taper modal. Le taper consistera ici en une zone d'entrée où l'**épitaxie est plus épaisse** (on s'est fixé une épaisseur maximale de 3 μm pour l'épitaxie étant donné les contraintes mises en jeu). La zone de couplage entre le taper et le guide peut être représentée par une marche comme sur la figure III-9 :

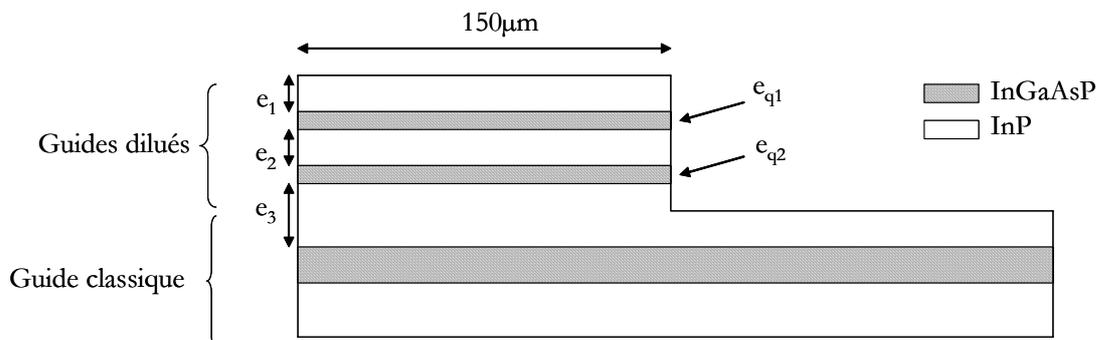


Figure III-9 : Vue en tranche du taper vertical.

Le principe est de superposer à la structure du guide classique, c'est-à-dire un guide au cœur de quaternaire de 0.2 à $0.3 \mu\text{m}$ présentant un mode relativement bien confiné dans la direction verticale, une structure constituée de **guides « dilués »**, guides de cœur de faible épaisseur dans lequel le mode est faiblement confiné. La structure considérée dans sa totalité sera multimode dans la direction verticale et présentera des modes plus étalés. Pour plus de clarté, nous présentons dans la figure III-10 un résultat de simulation par BPM 2D illustrant le comportement de l'onde optique de la transition vers le guide optique selon une coupe verticale de la structure.

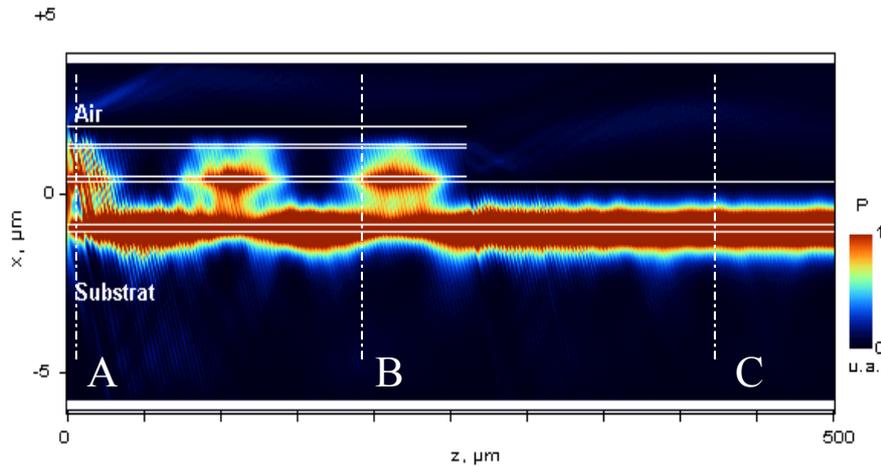


Figure III-10 : Simulation en BPM 2D du taper vertical. Vue de profil. Propagation : de gauche à droite.

Cette simulation a été réalisée en prenant une gaussienne d'entrée de $5 \mu\text{m}$ de diamètre. L'injection s'est faite $1 \mu\text{m}$ au dessus du centre de la couche guidante. La lumière est rabattue au cours de la propagation vers la couche guidante inférieure. Le fait que la lumière remonte dans la structure puis redescende de façon périodique laisse penser qu'il s'agit d'un phénomène basé sur des déphasages entre modes comme pour le taper horizontal. Comme le taper horizontal, le taper vertical permet également d'augmenter la tolérance au désalignement vertical du système.

Les épaisseurs des matériaux de cette structure supérieure sont à définir (épaisseurs d'InP, e_1 , e_2 , e_3 , épaisseurs de quaternaire e_{q1} , e_{q2}). Ces paramètres doivent être calculés dans un premier temps de façon à avoir une longueur de couplage équivalente à celle calculée précédemment, soit $150 \mu\text{m}$. On se trouve dans le cas où plusieurs variables, non indépendantes, sont à optimiser. Nous avons donc eu naturellement recours aux **algorithmes génétiques**, couplés à des simulations en BPM 2D.

Pour utiliser correctement cet outil, nous avons au préalable défini l'espace de recherche de l'algorithme. Les limites des paramètres figurent dans le tableau III-1, ainsi que la fonction f permettant d'évaluer chaque structure. L'objectif recherché est un bon couplage entre une fibre optique monomode et un adaptateur de mode. Nous entendons par bon couplage un transfert d'énergie maximal entre la fibre et le guide et une faible sensibilité au désalignement transversal. Il s'agit ici d'obtenir le moins de pertes possible en sortie du composant. La fonction d'adaptation se traduit alors

en ces termes : « le rapport de la puissance optique mesurée en sortie de guide sur la puissance injectée dans le taper doit être maximal, $f=P/P_0$, ce qui correspond à des pertes optiques minimales ». Enfin, Une condition supplémentaire a été introduire. Il s'agit de la contrainte imposée par l'épaisseur totale de l'épitaixie : elle doit être inférieure à $3 \mu\text{m}$.

En procédant à un algorithme sur 50 générations de 100 individus tirés au sort dans l'espace de recherche prédéfini, la structure optimisée retenue répond aux critères suivants :

	$e_1 (\mu\text{m})$	$e_2 (\mu\text{m})$	$e_3 (\mu\text{m})$	$e_{q1} (\mu\text{m})$	$e_{q2} (\mu\text{m})$	f
Min	0	0	0	0.02	0.02	
Max	2	2	2	0.2	0.2	
Résultat	0.5	0.8	1.2	0.12	0.12	0.85

Tableau III-1 : Structure du taper optimisé par AG et BPM 2D.

A titre d'information, la fonction f d'un guide sans taper, c'est-à-dire le rapport P/P_0 calculé en 2D est de 0.57 (en BPM dans le plan vertical) et 0.9 (en BPM dans le plan horizontal).

On obtient une épaisseur de couches à épitaixier de $2.94 \mu\text{m}$, ce qui respecte la limite que l'on s'était fixée.

1.4. Vérification par BPM 3D

A priori, nous avons optimisé une structure en étudiant séparément les structures horizontale et verticale. Il est légitime de vouloir concevoir une adaptation globale du mode optique de la fibre avec celui du guide, c'est-à-dire simuler le système en tenant compte des deux directions (horizontale et verticale) simultanément. Pour ce faire, nous avons eu recours aux simulations par BPM 3D. On reporte ci-dessous dans la figure III-11 trois images issues de la BPM 3D, correspondant à diverses coupes (A, B, C) de la structure, repérées sur la figure III-10.

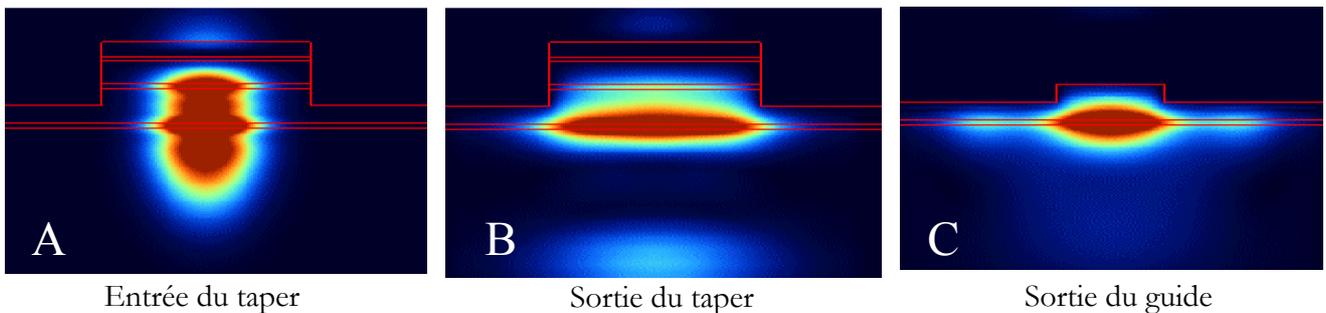


Figure III-11 : Sections du taper simulées par BPM 3D.

Ces images illustrent clairement l'**adaptation progressive du mode optique du taper vers le guide**. Cet adaptateur permet d'adapter un mode gaussien circulaire émanant d'une fibre à un mode comparable à ce que l'on a dans nos structures de guide.

Nous avons voulu vérifier ici en BPM 3D que la longueur de 150 μm correspondait bien à un rendement maximal de puissance. On rappelle que cette longueur a été calculée à partir de l'analyse modale. C'est autour de ce paramètre fixé que la structure verticale a été optimisée par AG et BPM 2D. Cette première étude avait été réalisée pour un seul état de polarisation de la lumière, en TE.

Nous avons donc étudié en BPM 3D le couplage dans un guide de 5 μm de large en fonction de la longueur du taper en considérant les deux états de polarisation de l'onde optique. Le graphe de la figure III-12 donne le pourcentage de lumière couplée dans un guide en fonction de la longueur du taper :

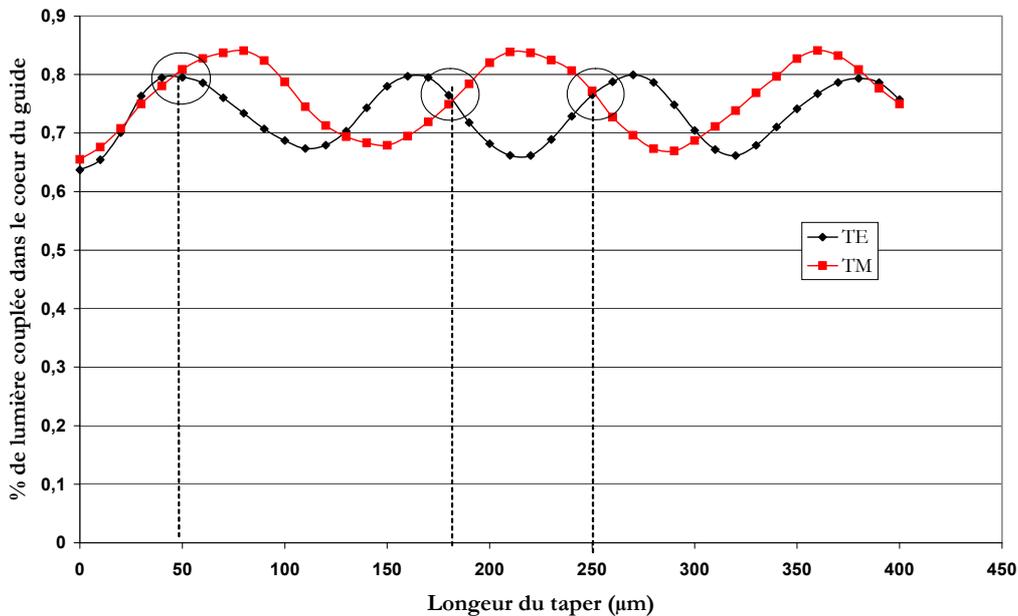


Figure III-12 : Simulations BPM 3D : puissance transférée dans un guide de 5 μm de large à partir d'une gaussienne de 9 μm de diamètre @ 1,55 μm . La largeur du taper est 10 μm .

Ces simulations nous ont permis de constater que ces dispositifs présentait une **légère sensibilité à la polarisation**. L'onde optique oscillant entre le guide principal et les guides dilués, la courbe représentant la quantité de lumière transmise dans le guide est évidemment périodique. De ce fait, différentes longueurs de taper vont être envisageables. Or la périodicité étant différente selon l'état de polarisation de la lumière, les longueurs de taper correspondant à un rendement optimal ne sont pas les mêmes en TE et en TM. Nous avons donc sélectionné les longueurs pour lesquelles les rendements en TE et en TM étaient identiques, c'est-à-dire 50 μm , 180 μm et 250 μm .

En conservant ces longueurs de tapers, nous avons également vérifié des formes plus complexes telles que des entonnoirs, des formes « mixtes » constituées de parties rectangulaires et triangulaires ou des formes à l'enveloppe sinusoïdale. Ces variations dans l'espace n'ont finalement que peu d'influence sur le comportement optique et les variations en terme de rendement sont insignifiantes.

Ces dispositifs étant sensibles à la longueur même de ceux-ci, il ne serait pas étonnant qu'ils soient également sensibles à la longueur d'onde de travail. Ayant déjà envisagé de travailler à $1.3 \mu\text{m}$, nous avons décidé d'étudier le comportement des tapers à cette nouvelle longueur d'onde. Le graphe de la figure III-13 donne le pourcentage de lumière couplée dans un guide en fonction de la longueur du taper pour les deux longueurs d'onde et pour la polarisation TE :

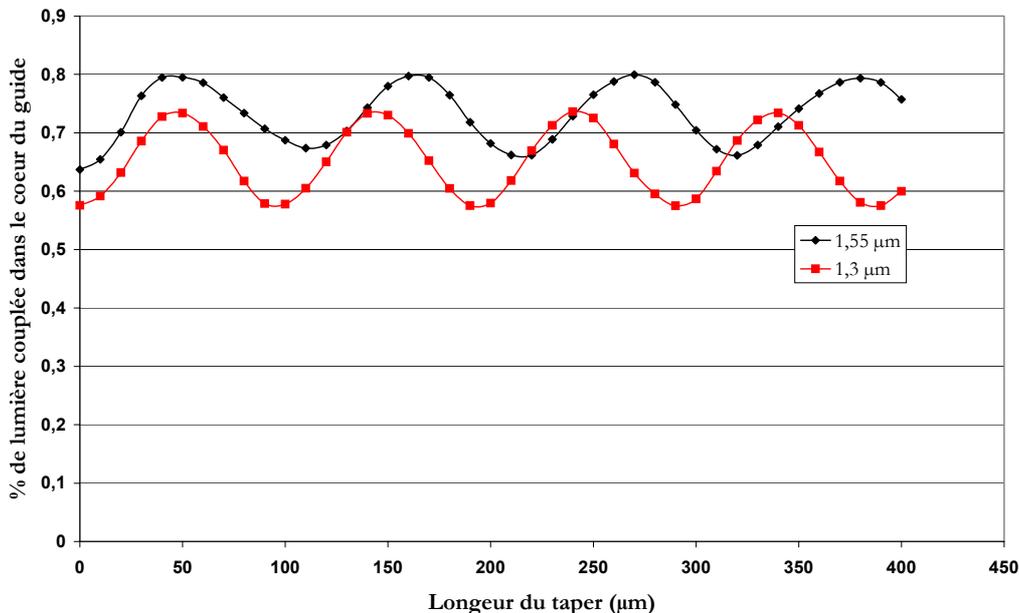
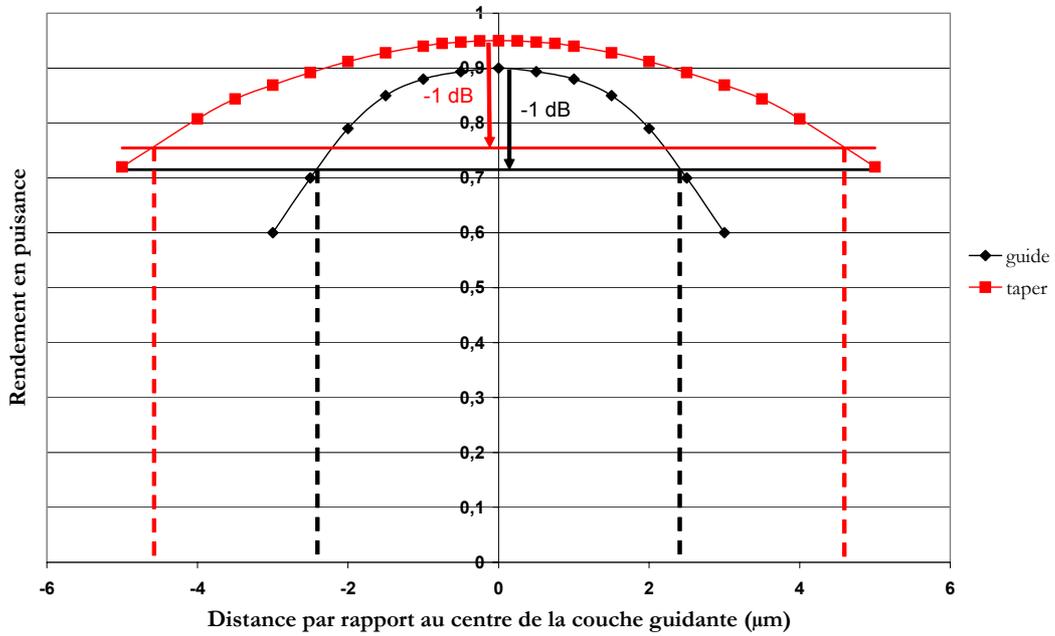


Figure III-13 : Simulations BPM 3D : puissance transférée dans un guide de $5 \mu\text{m}$ de large à partir d'une gaussienne de $9 \mu\text{m}$ de diamètre. La largeur du taper est $10 \mu\text{m}$. Mode TE.

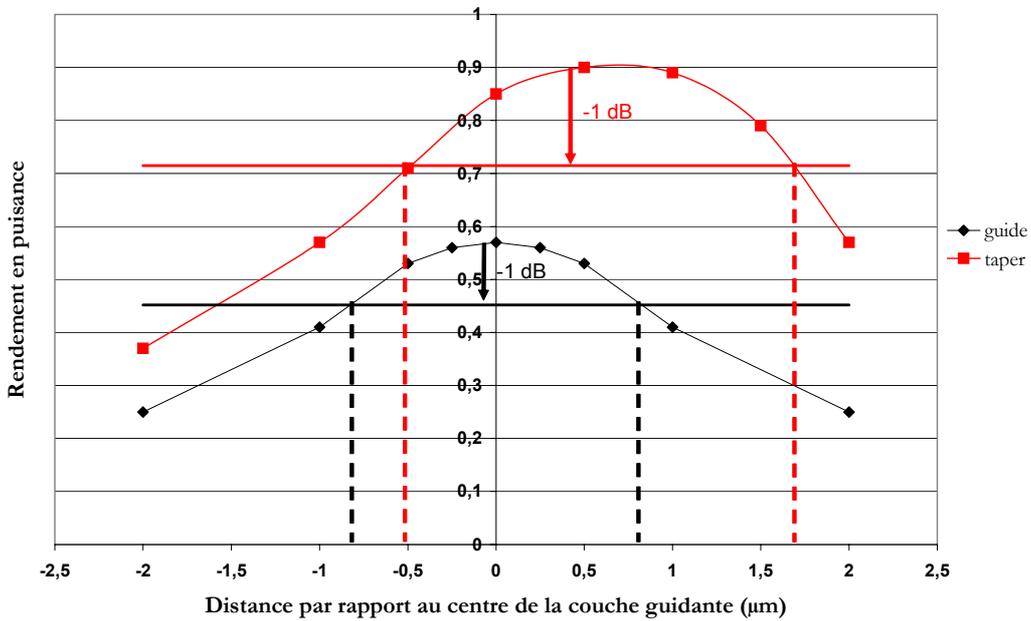
Ces simulations nous ont permis là encore de mettre en évidence une **légère sensibilité à la longueur d'onde**. Les tapers, optimisés pour travailler à $1.55 \mu\text{m}$, ne seront pas aussi efficaces à $1.3 \mu\text{m}$.

Enfin l'intérêt de placer un adaptateur de mode à l'entrée d'un guide est également de gagner en tolérance à l'alignement. Nous avons donc estimé, toujours en BPM 3D, le rendement de couplage en fonction de l'endroit d'injection. Nous désalignons le centre de la gaussienne par rapport aux centres

des structures de guide et de taper et nous comparons à -1 dB du rendement maximal la tolérance au désalignement pour une structure de guide sans taper et une autre avec taper. Nous avons choisi d'étudier les deux directions indépendamment ; nous avons donc eu recours à la BPM 2D :



(a)



(b)

Figure III-14 : Simulations BPM 2D : Tolérance au désalignement. Gaussienne de 9 μm de diamètre.

(a) Dans la direction horizontale.

(b) Dans la direction verticale.

Dans la direction horizontale, pour un guide de $5\ \mu\text{m}$, nous pouvons décaler de $2.5\ \mu\text{m}$ de part et d'autre du centre de la structure pour obtenir une puissance à $-1\ \text{dB}$ de la puissance maximale, alors que pour un taper de $10\ \mu\text{m}$ de large, le décalage peut aller jusqu'à $4.5\ \mu\text{m}$ pour récolter une puissance à $-1\ \text{dB}$ de la puissance maximale. Le taper permet donc de gagner **$\pm 2\ \mu\text{m}$ supplémentaires de tolérance à l'alignement.**

Dans la direction verticale, la latitude pour décaler l'endroit d'injection tout en récoltant une puissance à $-1\ \text{dB}$ de la puissance maximale est d'un peu plus de $1.5\ \mu\text{m}$ autour du centre de la structure, alors que pour un taper de $10\ \mu\text{m}$ de large, elle est de $2\ \mu\text{m}$. Le taper permet donc de gagner **$0.5\ \mu\text{m}$ supplémentaire de tolérance à l'alignement.**

Après avoir décrit les travaux de simulation effectués sur l'adaptation du mode de la fibre optique à celui du guide et donné quelques topologies d'adaptateurs de mode, focalisons maintenant notre attention sur la réalisation technologique.

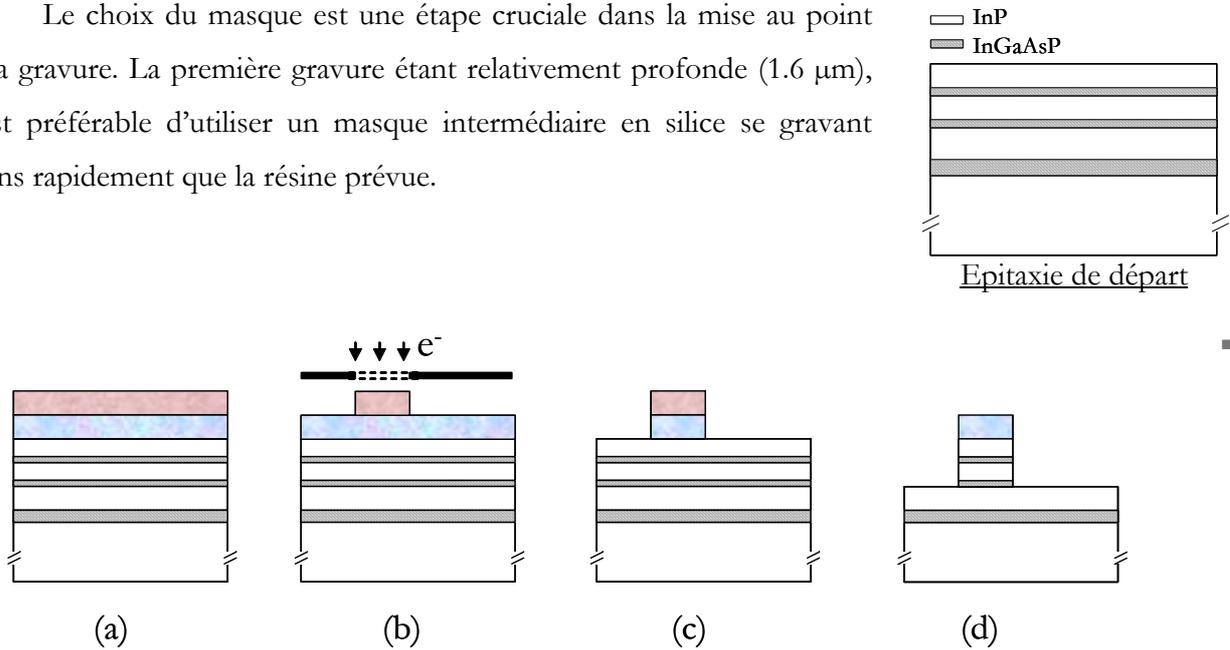
1.5. Réalisation technologique

Dans cette partie, nous présentons les différentes étapes technologiques pour la réalisation des tapers. Tous les paramètres ne sont donnés qu'à titre indicatif, puisqu'ils dépendent pour beaucoup du matériel, des conditions d'installation de ce matériel et de l'opérateur ! Les vues des schémas illustrant ce procédé sont adaptées pour expliquer aussi bien la réalisation des tapers que la réalisation des guides.

C'est un procédé technologique qui s'est déroulé sans difficulté particulière. Il est constitué de deux étapes de lithographie électronique et de quatre gravures RIE. Pour plus de détails sur les moyens et les recettes technologiques utilisées, se référer à l'annexe C.

1.5.1. Définition des tapers

Le choix du masque est une étape cruciale dans la mise au point de la gravure. La première gravure étant relativement profonde ($1.6 \mu\text{m}$), il est préférable d'utiliser un masque intermédiaire en silice se gravant moins rapidement que la résine prévue.



- (a) Dépôt du **masque intermédiaire** : 2000 \AA de SiO_2 par PECVD

Dépôt du **masque de résine** négative PN114

Paramètres d'enduction : ($v=2000 \text{ tr/min}$; $a=2000 \text{ tr/min}^2$; $t=15 \text{ s}$) ; Epaisseur déposée : $1.2 \mu\text{m}$

Recuit : 1 min à 105°C

- (b) **Ecriture au masqueur électronique**

Conditions d'exposition : tension= 50 kV , résolution= 50 nm , dose= $11 \mu\text{C}$

Post-bake : 1 min à 115°C

Révélation AZ400/EDI (1:4) pendant 30 s à 1 min 30 s

- (c) **Gravure du masque de SiO_2**

Conditions de la gravure : (CF_4/CHF_3 ($40 \text{ sccm}/40 \text{ sccm}$), Puissance= 100 W , Pression= 0.05 T ,

Tension= 400 V)

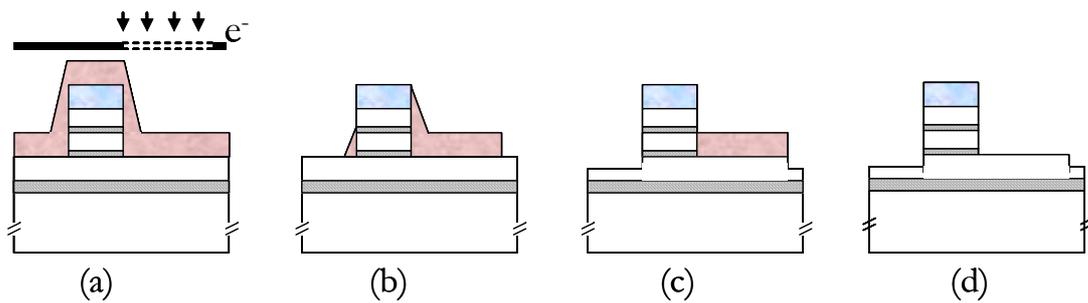
- (d) **Gravure des matériaux phosphorés**

Conditions de la gravure : ($\text{Ar}/\text{H}_2/\text{CH}_4$ ($10 \text{ sccm}/50 \text{ sccm}/6 \text{ sccm}$), Puissance= 225 W ,

Pression= 0.05 T , Tension= 450 V)

On s'arrête juste en dessous du second guide dilué, le guide principal ne possédant qu'un cœur de quaternaire.

1.5.2. Définition des guides



(a) Dépôt du **masque de résine négative** PN114 (*mêmes paramètres que précédemment*)

(b) **Ecriture au masqueur électronique** (*mêmes paramètres que précédemment*)

Révélation AZ400/EDI (1:4) pendant 30 s à 1 min 30 s

Après révélation, des grandes épaisseurs de résine n'ont pu être révélées correctement ; on observe ces restes de résine le long des tapers déjà gravés. On résout ce problème en introduisant un léger plasma O_2 pour enlever ces surplus de résine.

(c) Plasma O_2 de 4 min

Conditions de gravure : (O_2 (50 sccm), Puissance=100 W, Pression=0.1 T, Tension=250 V)

Gravure des matériaux phosphorés (*mêmes paramètres que précédemment*)

(d) **Délaquage** : on enlève la résine au plasma O_2

La figure III-15 présente une photographie prise au microscope optique du masque de résine, avant la gravure des guides. La figure III-16 présente une photographie prise au MEB d'un échantillon clivé au niveau des tapers. Nous pouvons observer le profil de gravure et les différentes couches de matériaux visualisés grâce au mode rétro-diffusé.

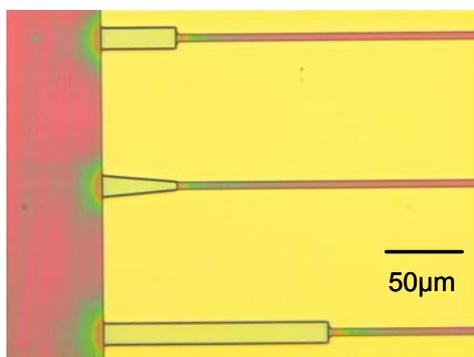


Figure III-15 : Photographie prise au microscope optique. Tapers et guides vus de dessus.

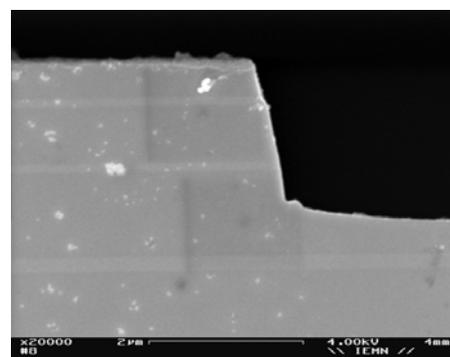
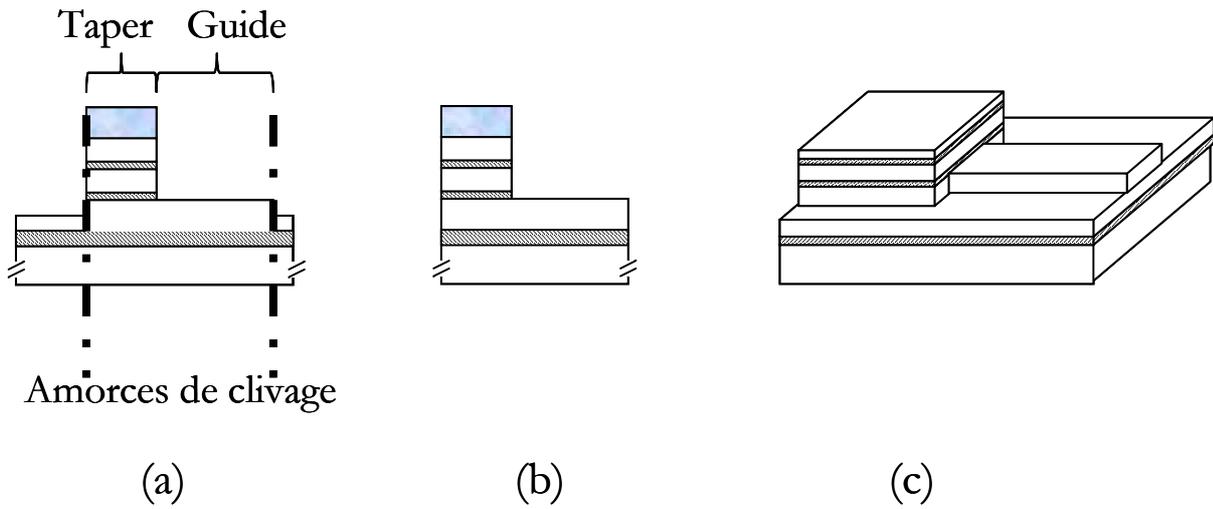


Figure III-16 : Photographie MEB d'une face clivée d'un taper.

1.5.3. Préparation des échantillons



(a) Amincissement

(b) Clivage

La précision du positionnement des amorces par rapport aux guides est critique étant donné l'influence de la longueur des adaptateurs de mode. Une précision de l'ordre de $5\ \mu\text{m}$ a été obtenue.

(c) Vue en 3D

Nous présentons sur la figure III-17 une photographie prise au MEB sur un composant fini que nous avons clivé de manière à observer la tranche, du côté taper :

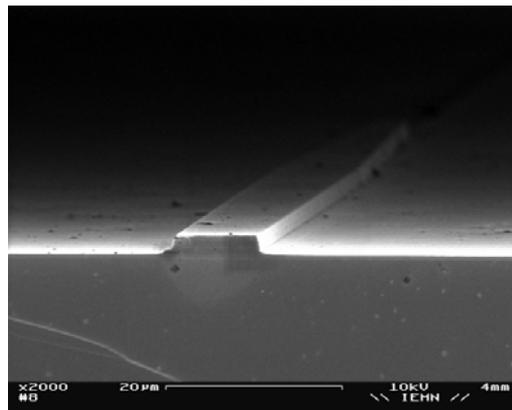


Figure III-17 : Taper après clivage.

Comme nous l'avons évoqué précédemment, diverses longueurs, largeurs et formes avaient été sélectionnées pour la réalisation des tapers. Ainsi, nous avons des tapers de 8, 10, 12 et 14 μm de large. Pour chaque largeur, les tapers peuvent avoir des longueurs allant de 50 μm à 250 μm , longueurs

optimisées en simulation. Nous avons enfin testé différentes formes pour une largeur et une longueur données. Quelques-unes de ces réalisations technologiques sont représentées dans la figure III-18.

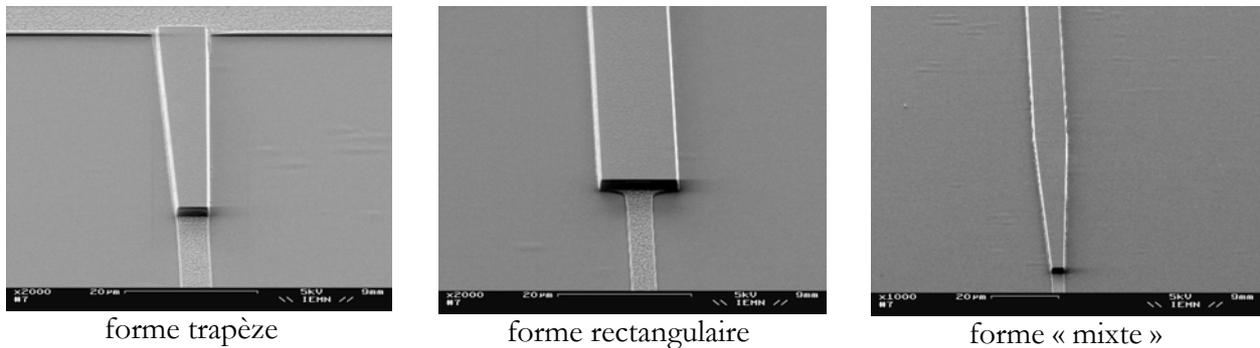


Figure III-18 : Photographies prises au MEB de différentes transitions optiques intégrées.

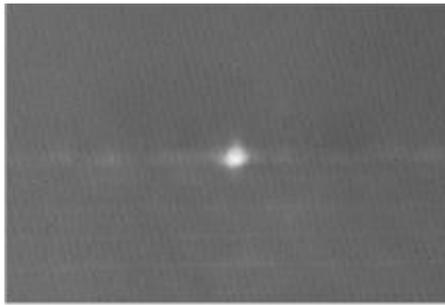
1.6. Résultats expérimentaux de caractérisation

Pour permettre une caractérisation, c'est-à-dire l'évaluation de l'efficacité de couplage, nous avons fabriqué des guides optiques de longueurs différentes possédant ou non des adaptateurs de mode sur un même substrat, les guides sans adaptateur de mode servant de référence. En comparant les intensités transmises mesurées en sortie d'une part d'un guide avec taper et d'autre part d'un guide de référence de même longueur, nous pouvons remonter non pas aux pertes de couplage (puisque notre taper ne supprime pas tous les pertes de couplage !) mais plutôt à l'amélioration apportée par les adaptateurs de mode.

Mais dans un premier temps, le guidage et le couplage dans ces guides ont pu être appréciés à l'aide de la caméra du banc de mesure en champ proche.

1.6.1. Mesures en champ proche

Les caractérisations ont tout d'abord été effectuées en champ proche. Nous avons travaillé à une longueur d'onde de $1.55 \mu\text{m}$ avec des fibres monomodes lentillées et clivées. Ce que nous avons observé à la caméra apparaît dans la figure III-19. Les photographies montrent les taches optiques en sortie de guides précédés ou non d'un taper. Ces mesures ont été réalisées avec une fibre clivée. Cette première observation illustre déjà l'**efficacité des adaptateurs de mode** et permettent de mesurer qualitativement l'amélioration apportée par ces derniers.



guide seul large de 5 µm.



guide large de 5 µm avec un taper large de 10 µm.

Figure III-19 : Comparaison des spots en sortie de guides avec et sans taper.

Ce type de caractérisations nous informent sur le nombre de modes (photographie des 2 taches à la sortie d'un taper figure III-8) se propageant dans la structure et sur l'intensité du confinement latéral de chacune d'entre elles. Avec les mesures en champ proche, nous avons donc pu comparer ces grandeurs pour une structure de guide avec et sans taper. Rappelons que la comparaison des intensités transmises par les différentes structures présentées dans ce paragraphe a une valeur tout à fait significative puisque ces structures ont été réalisées sur le même substrat.

1.6.2. Mesures fibre à fibre

Nous avons mesuré la transmission des guides optiques possédant des adaptateurs de mode de largeurs allant de 8 µm à 12 µm, de différentes longueurs (celles citées dans le paragraphe précédent) et de différentes formes. De nombreux guides avec adaptateurs de mode ont été réalisés sur une même plaquette. En revanche nous disposons de moins de guides de référence (2 guides de référence par série de 10 guides avec adaptateurs de mode). Le tableau III-2 regroupe une partie des mesures des pertes totales de transmission dans ces deux types de guides réalisées avec une fibre clivée. Nous faisons figurer ici les résultats bruts des mesures à savoir les puissances optiques, une moyenne faite sur la totalité des mesures, ainsi que le calcul correspondant aux pertes données en dB, sachant que la puissance injectée est de 2 mW.

N° Guide	Puissances optiques en μW en sortie de :		
	Guides de 8 mm sans taper.	Guides de 4 mm avec taper	Guides de 8 mm avec taper
1	45.7	180.4	84.2
2	42.1	185.6	81
3	47.3	175.3	84.8
4	55.1	186.2	86.8
5	35.8	182.4	85.3
6	37.8	190	90.3
7	48.2	178.6	85.4
8	53.6	202	95.7
9	52.4	195.7	86
...
Nombre de guides testés	15	25	32
Moyenne (μW)	45.8	186.8	89.9
Pertes (dB)	16.4	10.3	13.5

Tableau III-2 : Quelques mesures de pertes d'insertion dans différents dispositifs.

Les différences relatives pour les mesures de puissances en sortie des guides avec tapers peuvent être liées aux différences de largeurs ou de formes des tapers. N'ayant cependant pas relevé de tendance significative en fonction de ces paramètres topologiques, comme nous ne l'avions déjà pas observé en simulation, nous n'avons pas approfondi cette étude.

A partir de ces résultats, nous pouvons évaluer l'amélioration apportée par l'adaptateur de mode en comparant les pertes totales d'un guide de référence aux pertes totales d'un guide avec un taper. On note **une amélioration moyenne de 2.9 dB avec une fibre clivée**.

Une estimation des pertes de propagation peut être faite à partir de ces données et sera présentée dans le paragraphe suivant.

Remarques :

- Les simulations avaient annoncé un couplage de 85% dans un guide avec un taper contre 57% de couplage dans un guide sans taper. Ces simulations ne tiennent pas compte des pertes par réflexion sur les facettes des guides, mais peuvent apporter des informations intéressantes quand on travaille en relatif. On en déduit donc que la modélisation prévoit une réduction des pertes d'insertion de 1.7 dB grâce aux tapers. En caractérisation, cette amélioration est légèrement meilleure ; cela peut être justifié par le fait que les pertes dans les guides seuls soient surestimées à cause d'un

alignement plus difficile et un pic d'intensité maximale moins large que celui des tapers (cf courbe de désalignement figure III-14).

- Sur les guides possédant un taper en entrée, nous n'avons pas fabriqué de taper en sortie. Cependant nous avons caractérisé les tapers en entrée dans l'autre sens pour tester l'efficacité de ces tapers en sortie. Nous avons mesuré des puissances du même ordre de grandeur que lorsque le taper est placé en entrée. Et l'amélioration apportée par ces tapers est également de l'ordre de 3 dB. Ce type de taper peut donc être utilisé en entrée et en sortie.

- Avec une fibre lentillée, les puissances collectées sont plus élevées : on gagne 2 dB environ pour les deux types de dispositifs (11.4 dB de pertes d'insertion pour les guides de longueur 8 mm avec taper et 14.2 dB pour les guides sans) mais l'amélioration reste du même ordre de grandeur.

1.7. Perspectives

Il faut évidemment encore réduire ces pertes de couplage qui restent très importantes (environ 7 dB d'après le graphe de la figure III-22 ci-après, 4 dB si on envisage un taper également en sortie). Dans l'hypothèse où l'on pourrait travailler sur des épitaxies plus épaisses, nous avons poursuivi nos modélisations, notamment par AG, pour obtenir une nouvelle structure qui améliorerait encore les performances en terme de couplage. De façon intuitive, il nous est apparu évident qu'en insérant un troisième guide dilué, nous augmentions les chances d'obtenir un mode plus étalé encore se rapprochant du mode circulaire d'une fibre.

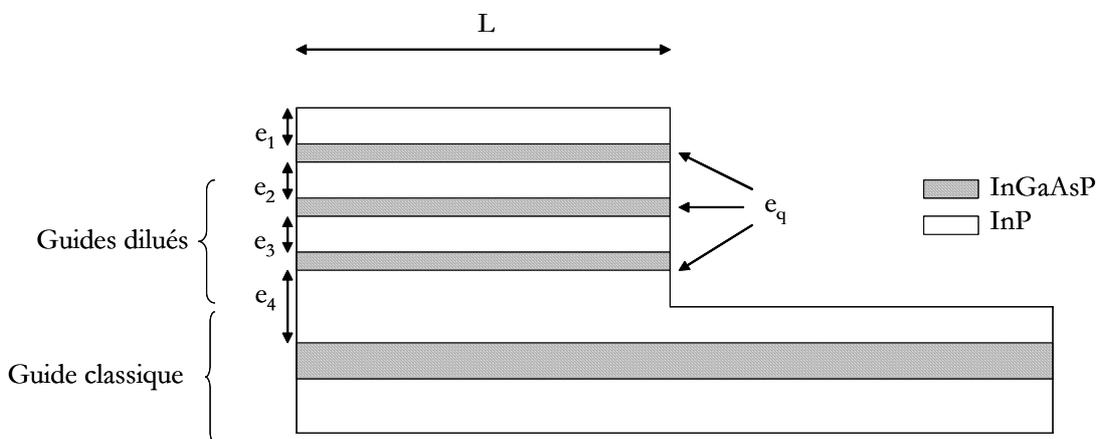


Figure III-20 : Structure du taper optimisé par AG et BPM 3D.

L (μm)	l ¹ (μm)	e ₁ (μm)	e ₂ (μm)	e ₃ (μm)	e ₄ (μm)	e _q (μm)	f
170	10.5	1.96	1.88	1.3	1.6	0.16	0.82

Tableau III-3 : Structure du taper à 3 guides dilués optimisée par AG et BPM 3D.

¹ Largeur du taper, non indiquée sur le schéma 2D.

Nous avons testé cette nouvelle structure, optimisée par AG et BPM 3D, en BPM 2D pour estimer le pourcentage de lumière couplée dans la direction verticale et pour pouvoir la comparer à la première structure. Ce pourcentage s'élève à 92%. Cette structure pourrait donc réduire un peu plus les pertes de couplages. Mais cette structure, dont l'épaisseur des couches à épitaxier est supérieure à 7 μm , est difficilement envisageable à l'I.E.M.N.

Certes, ce taper permet de diminuer les pertes de couplage entre la fibre optique et le guide en augmentant également la tolérance au désalignement vertical du système, mais il doit être incorporable à la matrice. Pour cela les **épitaxies des commutateurs et des transitions optiques doivent être compatibles**. Or c'est sur une couche d'InGaAs que les électrodes sont déposées, ce matériau permettant la réalisation d'un bon contact électrique.

Il est évidemment impensable de vouloir conserver cette couche de matériau absorbant dans la structure des tapers puisque alors une partie de la lumière serait absorbée avant même d'arriver dans le guide. Il faudrait donc remplacer l'InGaAs par l'un des deux matériaux présents dans le taper. Il s'agirait alors de réaliser les contacts électriques directement sur la couche d'InP, ou de modifier légèrement la technologie des tapers de façon à conserver une couche de quaternaire qui servirait de matériau de contact pour les électrodes.

Nous nous proposons dans le paragraphe III-3 de contrôler la faisabilité de contacts ohmiques sur ces deux matériaux.

Remarques :

- *Dans cette étude des tapers, nous avons voulu valider ce principe de transition optique à guides dilués multimode. Nous avons proposé un exemple de structure. Nous n'avons pas cherché à l'optimiser dans le but de la rendre compatible avec celle d'une matrice, mais c'est une étude que l'on pourrait très bien mener.*
- *Ces résultats ont fait l'objet de deux communications et sont exposés dans les références [5] et [6].*

III-2. LES PERTES PAR PROPAGATION

L'atténuation de l'onde lumineuse qui se propage dans la structure est une propriété importante du guide puisqu'elle permet de nous informer sur la puissance lumineuse incidente nécessaire pour assurer la transmission d'un signal optique. Dans notre cas, il s'agit de router et traiter des signaux optiques ; **la réduction des pertes optiques est primordiale**. Dans une structure réalisée sur matériau semiconducteur, les pertes associées trouvent leurs causes dans divers phénomènes physiques et peuvent être classées en trois catégories [7] :

- les **pertes intrinsèques au matériau**, qui sont dues essentiellement à deux mécanismes : les pertes par absorption de la couche guidante et du substrat, phénomène dépendant du dopage, de la densité de porteurs libres et des inhomogénéités locales, et les pertes par dispersion liées au volume de la couche guidante (inhomogénéité du matériau...) et à l'état de surfaces et interfaces des épitaxies,
- les **pertes dues à la structure même du guide optique** ou de la matrice : les pertes de couplage fibre-composant et les pertes de rayonnement, pertes liées aux paramètres topologiques mais aussi technologiques,
- les **pertes associées à la présence des électrodes métalliques**.

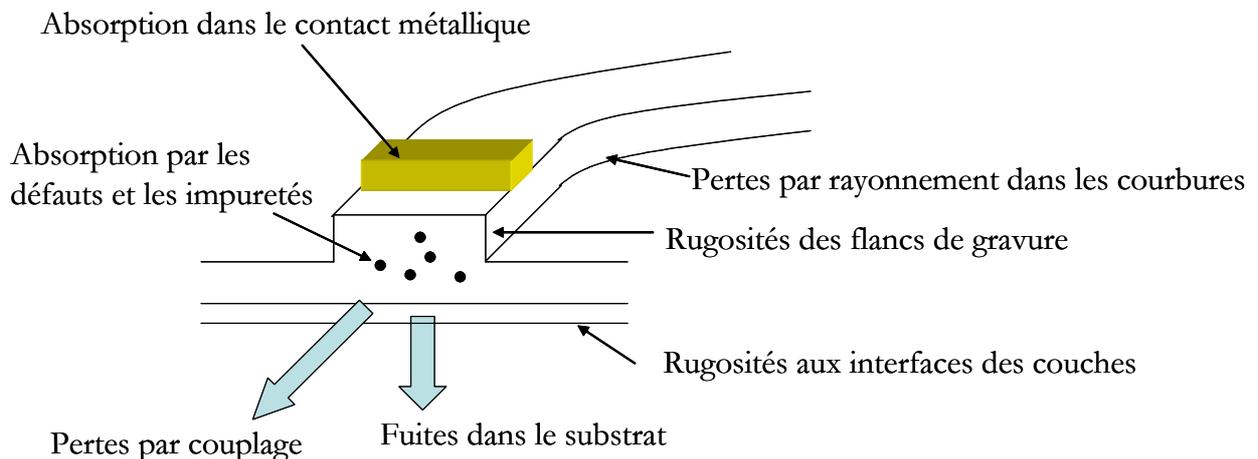


Figure III-21 : Schéma d'un guide en arête et mécanismes des pertes associés.

Dans cette étude, on souhaite améliorer des structures de commutateurs et de dispositifs aussi complexes qu'une matrice, en s'intéressant à des aspects encore non abordés. Mais on ne souhaite pas modifier une structure de guide déjà bien connue dans l'équipe, bien que nous sachions que ces

structures présentent de fortes pertes. Ce qui nous a été confirmé avec nos premières caractérisations sur les adaptateurs de mode.

Notre objectif est ici d'**évaluer ces pertes**, hormis celles par couplage avec la fibre examinées précédemment, pour une structure de guide donnée. Cette structure de guide est celle utilisée jusqu'ici dans les travaux sur la commutation à P.I.E.M.N. et sera celle utilisée dans nos matrices de commutation. On aurait pu penser bien sûr à optimiser cette structure de guide pour réduire les pertes par propagation au minimum, mais les bons résultats obtenus en commutation (présentés au chapitre II) nous ont conduits à éviter cette démarche, afin de bénéficier au maximum de ces bons résultats pour l'obtention d'une matrice complète. Reprendre toute cette étude en partant d'une optimisation des pertes de ces guides aurait imposé une démarche complètement différente de celle qui a été la nôtre.

Dans ces conditions, nous cherchons surtout à évaluer ces pertes, et dans la mesure du possible, d'en rechercher les causes principales. L'étude de ces pertes nous permettra peut-être d'envisager les caractéristiques optimales que l'on peut espérer pour les composants.

Ce travail est essentiellement **expérimental** puisque la majeure partie de ces pertes, notamment les pertes intrinsèques et les pertes dues aux discontinuités de gravure et à la rugosité des flancs de gravure, ne peuvent être décelées et prévues par les modèles de simulation. Les caractérisations ont été effectuées sur différents dispositifs réalisés spécialement pour cette étude. Nous avons eu recours là encore à des mesures en champ proche pour avoir une idée qualitative et des mesures quantitatives fibre à fibre.

2.1. Les méthodes de mesure

Le banc de mesure que nous avons utilisé est décrit dans le paragraphe D-1 de l'annexe D. Il permet d'évaluer les pertes relatives de transmission dans une chaîne optique. Ces grandeurs ont pu être appréciées à l'aide de caractérisations en champ proche ou de mesures fibre à fibre. Les mesures d'atténuation du mode guidé ou pertes intrinsèques ainsi que celles des pertes de couplage d'un guide optique passif peuvent se faire à l'aide de différentes méthodes. On rappelle que les pertes de propagation peuvent être dues à la structure du guide (confinement...), à la nature et la qualité des matériaux et aux phénomènes de diffusion de la lumière provenant de l'arête éventuelle (nature et qualité du processus technologique), alors que les pertes de couplage sont dues aux phénomènes de réflexion et de désadaptation aux interfaces air / semiconducteur.

2.1.1. La méthode fibre à fibre

La méthode que nous avons utilisée le plus souvent consiste à mesurer la puissance lumineuse détectée à la sortie des guides optiques par la méthode fibre à fibre décrite précédemment.

Pour un guide, la diminution de puissance lumineuse, après une propagation entre z_0 et $z=z_0+dz$ est proportionnelle à la puissance $P_0=P(z_0)$ et à la distance parcourue, soit : $dP(z)=-\alpha P_0 dz$ ou sous forme intégrée : $P(z)=P_0 \exp(-\alpha z)$. Le coefficient α de cette équation est le coefficient d'absorption. Les pertes sont généralement exprimées en dB et données par :

$$Pertes_{dB} = -10 \log_{10} \frac{P}{P_0} = 4.34 \alpha z$$

La technique habituellement employée pour mesurer l'atténuation des guides consiste à effectuer une mesure du coefficient d'atténuation pour différentes longueurs de guides clivés. Deux possibilités s'offrent à nous : la technique des clivages successifs, ou la réalisation sur la même plaquette de **guides de longueurs différentes**. La première étant destructive, nous avons opté pour la deuxième. Dans les deux cas, ces techniques permettent de séparer les pertes de propagation des pertes d'injection en entrée et en sortie.

En effet, d'après la représentation graphique de l'atténuation, en dB, en fonction de la longueur du guide, nous obtenons les pertes de propagation (en dB/cm) et les pertes de couplage (en dB) : la mesure des pertes de propagation se déduit de la mesure des pertes totales fibre à fibre P_1 et P_2 de deux guides identiques de longueurs différentes L_1 et L_2 , et par la mesure de la pente obtenue : $\alpha = \frac{P_2 - P_1}{L_2 - L_1}$ en dB/cm, en posant $L_2 > L_1$, P_1 et P_2 étant exprimées en dB. Les pertes de couplage se déduisent en extrapolant l'ordonnée à l'origine et sont données par : $P_i = P_2 - \alpha L_2 = P_1 - \alpha L_1$ soit $\frac{L_2 P_1 - L_1 P_2}{L_2 - L_1}$ en dB.

Remarques :

- *Cette méthode a une précision limitée par la reproductibilité des conditions d'injection.*
- *Signalons également les fluctuations de la mesure liées à la résonance de la cavité Fabry-Perot que forme le guide entre les deux faces clivées ainsi qu'entre la face clivée d'entrée et la fibre.*
- *La mesure des guides caractérisés par une faible atténuation (de l'ordre du dB/cm) devient quasiment impossible et d'autres méthodes sont nécessaires comme la technique basée sur les interférences Fabry-Perot.*

2.1.2. La méthode Fabry-Perot

Une bonne alternative aux mesures fibre à fibre est la méthode de mesures par résonance Fabry-Perot [8] qui permet d'obtenir les pertes de transmission dans un guide droit notamment. Cette méthode est basée sur l'étude des **interférences de la cavité de Fabry-Perot** constituée par la structure guidante et plus précisément le guide entre les deux faces clivées. La mise en évidence de

l'interférence s'effectue en modifiant la longueur du chemin optique par changement d'un paramètre (température, longueur d'onde...). Pour cette technique, le montage est toujours dans la configuration fibre à fibre.

Une lumière monomode se propageant dans une cavité Fabry-Perot donnera lieu à des phénomènes d'interférences. En effet, l'onde en sortie du guide est la somme d'une part transmise directement et de contributions ayant subi de multiples réflexions à l'intérieur de la cavité, après avoir parcouru des chemins optiques différents. Lorsque toutes ces contributions sont en phase, l'intensité détectée est maximale, et au contraire minimale lorsque les différentes parties sont en opposition de phase. Lorsqu'on modifie l'indice à l'intérieur de la cavité, on passe successivement par des états d'interférences constructives et destructives. L'écart entre deux minima successifs correspond à une différence de phase égale à 2π après un aller-retour dans la cavité.

Les pertes de propagation sont déterminées grâce au contraste des franges, défini par [9] :

$\gamma = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$, où I_{\max} et I_{\min} correspondent à un maximum et à un minimum successifs de la

puissance de sortie, qui est reliée aux pertes dans la cavité par la formule : $\alpha_{dB} = 10 \log \left(\frac{1 - \sqrt{1 - \gamma^2}}{\gamma R} \right)$ et

permet de calculer les pertes sans connaître la puissance d'entrée. Le contraste étant toujours inférieur à 1, les pertes sont d'autant plus faibles que le contraste est grand. R est le coefficient de réflexion pour les intensités aux interfaces entre le guide et l'air. Il dépend de la structure exacte du guide. Il est en général pris aux alentours de 0.3. Une grande incertitude sur la valeur de R, qui se répercute sur la valeur des pertes mesurées, résulte de la qualité des clivages d'entrée et sortie, sachant qu'il s'agit d'un facteur difficilement contrôlable et non mesurable.

Par la mesure du contraste des franges de résonance Fabry-Perot, on peut donc déterminer le niveau des pertes de propagation dans un guide recouvert ou non d'une électrode.

2.2. Pertes de propagation [10]

Les pertes totales d'insertion rassemblent à la fois les pertes de couplage et les pertes de propagation. Les pertes de propagation, quant à elles, incluent les **pertes par rayonnement** et les **pertes intrinsèques**² ou pertes par absorption dans le matériau ou diffusion. Les pertes par rayonnement ont plusieurs origines également :

- Elles peuvent être dues à la **définition technologique des guides optiques**. En effet les aspérités et discontinuités de surface peuvent être à l'origine de pertes lorsque le mode optique est

² Voir annexe A, paragraphe A-3.

en contact avec les flancs de gravure des guides. Il faut donc accorder une importance particulière à la qualité des flancs de gravure définissant les rubans des guides. Cependant, lorsque la rugosité est suffisamment faible par rapport à la longueur d'onde, cet effet devient négligeable.

- **La topologie même des guides** peut être à l'origine de pertes radiatives. Notamment dans le cas de guides peu ou trop fortement confinés. Quand le mode optique du guide est peu confiné, soit d'indice proche de celui du substrat servant de couche de confinement, il s'opère un transfert énergétique de ce mode vers les modes dits modes de substrat, non guidés et radiatifs, qui vont disperser la lumière. Il faut éviter ce couplage optique du mode guidé vers ces modes radiatifs en confinant suffisamment le mode mais dans certaines limites. Avec un confinement trop important, il est possible de voir apparaître des modes d'ordre supérieur, d'indices plus faibles, se rapprochant de celui du substrat et donc de ceux de modes non guidés. Le problème de transfert énergétique à partir de ces modes d'ordre supérieur se pose alors à nouveau.

- **Toute discontinuité de topologie** peut engendrer des pertes. Dans un guide idéal, l'existence de plusieurs modes ne devrait pas être gênante car tous ces modes étant orthogonaux entre eux, il n'y a pas de couplage énergétique possible. Ainsi la lumière guidée par le mode fondamental demeurera dans cet état sans partage tout au long de la propagation. Mais cela peut être modifié si on a une altération de la structure du guide, soit à cause d'une imperfection, soit suite à une modification plus ou moins brutale de sa topologie.

2.2.1. La méthode fibre à fibre

Nous avons vu qu'à partir de la représentation de l'atténuation de l'onde optique, en dB, en fonction de la longueur des guides optiques, et en faisant toujours l'approximation d'être dans les mêmes conditions d'injection, nous pouvons différencier les pertes de propagation des pertes de couplage.

Possédant plus d'échantillons de guides avec adaptateurs de mode, nous avons réalisé la plupart de nos mesures de pertes d'insertion sur ces dispositifs. Nous reprenons donc ici les résultats consignés dans le tableau III-2, qui nous ont permis d'évaluer l'amélioration apportée par les adaptateurs de mode, et nous traçons la courbe de l'atténuation optique en fonction de la longueur des guides. N'ayant réalisé que des guides de deux longueurs différentes seulement, cette courbe ne possède que deux points ! Mais étant donné le nombre important de mesures réalisées pour chaque longueur, nous admettons que cette courbe est suffisamment significative.

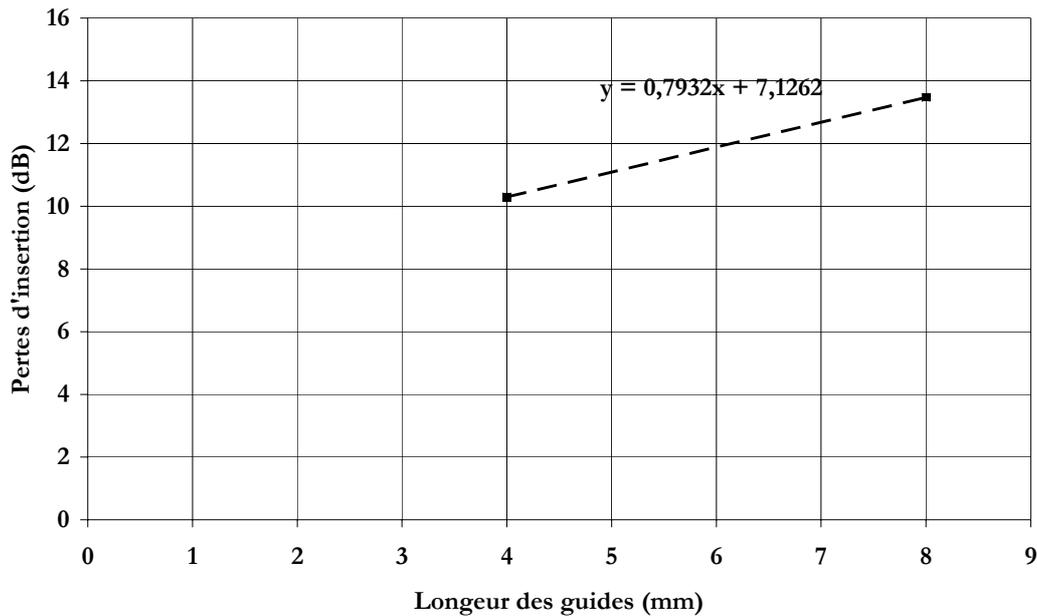


Figure III-22 : Pertes d'insertion mesurées en fonction de la longueur des guides.

Ici ce sont donc les pertes par propagation et les pertes de couplages restantes malgré les adaptateurs de mode que l'on estime. La pente de cette droite donne une **atténuation de l'ordre de 8 dB/cm** et l'ordonnée à l'origine donne des pertes de couplage de l'ordre de 7 dB (en sortie, nous utilisons également une fibre monomode. Cela permet de supposer que les pertes de couplage sont les mêmes sur les faces d'entrée et de sortie du guide, à condition de faire l'hypothèse que les pertes de couplage ne changent pas avec le clivage). On peut alors penser de manière légitime que sans adaptateur de mode, les pertes de couplage auraient été de l'ordre de 10 dB, les tapers réduisant ces pertes de 3 dB environ.

Il est à noter cependant que ces mesures ne prennent en compte que l'atténuation des guides (état de surface, absorption) et le couplage mais font abstraction des pertes par réflexion sur les faces. Les pertes par couplage de 10 dB ne représentent pas uniquement les pertes dues à la désadaptation des modes optiques entre la fibre et les guides mais intègrent également les pertes par réflexion, les faces d'injection des guides n'ayant pas subi de traitement anti-reflets. Ces pertes par réflexion air/semiconducteur sont de l'ordre de 30%, soit de l'ordre de 1.7 dB par interface InP/air.

Dans le paragraphe III-1.7 sur les perspectives pour les adaptateurs de mode, nous évoquons que les pertes de couplage étaient encore à améliorer. Effectivement il reste encore 7 dB de pertes par couplage à améliorer !

2.2.2. La méthode Fabry-Perot

Nous avons également cherché à confirmer ces résultats en travaillant avec la seconde technique, la technique Fabry-Perot.

La transmission varie en fonction de la phase, que l'on fait varier en modifiant la longueur d'onde. Cette expérience est pilotée par ordinateur. Nous présentons dans la figure III-23 un spectre Fabry-Perot sur une plage de longueur d'onde allant de 1540 nm à 1543.5 nm. Cette mesure a été obtenue pour un guide de 4 mm de long sans taper en entrée réalisé sur la même épitaxie que les guides testés précédemment.

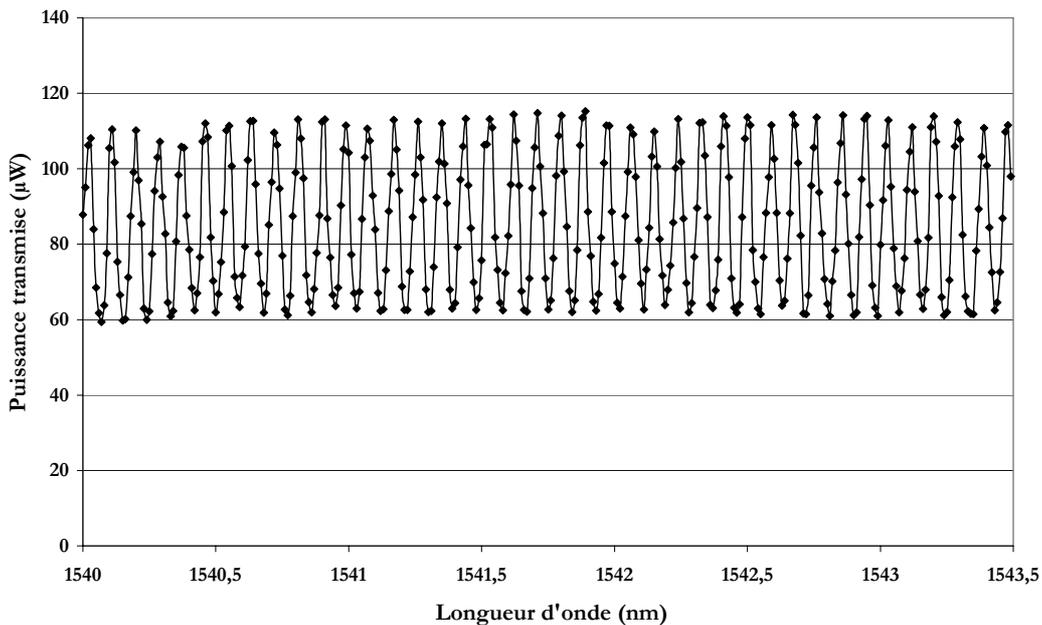


Figure III-23 : Spectre Fabry-Perot obtenu sur un guide de 4 mm de long.

Pour appliquer cette technique, nous avons besoin tout d'abord de calculer le contraste des franges. La puissance maximale moyenne étant de 112 μW et la puissance minimale moyenne étant de 62 μW , nous obtenons un contraste γ moyen de 0.287. En appliquant la formule

$$\alpha_{dB} = 10 \log \left(\frac{1 - \sqrt{1 - \gamma^2}}{\gamma R} \right),$$

on calcule des pertes de 3.11 dB pour ce guide de 4 mm, soit des pertes de propagation de l'ordre de 7.8 dB/cm. **Cette deuxième mesure d'atténuation confirme la première valeur donnée par la méthode classique de mesure fibre à fibre.**

Parmi les pertes totales de propagation, il serait maintenant intéressant de pouvoir différencier les différentes origines de pertes : structure de guide, imperfections du matériau, réalisation

technologique (gravure de l'arête...). Il semble délicat de pouvoir extraire les informations séparément. Cependant, l'un des paramètres sur lequel nous pouvons jouer concerne la structure épitaxiale. C'est ce point que nous allons tenter d'élucider.

2.3. Pertes dans le substrat

Les pertes intrinsèques au matériau peuvent être en partie dues à un **phénomène d'absorption** dans les matériaux et notamment dans le substrat. Cette absorption augmente d'autant plus que le dopage est élevé. Or les épitaxies de nos structures de guides sont réalisées sur des substrats d'InP de type n avec $N_d = 5.10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Bien entendu une fine couche (500 Å) d'InP est épitaxiée avant la croissance du quaternaire. Quoiqu'il en soit cet InP est également dopé n avec $N_d = 5.10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Afin d'essayer de préciser la contribution de chacune de ces catégories de pertes, nous avons effectué une nouvelle expérience en insérant dans une épitaxie **une couche tampon non intentionnellement dopée**.

2.3.1. Influence d'une couche tampon

Afin de remonter aux pertes éventuelles par absorption dans le substrat, nous avons réalisé spécialement pour cette étude de nouveaux guides, identiques à ceux que nous avons déjà caractérisés, à savoir ceux qui ont fait l'objet de l'étude sur le couplage, à une petite différence près : nous avons inséré dans cette nouvelle épitaxie une couche tampon intrinsèque de 1 μm entre le quaternaire et le substrat d'InP n⁺. Nous avons nécessairement utilisé les mêmes procédés technologiques afin d'obtenir des dispositifs les plus similaires possibles en terme de définition technologique.

Nous n'avons pas la prétention ici de dire que l'on a réussi à séparer la contribution des pertes par absorption aux pertes totales de propagation et celle des pertes par rayonnement. Nous avons simplement cherché à savoir si la présence d'une couche tampon pouvait réduire les pertes par absorption et dans quelle proportion.

2.3.2. Caractérisation

Les mesures ont été réalisées sur un certain nombre de guides différents, là encore de deux longueurs différentes 4 mm et 8 mm. Nous travaillons toujours à 1.55 μm avec une fibre monomode clivée. Les résultats des puissances optiques mesurées en sortie de ces guides réalisés « sur une couche tampon » sont apposés, dans le tableau III-4, aux résultats précédents concernant les guides de référence réalisés sur la plaquette des adaptateurs de mode, soit « sur une couche n⁺ ».

N° Guide	Puissances optiques en μW en sortie de :		
	Guides de 8 mm sur n+	Guides de 4 mm avec une couche tampon	Guides de 8 mm avec une couche tampon
1	45.7	125.8	97.5
2	42.1	128.2	85.4
3	47.3	135.9	49.6
4	55.1	134.7	90.8
5	35.8	142.4	92.1
6	37.8	129.5	93
7	48.2	132.8	83.8
8	53.6	138.7	82
9	52.4	130.5	105.2
...
Nombre d'échantillons	15	19	26
Moyenne (μW)	45.8	135.3	89.4
Pertes (dB)	16.4	11.7	13.5

Tableau III-4 : Quelques mesures de pertes d'insertion dans différents dispositifs.

Ces mesures, bien que réalisées sur de nombreux guides, ne sont qu'une première estimation ; notamment la dispersion des résultats reste relativement importante. Elles montrent cependant que les pertes en transmission de ces structures « avec couche tampon » sont inférieures à celles « sans couche tampon ».

Il serait tentant au vu de ces résultats de dire que l'introduction d'une couche tampon réduit de 2.9 dB les pertes totales d'insertion, soit les pertes par absorption dans le substrat, cette couche ne devant avoir d'influence que sur ce type de pertes. Mais cette interprétation est à prendre avec précaution ! En effet, les mesures que l'on compare concerne des dispositifs, certes de topologie identique et fabriqués selon les mêmes étapes technologiques, mais réalisés sur des épitaxies différentes et à des moments différents. Ce qui pourrait introduire des variations de paramètres que l'on ne contrôle pas. De même les opérations de clivage des fibres et des composants (quatre faces en tout) et par conséquent les conditions d'injection, ainsi que les précisions d'alignement sur les deux interfaces, peuvent être différentes et modifier la contribution des pertes de couplage aux pertes totales dans les deux structures.

En revanche, les mesures que l'on peut vraiment comparer ici sont les puissances transmises dans les guides de longueur différente « sur la couche tampon », ce qui nous permet de remonter aux pertes par propagation dans cette nouvelle structure. Nous pourrions alors comparer les pertes par

propagation dans les deux structures. Nous traçons de nouveau les pertes pour des guides « sur couche tampon » de différentes longueurs :

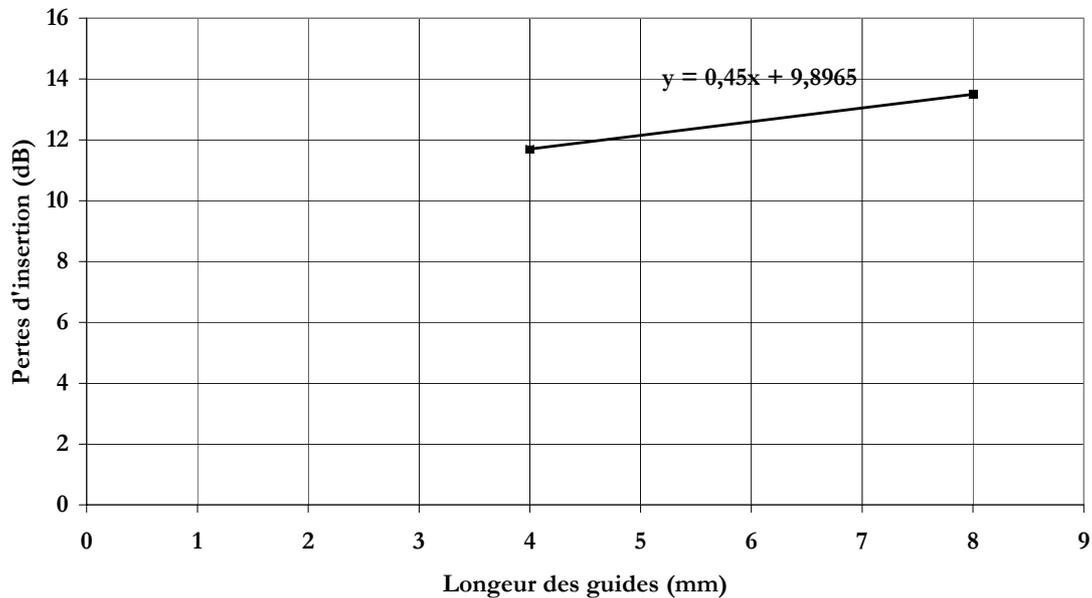


Figure III-24 : Pertes d'insertion mesurées en fonction de la longueur des guides.

La pente de cette droite donne des **pertes de propagation de l'ordre de 4.5 dB/cm**. Ces pertes sont effectivement moins élevées que les pertes par propagation mesurées dans les guides sur n^+ , qui étaient de l'ordre de 8 dB/cm. Soit une réduction des pertes par propagation de 3.5 dB/cm en introduisant dans l'épitaxie une couche de 1 μm de InP n.i.d. En supposant que ces pertes soient linéaires, cela correspond à une réduction de 2.8 dB pour des guides de 8 mm. Nous étions donc finalement en droit de comparer les résultats bruts des mesures des guides de 8 mm avec et sans couche tampon. Ce qui signifie que les conditions de clivage et autres paramètres technologiques sont restés similaires au cours des deux réalisations.

D'ailleurs, nous avons la confirmation que les conditions d'injection sont quasiment identiques puisque l'ordonnée à l'origine de ce graphe donne là encore des pertes de couplages de l'ordre de 10 dB, valeur que l'on avait annoncée pour des guides sans adaptateurs de mode.

Nous ne pouvons pas dire que nous avons évalué la totalité des pertes par absorption mais nous avons mesuré une partie de leur contribution aux pertes totales d'insertion et surtout l'amélioration apportée par l'introduction d'une couche tampon de 1 μm . Cela se comprend aisément par le fait que, la pénétration de l'onde évanescente dans le substrat n^+ étant ici moins importante, l'absorption due aux porteurs libres de ce dernier diminue.

Remarque : Ces pertes seront d'ailleurs d'autant plus importantes que le guide sera peu confiné. Quand le mode optique du guide est peu confiné, soit d'indice proche de celui du substrat servant de couche de confinement, il s'opère un transfert énergétique de ce mode vers les modes dits modes de substrat, non guidés et radiatifs, qui vont disperser la lumière.

Notre démarche dans l'évaluation des pertes a consisté, dans un premier temps, à évaluer les pertes par propagation et les pertes de couplage dans un guide droit. Celles-ci sont à la fois dues aux pertes par absorption des matériaux et aux pertes par rayonnement. Il est possible que ces pertes par rayonnement augmentent lorsque l'on envisage des topologies de circuit plus complexes (guides courbes, guides sécants...). C'est ce que nous abordons dans le paragraphe suivant.

2.4. Pertes dues à la topologie du circuit passif

Les pertes seront d'autant plus importantes que le composant sera long et complexe, c'est le cas de la matrice. Très schématiquement l'architecture d'une matrice 4x4 non bloquante à base de commutateurs DOS est représentée sur la figure III-25.

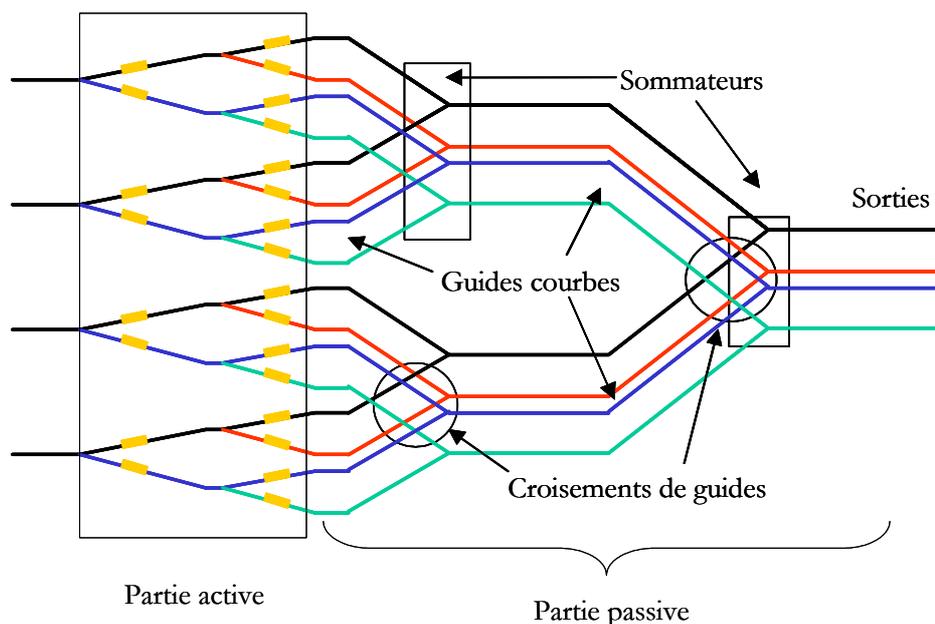


Figure III-25 : Schéma d'une matrice de commutation non bloquante 4x4 à base de commutateurs DOS.

C'est cette structure de matrice qui sera effectivement réalisée au cours de ces travaux et qui sera exposée avec plus de détails dans le chapitre IV. La matrice comprend deux parties principales:

- La partie active : un ensemble formé de 4x3 commutateurs DOS 1 vers 2 connectant les 4 entrées de la matrice vers 16 sorties.

- La partie passive : un ensemble formé de la zone de recombinaisons des 16 sorties de la partie « commutation » vers les 4 sorties de la matrice.

Le dessin n'est évidemment pas à l'échelle, mais il est incontestable que la partie passive occupe une place importante dans la topologie totale de la matrice. Elle représente plus de 50% de la superficie du composant qui s'étale sur 7.5 mm en longueur pour 850 μm de large.

Nous avons mentionné précédemment que toute modification plus ou moins brutale de la topologie d'un guide pouvait être une source d'atténuation de l'onde guidée. Cela est notamment le cas pour des guides courbes, des changements de direction selon un angle, une modification de la largeur du guide... autant de cas de figure que l'on rencontrera dans la topologie d'une matrice de commutation. Il s'agit ici de pertes par rayonnement.

Nous ne disposons pas de mesures suffisamment précises pour avancer les pertes par rayonnement dans un guide droit. En revanche nous allons dans cette partie nous attacher à évaluer les **pertes par rayonnement supplémentaires** introduites dans le cas de guides courbes majoritaires dans la partie passive de recombinaison de la matrice.

2.4.1. Caractérisation de la partie passive de la matrice

Dans l'hypothèse où les composants actifs fonctionnent, il serait dommage que les composants passifs nuisent au bon fonctionnement de la matrice de commutation. Dans l'optique de valider l'ensemble des composants passifs qui constituent une partie non négligeable de la matrice, des éléments de base (tels que guides courbes, guides sécants et sommateurs) et des dispositifs reproduisant la partie passive complète de la matrice ont été réalisés. Il était absolument indispensable de contrôler la qualité de cette partie seule, sans la partie active. Le dispositif que l'on a caractérisé est représenté dans la figure III-26 par un agrandissement du masque prévu à cet effet :

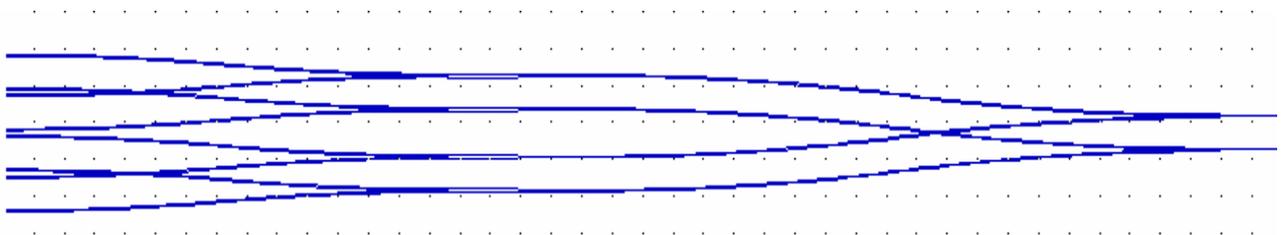


Figure III-26 : Représentation du masque d'une partie passive de matrice 2x2.

Pour réaliser une reproduction fidèle à la zone de recombinaison d'une matrice 4×4, il faudrait juxtaposer deux de ces dispositifs. En effet, cette figure illustre la moitié d'une zone de recombinaison d'une matrice puisque ici seules 8 sorties de la partie « commutation » sont recombinaisonnées vers deux sorties. Nous avons jugé suffisant de travailler sur de tels dispositifs. En revanche, notre évaluation des pertes fibre à fibre dans ce dispositif repose simplement sur une moyenne de 8 mesures effectuées sur les 8 entrées de ce composant. La moyenne s'élève à 22 dB et l'écart type est de 1 dB.

C'est une valeur qui est élevée par rapport aux valeurs habituelles. Les structures d'épitaixie et de guide étant inchangées, nous sommes en droit de croire que les pertes par couplage sont toujours de l'ordre de 10 dB et que les pertes par propagation sont d'environ 8 dB/cm. En considérant que la valeur précédente s'applique ici pour ces dispositifs longs de 4.74 mm, la contribution des pertes par propagation serait de 3.8 dB. Nous pourrions alors conclure rapidement en disant que la différence de 8 dB serait imputable à la présence des guides courbes et des sommateurs. En effet, sur un chemin optique, le faisceau rencontre 4 guides courbes et deux sommateurs.

Nous avons vérifié que ces sommateurs n'introduisaient pas de pertes supplémentaires significatives en les caractérisant dans les deux sens. Concernant les guides courbes, ayant de nombreux dispositifs, nous avons entamé une étude un peu plus poussée.

2.4.2. Modélisation des guides courbes

Les guides courbes ont, par nature, des modes en partie guidés et en partie radiatifs. Non guidée, la lumière se propage naturellement en ligne droite. Dans un guide courbe, on fait suivre à une partie de la lumière une trajectoire courbe, mais on ne peut empêcher une certaine proportion de s'échapper du guide. La part guidée est d'autant plus grande que le confinement dans le guide est important et que le rayon de courbure est grand (la courbure est faible). Il existe bien entendu des limites d'utilisation de tels guides en termes de rayon de courbure maximal, au-delà duquel la lumière sera perdue par rayonnement. En fait, il y a deux origines aux pertes lors d'un changement de direction par une courbure ; d'une part, les pertes par rayonnement tangentiel (à l'extérieur de la courbure), d'autre part les pertes de couplage entre le guide linéaire et le guide courbe.

Nous avons commencé par une étude succincte de modélisations visant à donner un ordre de grandeur des pertes supplémentaires introduites par les guides courbes pour notre structure de guide et visant également à déterminer les variations de ces pertes en fonction des paramètres topologiques définissant les guides courbes, à savoir le rayon de courbure ρ et l'angle de courbure θ , comme illustrés sur la figure III-27.

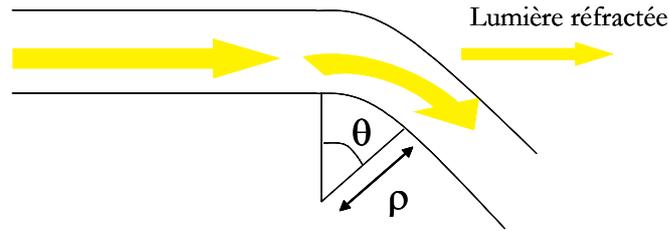


Figure III-27 : Schéma de la trajectoire de la lumière dans un guide courbe défini par ρ et θ .

Nous avons eu recours à la BPM 2D uniquement dans le plan horizontal parallèlement à la couche guidante. Nous simulons en fait des guides en S, constitués de deux guides courbes puisqu'ils interviennent sous cette forme dans la matrice. Nous présentons dans la figure III-28 trois images issues de ces simulations. Nous présentons ici les exemples de guides en S d'angle de courbure 6° ou 10° et de rayons de courbure $3000 \mu\text{m}$ ou $10000 \mu\text{m}$:

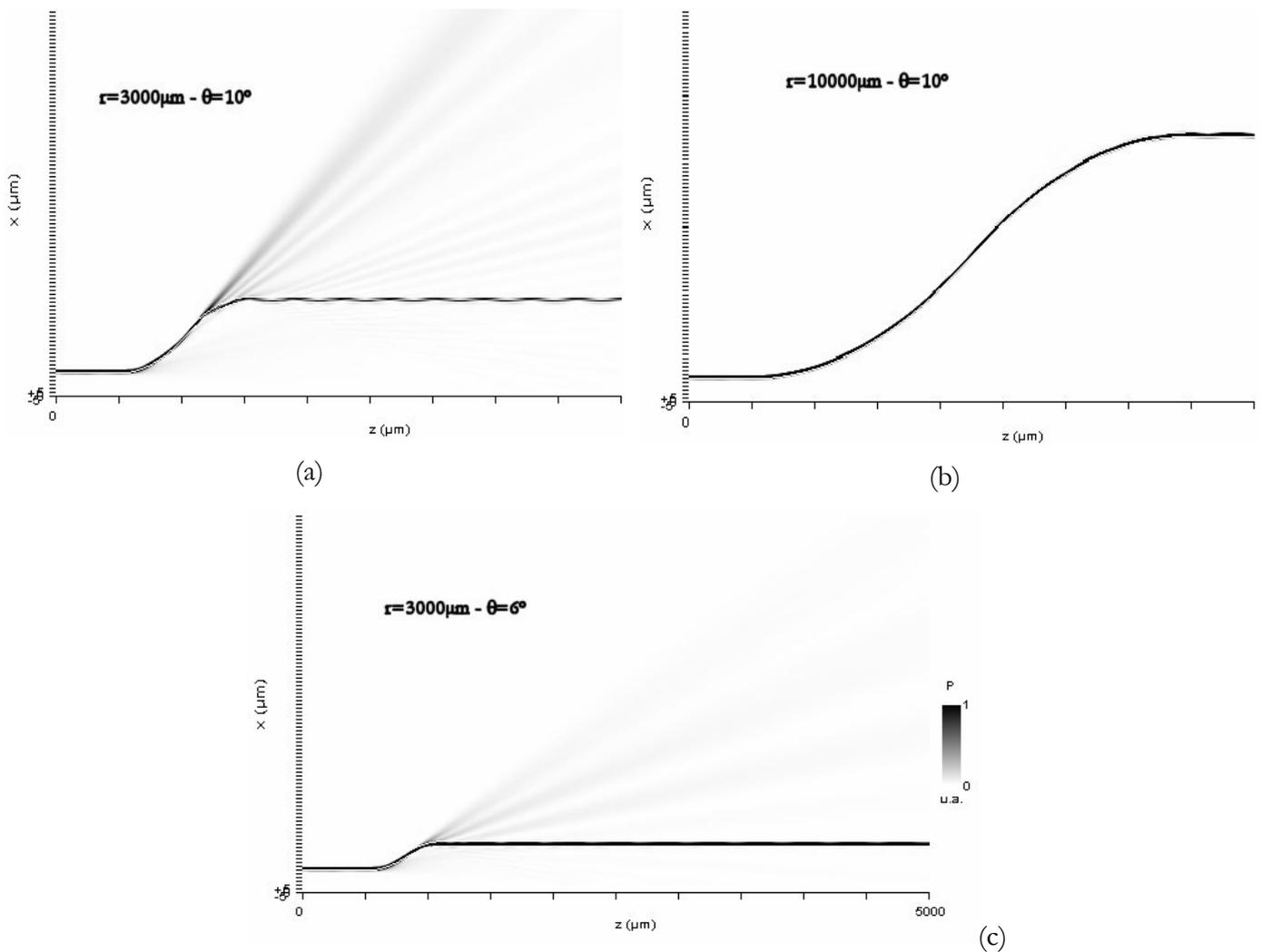


Figure III-28 : Simulations par BPM 2D de guides en S constitués de guides courbes d'angle 10° et de rayon de courbure $3000 \mu\text{m}$ (a) et $10000 \mu\text{m}$ (b), et d'angle 6° et de rayon de courbure $3000 \mu\text{m}$ (c).

Nous voyons nettement dans la figure III-28 de manière qualitative l'influence d'une forte courbure sur la trajectoire de l'onde optique en comparant les images (a) et (b). De même les images (a) et (c) illustrent l'influence de l'angle de courbure.

Nous avons également accès à la puissance optique au cours de la propagation de la lumière dans le guide. Nous avons tracé par exemple dans la figure III-29 la puissance optique se propageant dans un guide en S constitué de guides courbes de rayons 3000 μm et d'angle 6° sur 5 mm de propagation :

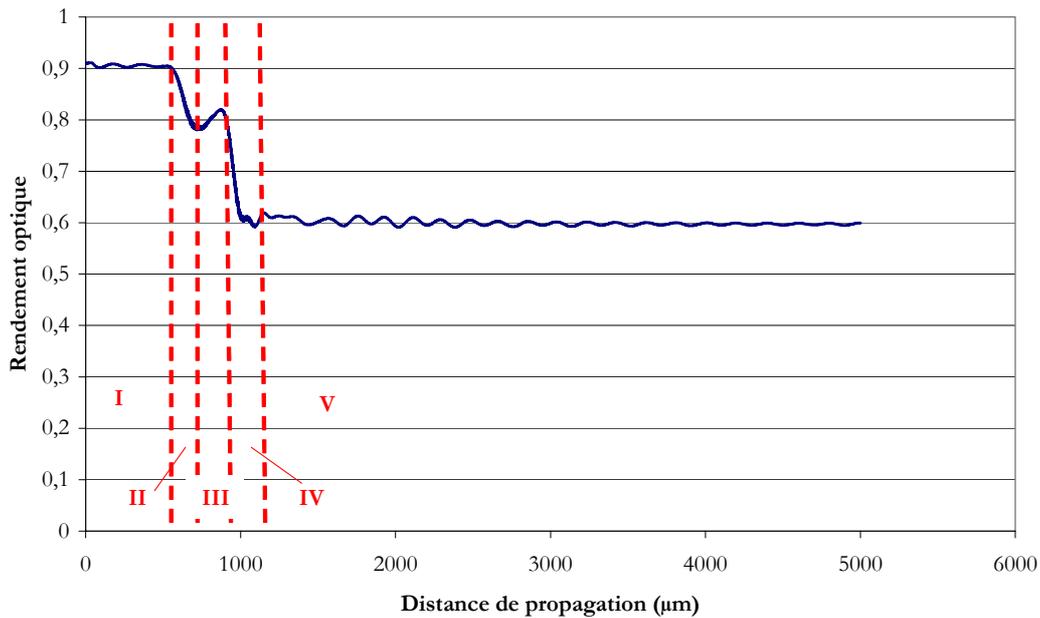


Figure III-29 : Variation de la puissance optique au cours de la propagation pour un guide en S de rayon 3000 μm et d'angle 6° (cas de la figure III-28 (c)).

Ce graphe présente plusieurs zones bien distinctes. Au début de la propagation, la puissance optique est constante, il n'y a pas de pertes supplémentaires aux pertes de couplage (zone I). Arrivée dans la première courbure, les pertes sont certainement dues à la réfraction de la lumière (zone II). Puis dans la partie « droite » entre les deux courbures (zone III), l'onde optique se recentre sous le guide et se stabilise avant la deuxième courbure, où de nouvelles pertes s'ajoutent (zone IV). Enfin, dans le guide droit, il n'y a plus de pertes mais l'apparition d'oscillations, qui sont dues au fait que le mode doit s'adapter de nouveau, c'est une zone instable, où la lumière se « cogne » sur les flancs du guide (zone V).

Nous avons fait ces calculs pour différents angles et rayons de courbure. Les résultats de simulation sont consignés dans le tableau III-5 suivant, où nous avons reporté les pertes en dB, et dans

la figure III-30 où nous avons tracé le rendement optique en fonction de l'angle de courbure pour différents rayons de courbure :

Pertes (dB)	Rayon de courbure (μm)				
	1000	2000	3000	5000	10000
2	0,46	0,67	1,22	0,63	0,41
3	2,32	4,04	1,54	0,74	0,42
4	5,18	7,11	1,76	0,81	0,42
6	12,17	7,89	2,07	0,92	0,43
8	18,33	8,05	2,55	1,02	0,48
10	18,33	8,10	2,97	1,15	0,52

Tableau III-5 : Calculs des pertes en fonction des paramètres topologiques des guides courbes.

Il s'agit des pertes supplémentaires aux pertes de couplage. Ces pertes ne sont dues qu'à la présence des deux courbures.

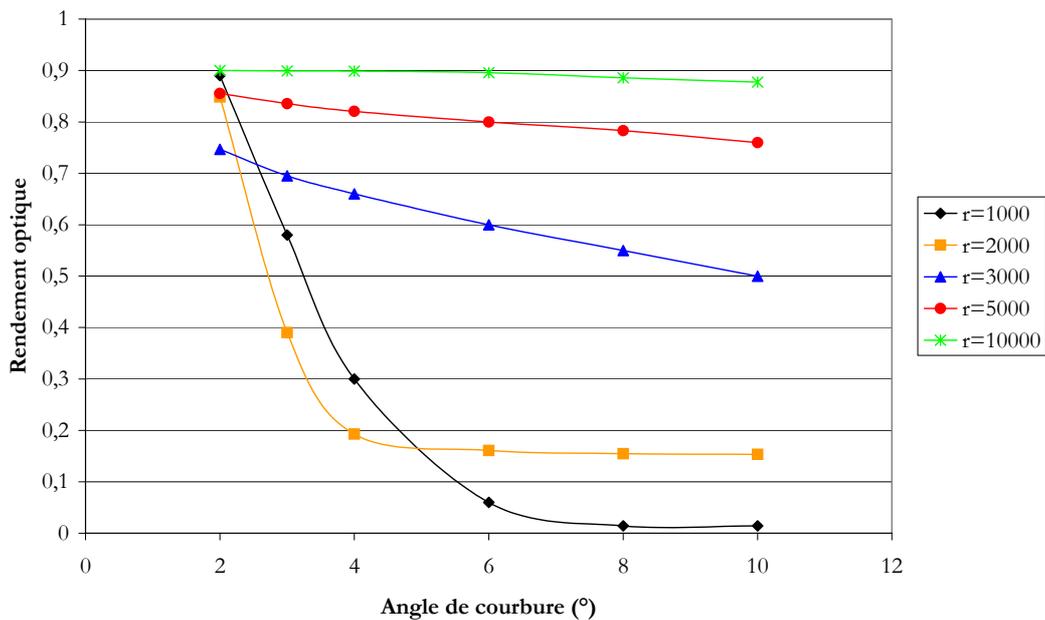


Figure III-30 : Rendements en puissance optique en sortie de guides courbes en fonction de leurs paramètres géométriques.

Nous remarquons essentiellement deux choses :

- pour un angle donné, les pertes diminuent avec le rayon de courbure, sauf aux très faibles angles où la tendance s'inverse.
- pour un rayon de courbure donné, les pertes augmentent avec l'angle.

Avec ce graphique, nous avons un aperçu des pertes auxquelles nous devons nous attendre, pour rendre les guides, assurant la connexion entre la partie active de la matrice et les différentes sorties, capables de changer la direction de propagation du faisceau lumineux sur une distance assez faible. Dans un souci de compacité du composant, les paramètres topologiques choisis sont un rayon de courbure de $10000 \mu\text{m}$ et un angle de courbure de 6° . Pour ces paramètres, le calcul donne 0.43 dB de pertes pour deux courbes, soit 0.86 dB pour les 4 guides courbes se trouvant sur le chemin du faisceau de l'onde optique dans la partie passive de la matrice caractérisée.

2.4.3. Caractérisation des guides courbes

Mais rien ne vaut l'expérience ! Pour vérifier cette estimation des pertes, nous avons caractérisé des guides courbes séparément. Pour des raisons de place, seuls des guides courbes d'angle de 2° , 6° et 10° et de rayon de courbure de 1000 , 3000 , 5000 et $10000 \mu\text{m}$ ont été réalisés. Nous avons ainsi testé par comparaison avec un guide droit de référence ces guides courbes.

Les premières mesures ont été effectuées en champ proche. Nous pouvons observer dans la figure III-31 les images correspondant aux sorties de différents guides :

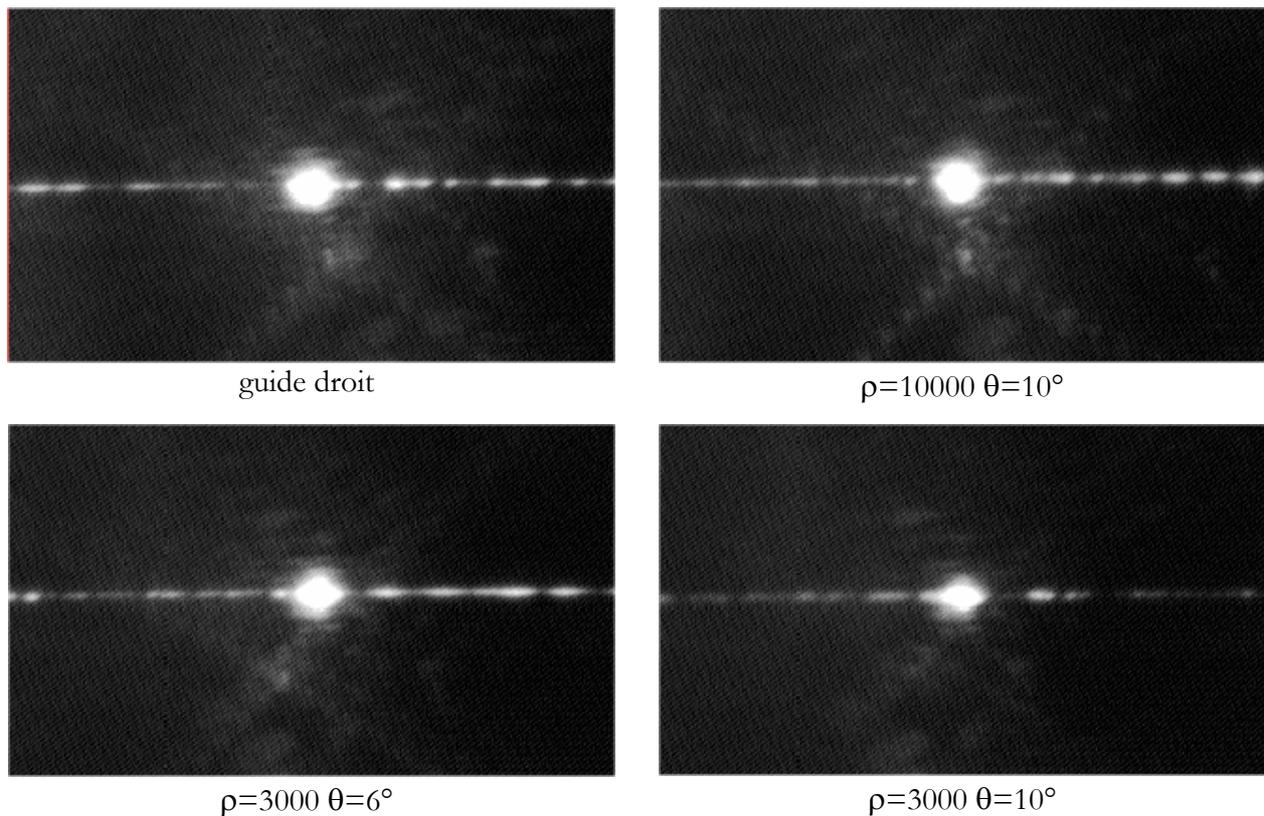


Figure III-31 : Spots optiques en sortie de guide droit et en sortie de 2 guides courbes ou guide en S.

Nous avons la confirmation d'après ces photographies et toujours de manière qualitative que les pertes augmentent avec l'angle et diminuent avec le rayon de courbure. Nous avons effectué également des mesures fibre à fibre afin d'avoir une estimation plus précises de ces pertes. Les résultats sont consignés dans le tableau III-6 :

$\theta = 6^\circ$			
Rayon (μm)	Puissance optique (μW)	Pertes (dB)	Pertes des courbures (dB)
1000	0.037	47.3	30.2
3000	4.48	26.5	9.4
5000	13.84	21.6	4.5
10000	17.83	20.5	3.4
Guide droit	39	17.1	0
$\theta = 10^\circ$			
1000	0.012	52.4	35.3
3000	2.4	29.2	12.1
5000	11.78	22.3	5.2
10000	15.89	21	3.9
Guide droit	39	17.1	0

Tableau III-6 : Mesures fibre à fibre des puissances transmises dans les guides courbes et les pertes

Nous avons donc constaté avec ces caractérisations que deux guides courbes consécutifs pouvaient introduire des pertes supplémentaires supérieures à 1 dB et pouvant aller jusqu'à plus de 30 dB pour les petits rayons de courbures. Pour les guides courbes utilisés dans la partie passive de la matrice ($\rho=10000$ et $\theta=6^\circ$), nous avons déduit des mesures de pertes fibre à fibre, des pertes supplémentaires de l'ordre de 3.4 dB pour un guide en S ou deux guides courbes successifs. Or, dans les dispositifs de partie passive de matrice caractérisés, il s'agissait de 4 guides courbes de rayon de courbure de 10000 μm et d'angle 6° (soit deux guides en S). Il n'est donc pas inconcevable que les 8 dB de pertes supplémentaires mesurés pour la matrice proviennent en majeure partie des 4 courbures. Dans la courbe de la figure III-32, nous avons superposé les résultats de simulation aux résultats du tableau précédent :

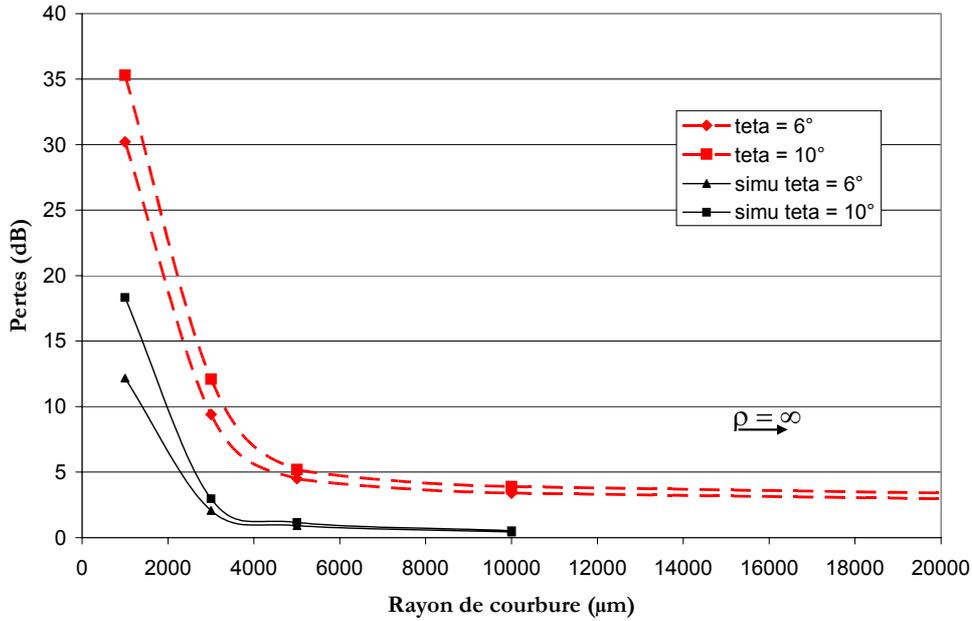


Figure III-32 : Comparaison théorie/expérience des mesures de pertes dans deux types de guides courbes.

Les pertes mesurées sont plus élevées que celles obtenues en simulation : nous constatons des écarts pouvant aller de 2 à 15 dB. Les différences de valeurs entre simulation et expérience peuvent être dues aux phénomènes de diffusion surfacique qui n'est pas pris en compte lors des simulations par BPM.

La diffusion surfacique est due à la rugosité inévitable des surfaces délimitant le guide. En effet, imaginons la structure et le profil de mode suivant :

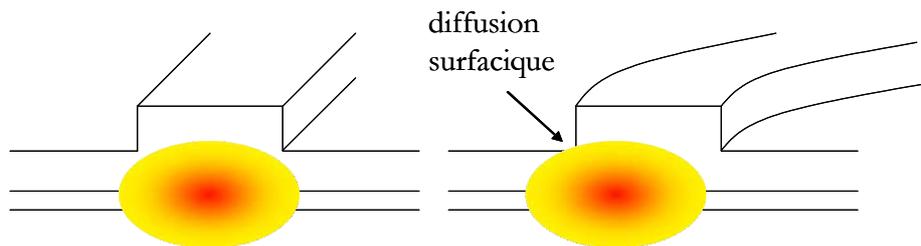


Figure III-33 : Schéma illustrant le comportement du faisceau optique dans les guides courbes.

Dans la structure de guide droit, optimisée par ailleurs, le mode s'y propageant est très proche des flancs du guide mais sans être en contact direct avec ceux-ci. Lors du passage de la lumière dans la courbure, le mode ne s'adapte pas instantanément à la courbure et se rapproche de l'un des bords du guide, entraînant des pertes par diffusion surfacique. Instinctivement, nous pouvons penser que ces

perdes seront d'autant plus importantes que la courbure sera élevée. Ce sont donc à ces deux phénomènes, de réfraction et de diffusion surfacique, que les pertes sont essentiellement dues.

Si aucune précaution n'est prise, **les pertes de changements de direction de propagation ne pourront descendre sous 1 dB que si le rayon de courbure du guide est encore supérieur à un centimètre**. Plusieurs techniques ont été proposées pour réduire ces pertes. Cela va de l'optimisation de la courbure, en forme de cosinus par exemple [11], à une réduction des aspérités sur les arêtes des guides courbés [12, 13], en passant par un décalage du guide courbé par rapport au guide droit [14]. Une réduction importante des pertes est obtenue également en disposant une tranche de très faible indice à côté du guide, à l'extérieur de la courbure. De cette manière, la lumière est « poussée » sous l'arête [15] et les pertes par rayonnement tangentiel sont réduites.

Cependant, malgré ces modifications, la réduction des pertes n'est pas suffisante pour envisager des changements de direction de propagation à faibles pertes avec des rayons de courbure inférieurs à plusieurs centaines de micromètres. Beaucoup d'études cependant s'orientent de plus en plus vers les guides optiques à fort confinement latéral – les « microguides » - pour d'une part diminuer les pertes mais aussi pour réduire considérablement la taille des circuits [16].

En ce qui nous concerne, nous avons conservé les « **sur-gravures** » qui avaient été introduites dans les travaux de Yves Hernandez et que nous rappelons ci-dessous.

2.4.4. Introduction d'une « sur-gravure »

La présence de la partie dite passive constituée de nombreux guides courbes et d'intersections nécessite un confinement correct. Chaque guide courbe peut entraîner des pertes ou un mauvais aiguillage de la lumière. Ce qui, dans le cas du fonctionnement actif de la matrice, pourrait nuire à une bonne isolation optique entre les voies de sortie de la matrice.

Nous présentons dans la figure III-34 une photographie des sorties optiques d'une partie passive de matrice réalisée avec des guides de structure identique à celle du guide droit utilisé comme référence. Dans cette partie, pour caractériser tous les chemins optiques de façon rapide, nous avons injecté la lumière par chaque sortie de la matrice. Ainsi, nous devons avoir quatre entrées "éclairées" si l'on suit les chemins optiques présentés dans le schéma de la figure III-26 précédente.

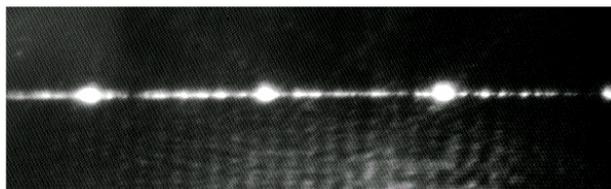


Figure III-34 : Sorties optiques d'une partie passive de matrice.

Ce résultat montre une certaine tendance à voir apparaître un **guidage plan** juxtaposant les arêtes des différents rubans des guides, même très faible, dès lors que l'on s'éloigne d'une structure de type guide droit. Cette situation est liée au confinement faible des guides. Notons ici que nous utilisons depuis le début de notre étude une structure de matrice qui a été définie par Ian Cayrefourcq dont nous ne souhaitons pas nous départir, étant donné les résultats prometteurs de commutation cités précédemment. Voulant bénéficier du travail qui a préfiguré notre étude, nous ne souhaitons pas redéfinir la topologie de la partie passive ou changer le confinement des guides dans toute la matrice, dans le but d'éliminer ce guidage plan (ce qui changerait également la topologie au niveau des zones de commutation). Nous avons donc choisi de réaliser une gravure supplémentaire au niveau de la partie passive de la matrice, autour des zones guidantes, de façon à augmenter le confinement latéral de l'onde optique et éliminer la propagation du guidage plan. Cela apparaît dans le schéma de la figure III-35. Des résultats de modélisation par BPM 2D et 3D avaient conduit à une re-gravure située à $2\ \mu\text{m}$ de part et d'autre des guides et de $3000\ \text{\AA}$ de profondeur.

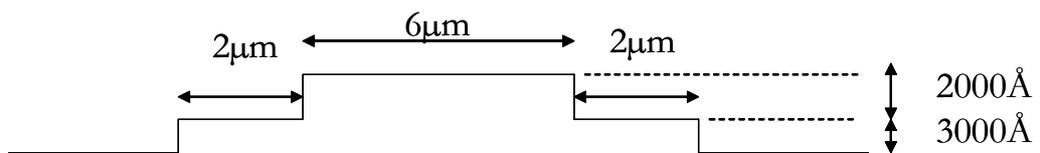


Figure III-35 : Schéma d'une coupe de guide passif re-gravé.

L'objectif est de mieux confiner le mode sous l'arête et d'empêcher la lumière de trop se décaler vers les flancs de gravure, surtout dans les guides courbes, afin de réduire les pertes par rayonnement tangentiel, comme illustré dans la figure III-36 :

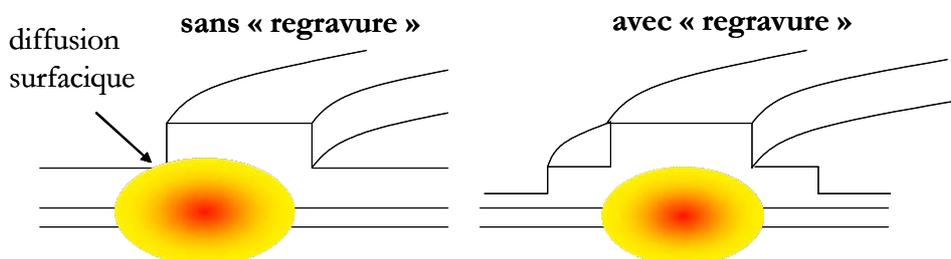


Figure III-36 : Meilleur confinement du faisceau optique avec des guides re-gravés.

Nous avons donc appliqué cette gravure à la partie passive complète de la matrice, ainsi qu'à l'entrée de chaque composant. Par la suite, nous utiliserons le terme de trou d'isolation optique. Cela

constitue une étape à part entière dans le procédé technologique. Les résultats des caractérisations en champ proche sont donnés ci-dessous :



Figure III-37 : Sorties optiques d'une partie passive de matrice avec re-gravure.

Dans cette image, représentant les quatre sorties optiques de la partie passive de la matrice re-gravée, le guidage plan a considérablement été réduit. Cette photographie illustre bien la nécessité d'un **bon confinement optique dans ces structures guidantes**. La re-gravure a permis d'obtenir un confinement optique plus important dans l'ensemble des structures guidantes. A cette condition là, il est envisageable d'aboutir à une matrice ayant des performances correctes.

Il est utile de signaler que la caractérisation de la partie passive dans le sens "normal", c'est-à-dire des huit entrées (correspondant aux sorties des quatre commutateurs 1×2) vers les quatre sorties a également été faite et a confirmé ces résultats. Pour alléger cet exposé, nous ne présentons pas toutes les images relatives à cette expérience.

En conclusion : comme la technologie des commutateurs, la technologie de la partie passive des matrices est également sensible et à ne pas négliger !

2.5. Pertes liées à la présence d'une électrode

Comme nous l'avons vu, la commutation de la lumière se fait par l'injection de porteurs libres, c'est-à-dire en polarisant une jonction électrique de type p-n. Cette jonction est reliée au circuit de polarisation par des électrodes métalliques. Aux fréquences optiques, de nombreux métaux présentent une permittivité négative et donc un indice de réfraction complexe. C'est particulièrement le cas de l'or, du platine, du titane, matériaux utilisés dans nos contacts, ce qui entraîne des pertes dans le contact liées à l'**absorption par les métaux**. Cependant les coefficients d'extinction des métaux considérés étant peu différents (comparativement à leurs indices), l'absorption métallique de l'onde guidée y est quasiment identique, quel que soit le métal.

En outre, ces électrodes, constituées donc de matériaux absorbants (indice de réfraction complexe) reposent, dans notre cas, sur des matériaux tels que l'InGaAs, matériau à petit gap permettant la réalisation de bons contacts ohmiques. Ce matériau, d'indice complexe également, est absorbant aux longueurs d'onde optiques. **Les parties actives des commutateurs peuvent donc**

absorber la lumière si l'onde électromagnétique s'étend jusqu'aux électrodes. On essaie d'éloigner les électrodes métalliques suffisamment de la couche guidante ($\sim 1.5 \mu\text{m}$) pour ne pas générer des pertes trop importantes.

Les mesures précédentes effectuées sur les commutateurs DOS pour déterminer entre autres la diaphotie nous avaient également permis de mesurer les puissances transmises à travers ce type de composant et donc les pertes totales d'insertion. Elles s'élevaient en moyenne à 21 dB. Soit une différence non négligeable d'environ 5 dB avec les guides classiques. Chaque chemin optique de chaque branche ne rencontrant qu'une courbure et l'angle de la jonction étant inférieur à 2° , cette différence de 5 dB ne peut être entièrement expliquée par ces variations topologiques.

Même si l'électrode a volontairement été placée loin du cœur de guide et de l'onde optique, il apparaît évident que des pertes sont liées à la présence de cette électrode métallique et du matériau de contact.

Remarque : L'absorption par l'électrode est plus importante en mode TM qu'en mode TE, en raison des conditions aux limites imposées par l'interface métal-semiconducteur. Quand la quasi-totalité de l'onde lumineuse est localisée à l'interface guide-métal, il en résulte une forte absorption métallique. Il semble important de signaler cette singularité. Cette anisotropie est par exemple exploitée dans les séparateurs de polarisation.

2.5.1. Mesures en champ proche

On cherche à mesurer l'atténuation ou l'absorption liée à la présence des matériaux absorbants tels que l'InGaAs assurant un bon contact ohmique et les matériaux métalliques constituant ce même contact. Ce type de mesure nécessite de disposer d'une référence et de plusieurs éléments de comparaison. L'épaisseur des matériaux est fixée. Il s'agit de mettre en évidence l'influence du contact (métal + InGaAs) sur les propriétés de propagation de la structure et plus particulièrement de déterminer l'atténuation en transmission, due à ces couches, en fonction de la longueur de celles-ci. C'est pourquoi, afin de déterminer l'atténuation en transmission, nous avons réalisé sur un même substrat des séries de guides avec des électrodes. Chaque série comporte des guides avec des électrodes de différentes longueurs et un guide optique rectiligne, sans matériau absorbant, servant de référence. Cette façon de procéder présente l'avantage de minimiser l'influence des conditions d'injection et, d'autre part, l'utilisation d'un substrat unique doit permettre de garantir, au moins, un clivage quasiment identique pour chaque composant d'une même série.

Une première étude en champ proche nous a permis d'apprécier de manière qualitative le rôle néfaste du contact :

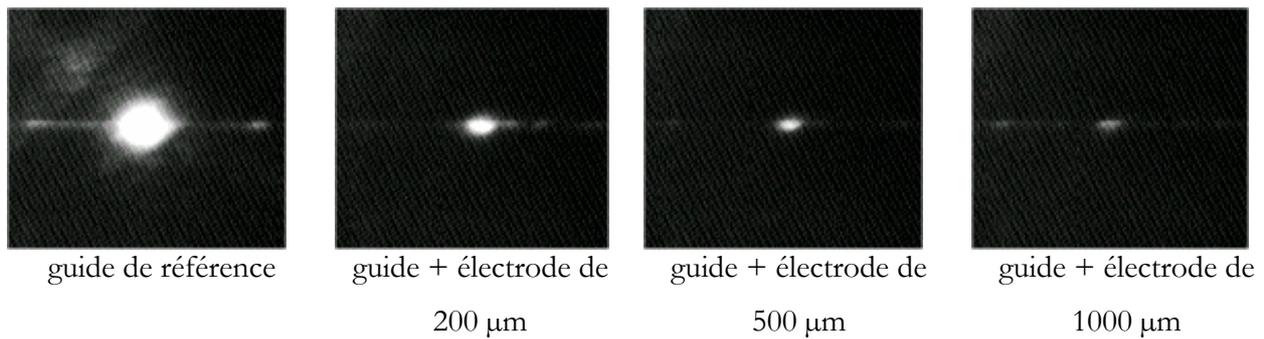


Figure III-38 : Photographies en champ proche du signal optique issu des guides avec une électrode métallique.

Si on compare l'intensité du mode guidé obtenu avec les guides chargés d'une électrode à celle obtenue avec un guide sans métal de paramètres identiques, on constate une **forte augmentation des pertes dues à la métallisation**.

2.5.2. Mesures fibre à fibre

Nous avons procédé ici à des mesures de transmission sur deux séries de guides de longueur 8 mm. Dans le tableau ci-dessous figurent les résultats des mesures faites sur l'une des séries :

Longueur de l'électrode (μm)	Puissance optique (μW)	Pertes (dB)
0	40	16,9
200	24,6	19,1
500	11,77	22,3
1000	7,96	24
2000	0,59	35,3

Tableau III-7: Quelques mesures de pertes d'insertion dans différents guides aux électrodes de longueur différente.

En traçant les pertes relatives aux différentes puissances transmises en fonction de la longueur des électrodes chargeant les guides, nous avons une bonne estimation des pertes par absorption dans le contact qui sont données par la pente de la droite de la figure III-39. Lors de ces mesures, nous avons noté une certaine sensibilité à la polarisation ayant entraîné des instabilités du signal optique, probablement liées à une plus **forte sensibilité à la polarisation**, et nous avons donc tracé des intervalles de mesures sur cette courbe.

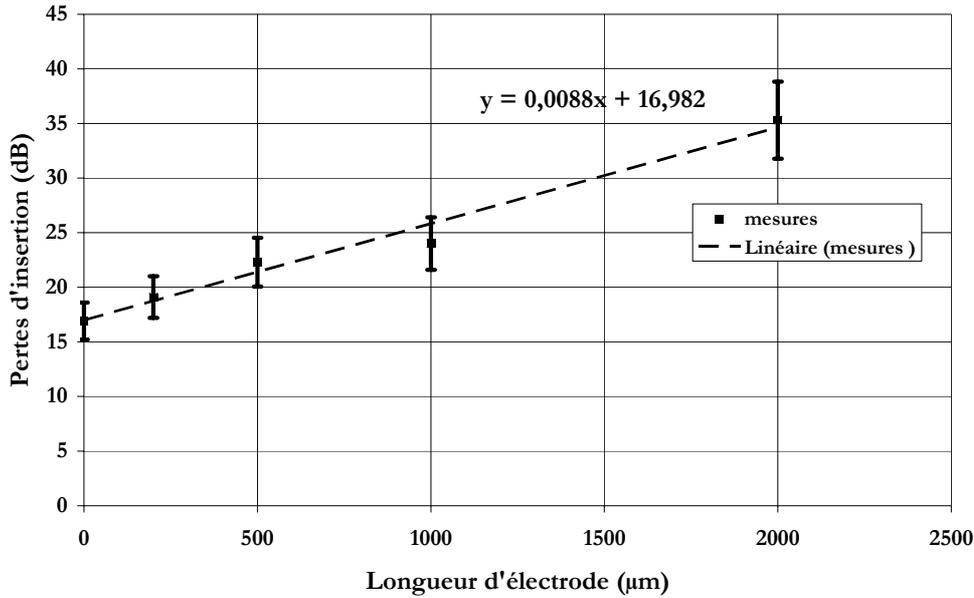


Figure III-39 : Variations des pertes d'insertion en fonction de la longueur de l'électrode.

On en déduit donc des **pertes par absorption dans le contact de l'ordre de 90 dB/cm !** Elles sont importantes ; elles proviennent à la fois de la présence du métal et de la présence d'InGaAs. Ne pouvant différencier d'un point de vue expérimental la contribution du métal d'une part et de l'InGaAs d'autre part aux pertes globales d'absorption, nous ne savons pas si ce sont les pertes associées à la présence du métal ou celles associées à la présence de l'InGaAs qui prédominent.

Avec 90 dB/cm de pertes par absorption, la présence des électrodes de longueur 640 μm sur le chemin optique dans les DOS va introduire des pertes de l'ordre de 5.8 dB. Si on fait le bilan des pertes pour les DOS caractérisés dans le chapitre II, aux pertes par absorption dans le contact de l'ordre de 5.8 dB fraîchement présentées, vont venir s'ajouter les 10 dB de pertes par couplage, les 4 dB de pertes par propagation (les dispositifs de commutateurs DOS mesurent en effet 5 mm), les 1.7 dB dus à la présence d'une courbure. Cela nous permet d'estimer les pertes totales d'insertion à 21.5 dB. Ce qui reste cohérent avec la valeur moyenne des pertes d'insertion totales de 21 dB que nous avons mesurée avec les caractérisations d'un certain nombre de DOS.

2.6. Bilan des pertes

Nous proposons maintenant un bilan des pertes sous forme de tableau où nous reportons les résultats précédents :

Pertes de couplage	Sans taper 10 dB	Avec taper 7.1 dB	Soit une amélioration de 2.9 dB grâce aux adaptateurs de mode
Pertes par propagation	Sans couche tampon 8 dB/cm	Avec couche tampon 4.5 dB/cm	Soit une amélioration de 3.5 dB/cm en introduisant une couche tampon n.i.d. de 1 μm sous la couche guidante.
Pertes par absorption dans le contact	90 dB/cm		
Pertes dues aux courbures	De 1.7 dB à 18 dB par courbure. Les pertes sont fonction de l'angle et le rayon de courbure	Pour les guides courbes utilisés dans la matrice, les pertes mesurées sont de 1.7 dB par courbure.	

Tableau III-8 : Récapitulatifs des résultats de mesures de pertes.

Tous ces résultats proviennent des mesures qui ont été effectuées sur un nombre important de guides et de dispositifs. Parmi eux, un grand nombre a été réalisé au même endroit sur une plaquette. Ce qui implique, on peut le supposer, une bonne reproductibilité au niveau des conditions d'injection tout du moins et peu de variations de l'efficacité de couplage.

Ces mesures prennent en compte les pertes au couplage, qui trouvent leurs origines à la fois dans la désadaptation des profils de modes entre celui du guide et celui de la fibre mais également dans les réflexions sur les faces clivées (de l'ordre de 1.5 dB par l'interface InP/Air à 1.55 μm). Elles prennent en compte également les pertes par propagation ou l'atténuation dans les guides (diffusion surfacique, absorption dans les matériaux).

Les résultats obtenus montrent que les guides présentent des pertes importantes par propagation. Ces pertes mesurées expérimentalement sont de l'ordre de 8 dB/cm. Celles-ci, élevées, constituent l'inconvénient majeur de ces guides sur semiconducteurs. Outre la forte absorption dans le substrat ($N_D=5.10^{18} \text{ cm}^{-3}$) d'au moins 3.5 dB/cm, les pertes engendrées par rayonnement et par la rugosité des parois du guide (pertes par dispersion) sont importantes et augmentent lorsque l'on s'éloigne de la topologie simple du guide droit.

Les pertes supplémentaires mesurées et induites par la présence du contact sont de l'ordre de 90 dB/cm \pm 2 dB/cm pour la longueur d'onde 1.55 μm . Elles sont prohibitives et confirment

l'influence néfaste du contact sur les propriétés du guide. Il est difficile d'envisager la réalisation de matrices de commutation dont la couche de contact serait assurée par de l'InGaAs. Une matrice 4×4 basée sur les commutateurs DOS possède deux étages de commutations. Ce qui signifie que deux électrodes se trouvent sur le chemin suivi par la lumière entre l'entrée et la sortie du composant. La seule présence de deux électrodes sur InGaAs introduit des pertes de l'ordre de 12.6 dB, réduisant considérablement l'intensité lumineuse transmise.

III-3. ÉTUDE DES CONTACTS

Les zones actives des commutateurs électro-optiques étudiés au cours de ces travaux doivent permettre l'injection de porteurs de charges. A cet effet, nous avons choisi de réaliser ces structures sur des jonctions P-I-N bien adaptées à cette fonction. Pour injecter du courant dans une structure PIN, on réalise généralement des **contacts ohmiques**. Un bon contact ohmique doit présenter la plus faible résistance électrique possible. La méthode la plus simple pour former un bon contact ohmique est de doper très fortement la surface du semiconducteur. Des métaux sont déposés ensuite sur le semiconducteur. Or, le plus souvent ce sont des contacts Schottky qui sont réalisés sur InP de type p ! Pour faire un contact ohmique sur InP de type p, il est nécessaire d'introduire un matériau à petit gap entre l'InP et le contact métallique. Jusqu'à présent il s'agissait d'une couche supplémentaire d'InGaAs en surface qui permettait la réalisation d'un bon contact ohmique p.

Le contact p est donc déposé sur l'InGaAs p⁺. Une fine épaisseur d'InP dopé p est également intercalée entre cette couche et l'InP non dopé. Typiquement, dans notre étude, la séquence métallique utilisée pour le contact ohmique p est Pt/Ti/Pt/Au. Le courant est injecté par cette électrode supérieure de type p et recueilli par le contact de type n déposé sur toute la face arrière du composant, constitué d'une couche d'or et déposé directement sur l'InP n⁺.

Au cours des caractérisations des précédents travaux, des **problèmes prématurés de claquage** n'avaient pas permis une injection de courant correcte dans les structures, empêchant d'ores et déjà toute validation éventuelle du bon fonctionnement des commutateurs.

Dans cette étude sur les contacts électriques, nous avons cherché à déterminer l'origine de ces problèmes de claquages. Par ailleurs, nous avons montré expérimentalement que l'InGaAs, matériau le plus couramment utilisé pour les contacts électriques, introduit des pertes de propagation optique jusqu'à des valeurs très fortes de 90 dB/cm. D'autre part, l'**intégration monolithique** d'un taper nécessite de changer ce matériau de contact. Les seuls matériaux compatibles avec la structure de taper sont l'InP et l'InGaAsP. Nous avons donc profité de cette étude pour tester l'InP et surtout l'InGaAsP, matériaux non absorbants aux longueurs d'onde de travail, pour réaliser les contacts ohmiques.

3.1. Dispositifs de tests

Des caractérisations électriques I-V classiques ont permis de vérifier la qualité des jonctions p-n et le bon comportement des contacts ohmiques au moyen de dispositifs spécifiques fabriqués

spécialement à cette attention. Ces dispositifs sont des **échelles de résistance**, constituées de cinq plots de surface $70\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$ disposés comme indiqué sur le schéma de la figure III-40 :

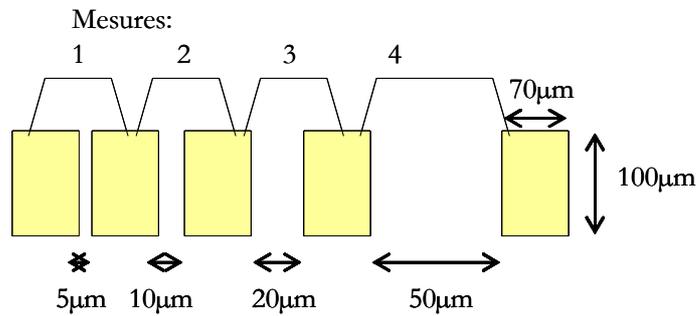
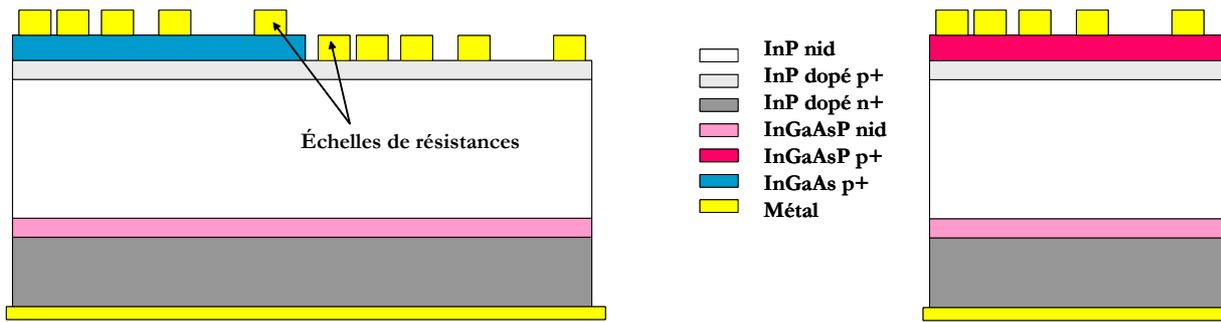


Figure III-40 : Schéma d'une échelle de résistance.

Comme sur substrat semi-isolant, grâce à la barrière de la jonction pin, elles peuvent être utilisées de façon classique pour mesurer les résistances de contact et les résistivités des différents matériaux. Cette échelle permet de contrôler l'ohmicité des contacts. Etant donné la structure de cette échelle de résistance, on peut déterminer les résistances de contact par la méthode de variation de la résistance en fonction de la distance interélectrodes et extrapolation à distance inter-électrodes nulle³. La résistivité des matériaux de contact est donnée par la pente de cette droite. En disposant de plusieurs distances inter-électrodes, on peut vérifier la validité de la mesure et minimiser les erreurs éventuelles.

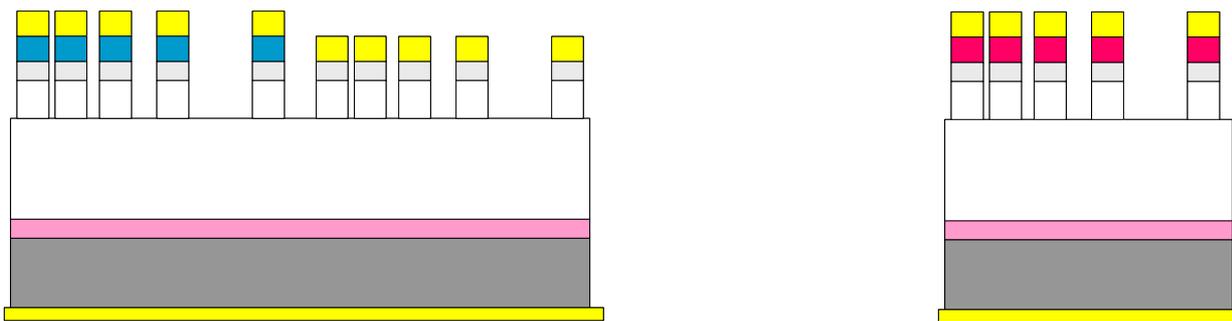
Ces structures ont été réalisées sur deux épitaxies différentes potentiellement prévues pour la fabrication des matrices, avec sur l'une une couche superficielle de contact – que l'on appellera par la suite « cap layer » - d'InGaAs p+ et sur l'autre un cap layer d'InGaAsP p+, de même nature que le cœur des guides. Sur l'épitaxie possédant une couche d'InGaAs en surface, similaire aux épitaxies utilisées dans les précédents travaux, nous avons gravé chimiquement l'InGaAs sur la moitié de la plaque avant de réaliser sur toute la plaquette des échelles de résistance avec la même séquence métallique Pt/Ti/Pt/Au afin de tester à la fois l'InGaAs et l'InP. Cette étape technologique a également été reproduite sur l'épitaxie au cap layer en InGaAsP. Une métallisation pleine plaque assure le contact électrique n face arrière. On souhaite ainsi comparer les caractéristiques des contacts p avec les matériaux : InP, InGaAs et InGaAsP dopés p+. Les figures III-41 suivantes présentent une vue schématique des différents dispositifs :

³ Pour plus de détails sur la méthode de mesure de résistivité utilisée, consulter l'annexe E.



Figures III-41 : Coupes des épitaxies des dispositifs aux échelles de résistance.

Avec une gravure supplémentaire, elles peuvent être également utilisées pour vérifier le comportement en diode mesa lorsqu'elles sont polarisées entre le contact n+ du substrat et le contact p+ supérieur. Les figures III-42 suivantes présentent une vue schématique des nouveaux dispositifs après gravure :



Figures III-42 : Coupes des épitaxies des dispositifs utilisés en diode mesa.

Ce travail a consisté à mesurer la caractéristique I(V) de ces diodes PIN en étudiant l'influence du choix du matériau sous le contact et l'influence d'un recuit.

3.2. Influence du recuit

Dans les travaux précédents, la séquence métallique utilisée pour réaliser un contact ohmique de type p est classiquement Pt/Ti/Pt/Au déposée sur une couche d'InGaAs. Ces contacts avaient montré des signes de faiblesse et de nombreux claquages s'étaient produits. Était-ce dû à l'absence d'un recuit volontairement supprimé ? En effet, la mise en température prolongée (300°C pendant 1h) indispensable pour le dépôt de silice, servant à la planarisation, avait été considérée équivalente à un recuit de contact ohmique (430°C pendant 40 s). On vérifie ici l'influence du recuit sur les résistances de contact et les caractéristiques I(V) des diodes mesa.

Sans recuit, le contact réalisé sur InGaAs est déjà ohmique, comme on peut le constater sur les courbes I(V) réalisées entre deux plots d'une échelle de résistance (figure III-43a). A titre indicatif, nous avons mesuré (figure III-43b) la valeur de la résistance, à partir des pentes des courbes I(V) précédentes, en fonction de la distance interélectrode. L'extrapolation à l'origine donne une valeur de résistance de contact de 10 ohms pour un plot de 70 μm sur 100 μm . La pente nous conduit à une résistance carrée de 60.2 Ω/\square .

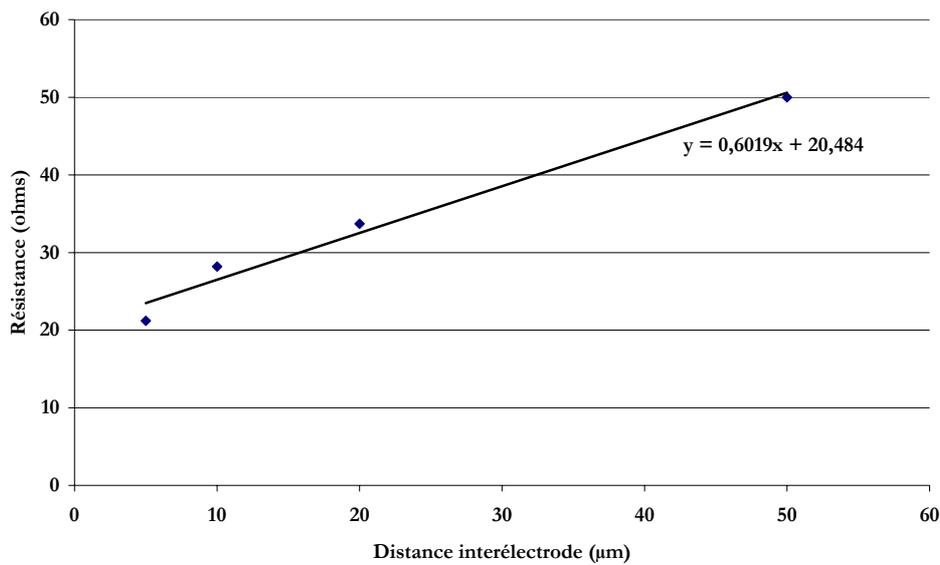
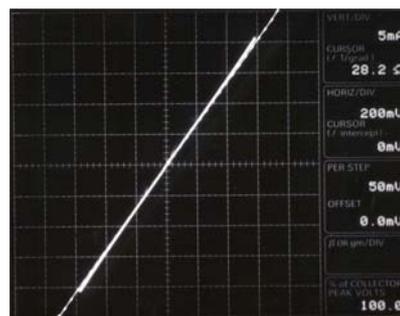
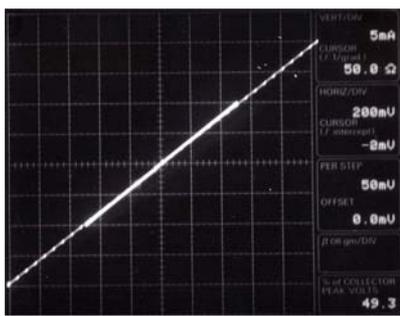
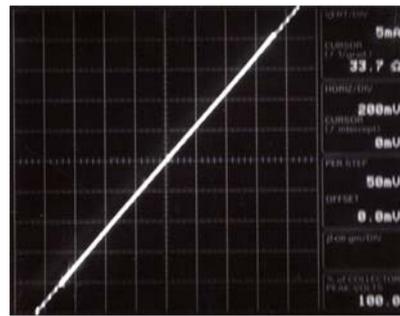
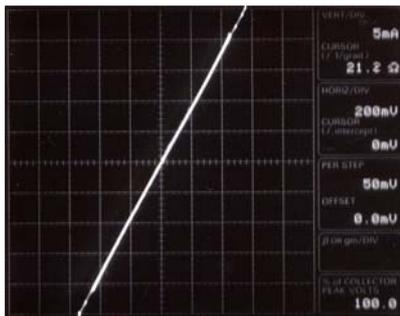


Figure III-43 : (a) Mesures I(V) entre chaque plot de l'échelle.

(b) Evaluation de la résistance de contact.

Les photographies de la figure III-44 montrent que les contacts réalisés sur InP ou sur InGaAsP ne sont pas du tout ohmiques sans recuit :

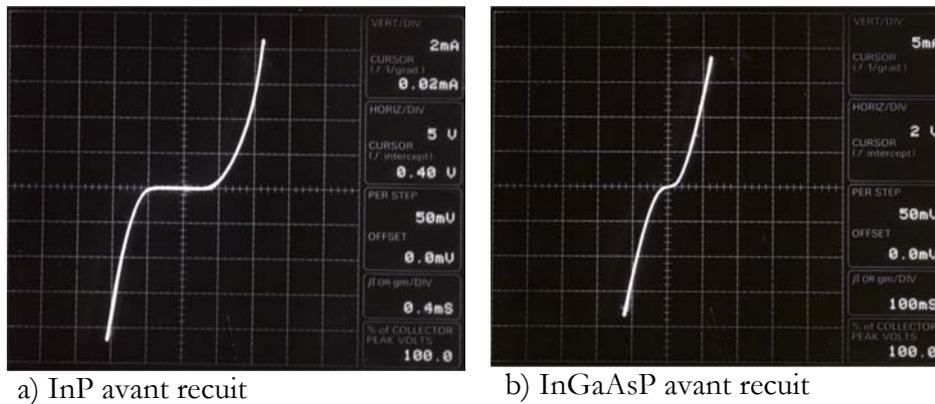


Figure III-44 : Mesures I(V) entre deux plots d'une échelle déposée sur InP (a) et sur InGaAsP (b).

C'est à ce moment là, une fois les premières caractérisations réalisées sur les échelles de résistance, que nous avons gravé ces dispositifs jusqu'à la zone intrinsèque afin de réaliser des structures mesa (figure III-42) et de caractériser la qualité de la jonction PIN. Avant de procéder à un recuit, nous avons tracé les caractéristiques I(V) de ces diodes mesa. Un recuit flash de 430°C pendant 40 secondes a ensuite été effectué.

L'objectif est d'observer ou non une quelconque influence du recuit. Nous avons effectué un grand nombre de mesures mais nous avons rassemblé les principaux résultats dans deux graphes typiques (figures III-45 et III-48), qui nous paraissent illustrer assez bien nos conclusions

Tout d'abord en ce qui concerne l'effet du recuit, nous donnons figure III-45 une comparaison sur l'InP et l'InGaAs des caractéristiques I(V) avant et après recuit pour des dépôts de la séquence métallique Pt/Ti/Pt/Au, utilisée habituellement pour la réalisation de contacts ohmiques sur l'InGaAs.

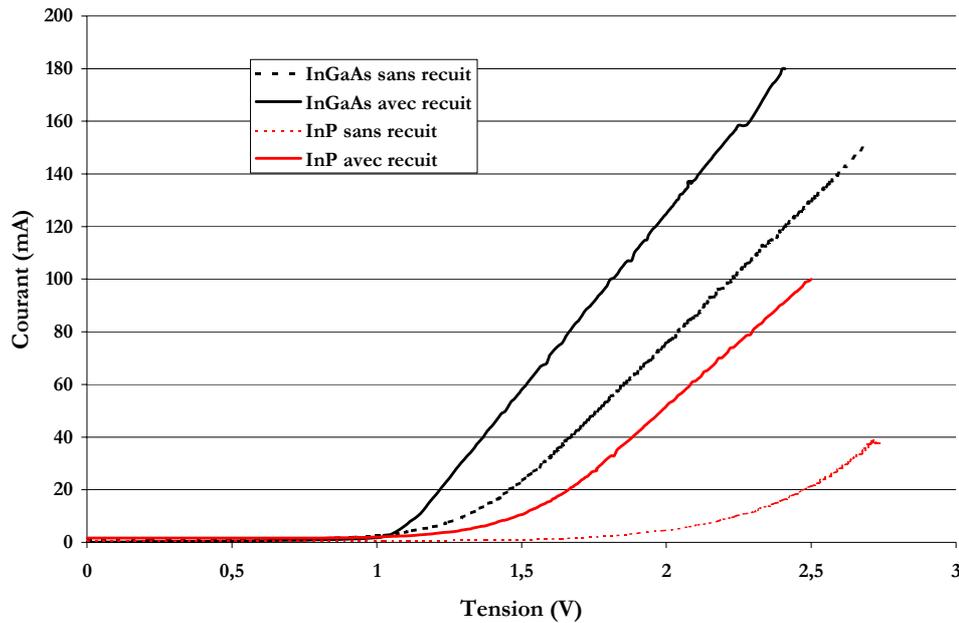


Figure III-45 : Comparaison des caractéristiques I(V) de structures PIN réalisées avec de l'InGaAs ou de l'InP avant et après recuit du contact ohmique de type p+.

Il apparaît de façon indiscutable que le **recuit est absolument indispensable** pour réduire la résistance de contact. Notamment cette réduction de résistance est primordiale pour une injection en fort courant, si l'on veut que les tensions ne soient pas prohibitives et induisent un claquage prématuré par la puissance électrique dissipée dans le contact.

La pente de la partie linéaire de ces courbes donne une approximation de la résistance de contact. Celle correspondant à l'InGaAs avec recuit donne une résistance de contact de l'ordre de 7 ohms, tandis que celle correspondant à l'InGaAs sans recuit a été mesurée aux alentours de 10 ohms. Le bénéfice du recuit est également évident pour l'InP mais les résistances restent encore élevées conduisant à de fortes tensions.

Nous avons également noté une amélioration du comportement inverse de la diode à l'issue du recuit. La figure III-46 montre que le courant inverse est fortement réduit suite à ce recuit.

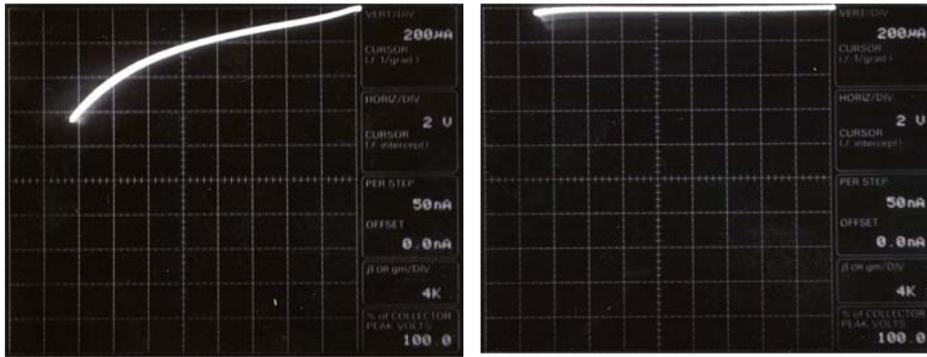


Figure III-46 : Caractéristique I(V) de la diode polarisée en inverse avant recuit (a) et après recuit (b) sur une couche d'InGaAs.

3.3. Comparaison des différents matériaux

Il s'agit ici de comparer les qualités des contacts réalisés sur différents matériaux grâce aux mesures de caractéristiques I(V) faites sur les différentes échelles. Et cela dans un but précis : remplacer la couche de ternaire par un matériau non absorbant à $1.55 \mu\text{m}$ et rendant compatible l'intégration monolithique d'un taper à la structure actuelle des matrices de commutation.

Il faudrait réussir à réaliser un contact ohmique sur InP ou sur InGaAsP. D'après la référence [17], il apparaît plus facile de réaliser un contact sur InGaAsP que sur InP, ainsi que l'ont confirmé nos premières mesures. En effet, même si, comme nous venons de le voir, le recuit améliore l'« ohmicité » des contacts réalisés sur tous les matériaux ou tout du moins les caractéristiques I(V) des jonctions PIN, cet unique recuit n'a pas réussi à rendre totalement ohmique le contact sur InP : il reste toujours un palier caractéristique d'un contact Schottky sur les échelles de résistance réalisés sur InP p+, alors que sur le quaternaire p+, le contact réalisé est devenu complètement ohmique. Nous avons en effet mesuré ces caractéristiques I(V) des échelles de résistance avec recuit sur ces deux matériaux. La figure III-47a montre qu'il existe toujours un palier caractéristique rappelant celui d'un mauvais contact Schottky. Les échelles de résistance réalisées dans les mêmes conditions de recuit avec du quaternaire p+ montrent cette fois-ci une caractéristique ohmique tout à fait normale ainsi que le montre la figure III-47b.

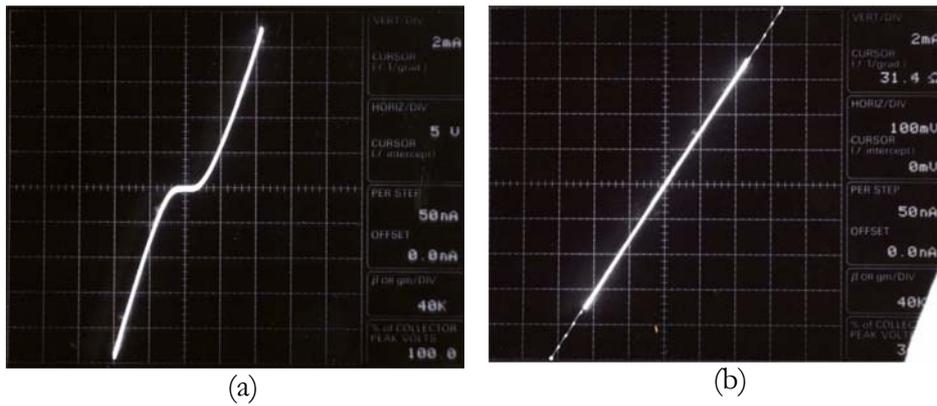


Figure III-47 : Caractéristiques I(V) entre deux plots d'échelles de résistance réalisées sur InP (a) et InGaAsP (b) après recuit.

Nous donnons dans la figure III-48 les caractéristiques I(V) réalisées sur les structures PIN mesa à contact métallique sur les trois matériaux après recuit :

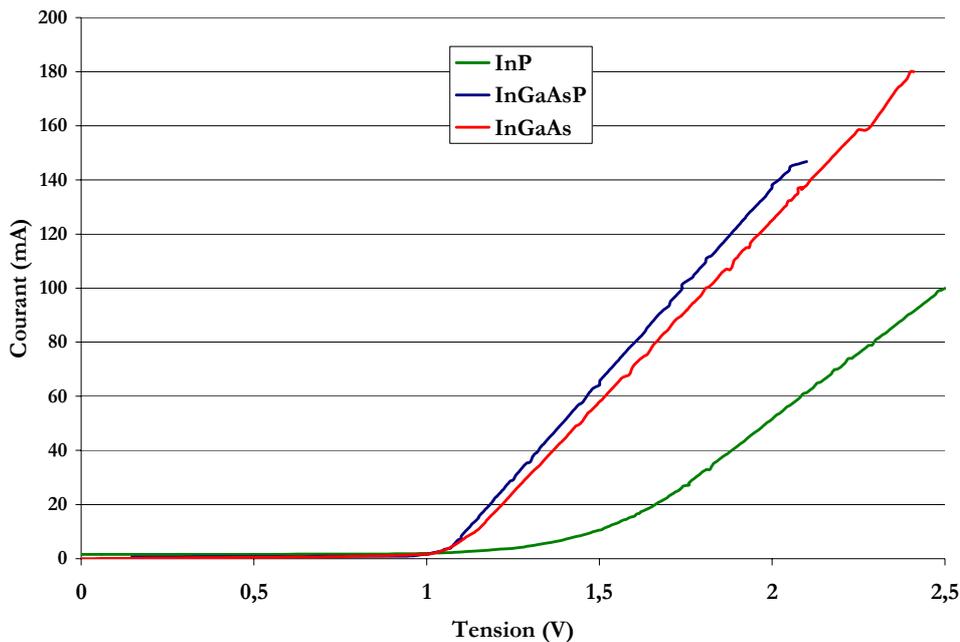


Figure III-48 : Comparaison des caractéristiques I(V) pour des structures PIN à contact ohmique sur InGaAs, InP et InGaAsP de type p+.

Nos mesures montrent distinctement que l'InP conduit à des valeurs de tension nettement trop élevées et indiquent que ce matériau ne convient pas à la réalisation des contacts ohmiques. En revanche, l'InGaAs et l'InGaAsP se comportent sensiblement de la même façon avec une caractéristique I(V) tout à fait typique d'une jonction avec des résistances de contact faibles. L'InGaAsP

peut donc avantageusement remplacer l'InGaAs, d'autant plus que sa résistance de contact est légèrement plus faible que celle de l'InGaAs avec recuit.

Nous avons démontré qu'il était possible de réaliser des contacts ohmiques sur InGaAsP aux qualités sensiblement équivalentes à celles de l'InGaAs, voire meilleures. Utiliser l'InGaAsP plutôt que l'InGaAs dans les structures de commutations présente les avantages de permettre l'intégration monolithique de transitions telles que celles qui ont fait l'objet d'une démonstration dans le paragraphe III.1., et également de réduire considérablement les pertes par absorption dans le contact électrique, puisque le quaternaire InGaAsP_{1.15μm} p+ est un matériau transparent aux longueurs d'onde d'utilisation. De plus, il présente un indice de réfraction optique plus faible que l'InGaAs, et donc perturbe moins la lumière que ce dernier. Nous avons vérifié en simulation que cet indice, plus faible, ne modifiait pas le calcul d'indice effectif transverse. De plus, possédant un indice réel, il permet d'utiliser des modélisations (analyse modale, BPM 2D) plus rapides que la BPM 3D, préférable quand les matériaux ont des indices complexes.

Cette étude préliminaire nous a également rassurés sur le bon fonctionnement électrique statique des composants, dont les comportements sont tout à fait semblables aux comportements électriques de diode.

III-4. AMELIORATION DU COMMUTATEUR

Après avoir validé les commutateurs DOS 1×2 , la suite du travail consiste à démontrer la faisabilité d'une matrice basée sur ces commutateurs. Malgré les premiers résultats de caractérisation très encourageants, cette structure n'est pas encore optimisée. Avant d'entamer la technologie, et notamment la conception des masques, nous avons voulu modéliser de nouvelles structures en jouant simplement sur les paramètres géométriques des électrodes, tout en conservant la structure de base (épitaxie, topologie des guides passifs, angle du DOS...), afin de nous assurer que l'on ne pouvait pas obtenir de meilleures structures en terme de diaphotie.

4.1. Modélisation du premier commutateur

Les premiers DOS avaient été conçus à l'aide d'un algorithme génétique couplé à des simulations par BPM 2D pour une longueur d'onde de $1.55 \mu\text{m}$ et pour les deux états de polarisation de la lumière. Les résultats de ces modélisations pour la structure optimisée étaient des diaphoties de -20.1 dB en TE et -17.9 dB en TM. Nous avons poursuivi ces simulations mais cette fois nous avons eu recours à la BPM 3D, tout d'abord pour vérifier la cohérence avec les résultats expérimentaux et l'amélioration de la diaphotie avec le changement de longueur d'onde, mais aussi pour améliorer ces performances.

A la fin de chaque simulation, les images donnent une idée de l'efficacité de commutation en fonction de la variation de l'indice injectée dans la structure. Nous présentons ci-après les sorties du premier commutateur DOS simulé en BPM 3D pour différentes variations d'indice :

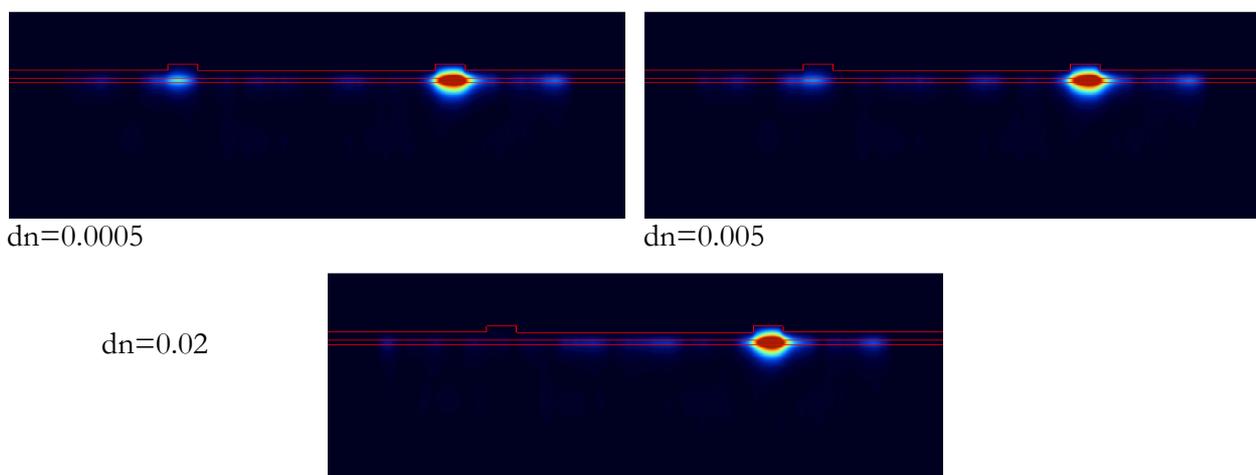


Figure III-49 : Images issues d'une BPM 3D simulant le DOS pour différentes valeurs de variation d'indice injectée dans l'une des deux branches.

Dans ces simulations, nous avons accès à la puissance dans les deux branches. Nous reportons dans la figure III-50 le pourcentage de lumière couplée dans les deux branches pour une variation d'indice de 0.005 dans la partie intrinsèque sous l'une des deux électrodes.

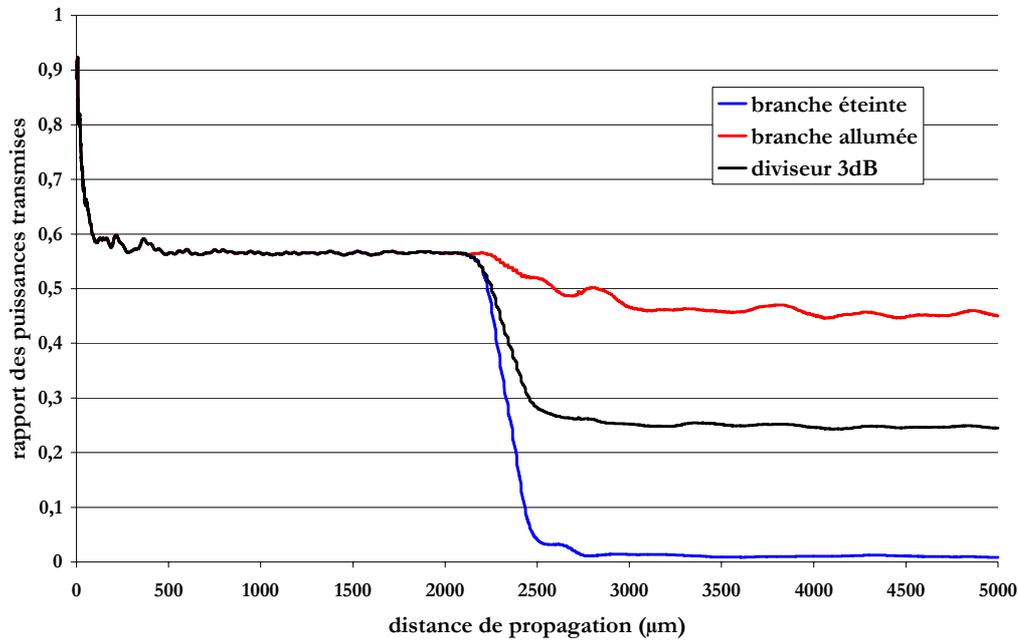


Figure III-50 : Puissances optiques se propageant dans les deux branches du commutateur.

A partir des pourcentages de lumière dans chacune des branches, nous pouvons calculer la diaphotie, correspondant au rapport des puissances des deux sorties. Nous reportons dans le graphique de la figure III-51 les résultats de diaphotie pour les deux longueurs d'onde et les deux états de polarisation de l'onde optique :

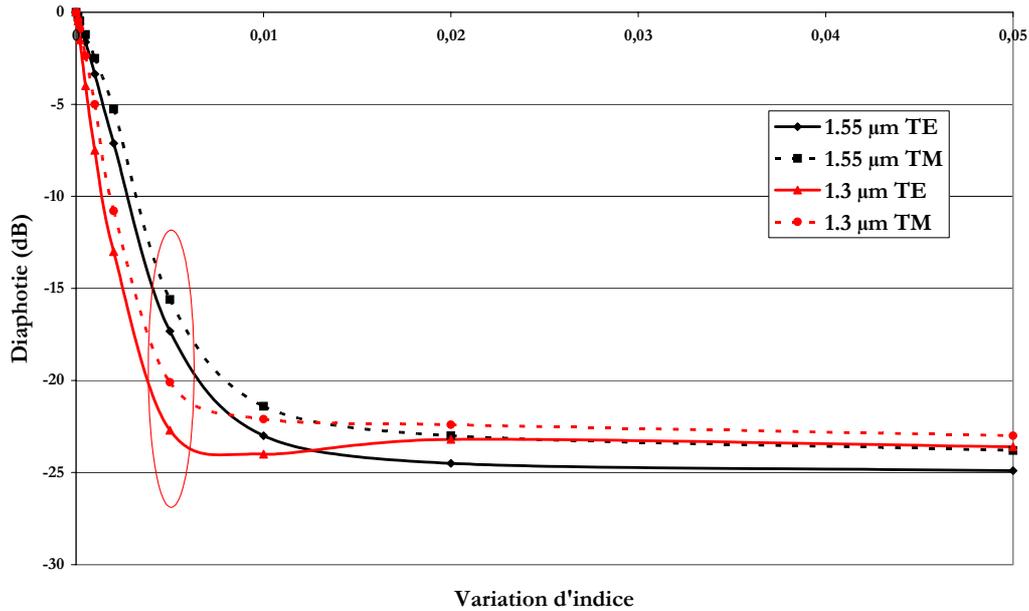


Figure III-51 : Diaphotie en fonction de la variation d'indice calculée en BPM 3D.

Avec une variation de 0.005, nous étions en droit d'espérer une diaphotie de -17.3 dB en TE et -15.6 dB en TM à 1.55 μm , ce qui reste cohérent avec les résultats expérimentaux, puisque nous obtenions -13.3 dB de diaphotie moyenne. Nous constatons, par ailleurs, que nous ne retrouvons pas les -30 dB de diaphotie à la longueur d'onde de 1.3 μm . En revanche, nous obtenons des diaphoties plus importantes plus rapidement, c'est-à-dire pour des variations d'indice plus faibles, à 1.3 μm qu'à 1.55 μm : -22.7 dB en TE et -20.1 en TM pour une variation d'indice de 0.005.

4.2. Variations sur les topologies

Comme la structure que nous avons caractérisée avait été étudiée dans les précédents travaux seulement en BPM 2D, nous avons décidé de vérifier en BPM 3D s'il n'existait pas une meilleure topologie. Nous avons entrepris de faire varier la topologie au niveau des électrodes dans le but d'améliorer la diaphotie, tout en conservant l'épitaxie présente.

Nous rappelons dans la figure III-52 le schéma de l'ancienne géométrie en indiquant les paramètres que l'on a cherché à modifier :

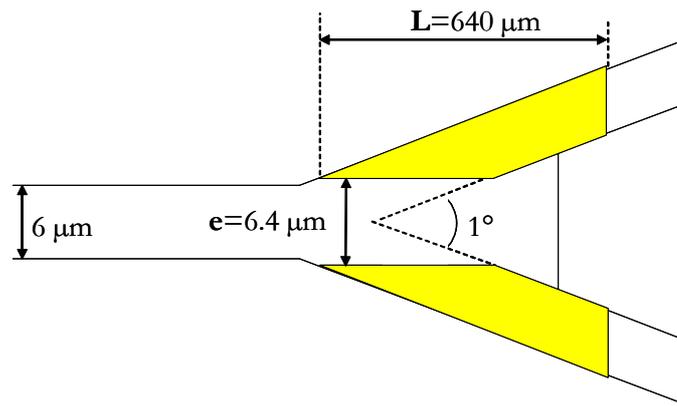


Figure III-52 : Schéma de l'ancien commutateur. Les paramètres à étudier sont l'écart entre les deux électrodes e et la longueur des électrodes L .

N'ayant que deux paramètres à faire varier, nous n'avons pas eu recours aux algorithmes génétiques, modélisations assez lourdes à mettre en place et requérant un temps de calcul assez long. Nous avons opté pour une méthode empirique consistant à changer un paramètre à la fois et à étudier son influence. Cette technique est encore utilisable avec deux variables. Celles-ci sont donc l'écart entre les électrodes e et la longueur des électrodes L .

4.2.1. Etude en fonction de l'écart entre les électrodes

Cette étude a été faite à $1.55\ \mu\text{m}$ en TE et TM pour une variation d'indice de 0.005. Le domaine de variation de la variable est $[2 ; 6.4]$. Le maximum de cet intervalle correspond à l'écart de l'ancienne structure.

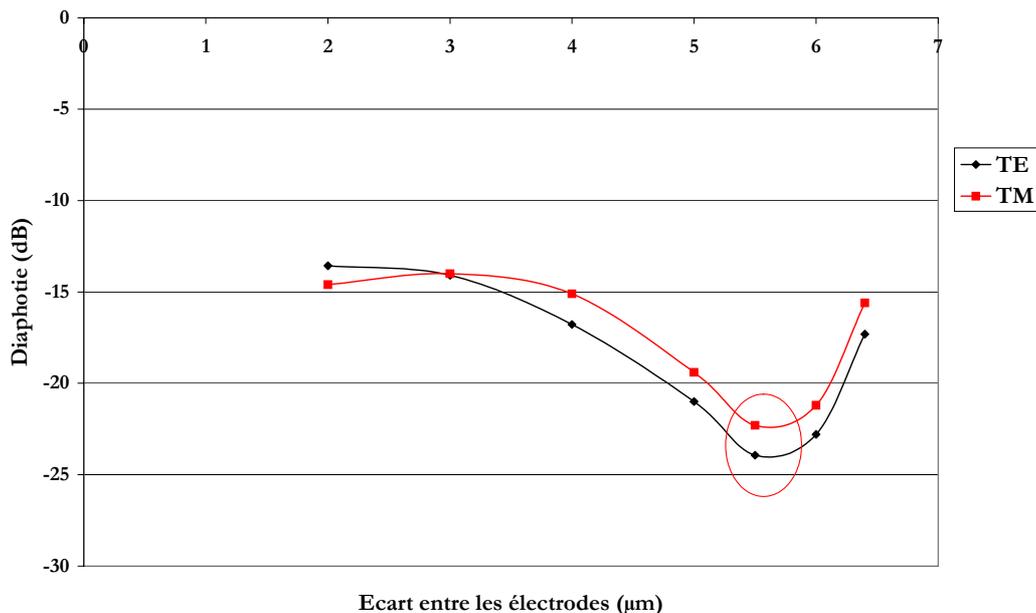


Figure III-53 : Etude de la diaphotie en fonction de l'écart entre les électrodes pour un $dn=0.005$.

La plus forte diaphotie est obtenue pour un **écart de 5.5 μm entre les deux électrodes**. Nous avons gardé cette valeur pour ce premier paramètre et nous avons fait varier le second.

4.2.2. Etude en fonction de la longueur d'électrode

Cette étude a été faite à 1.55 μm en TE et TM pour une variation d'indice de 0.005. Le domaine de variation de la variable est [600 ; 950].

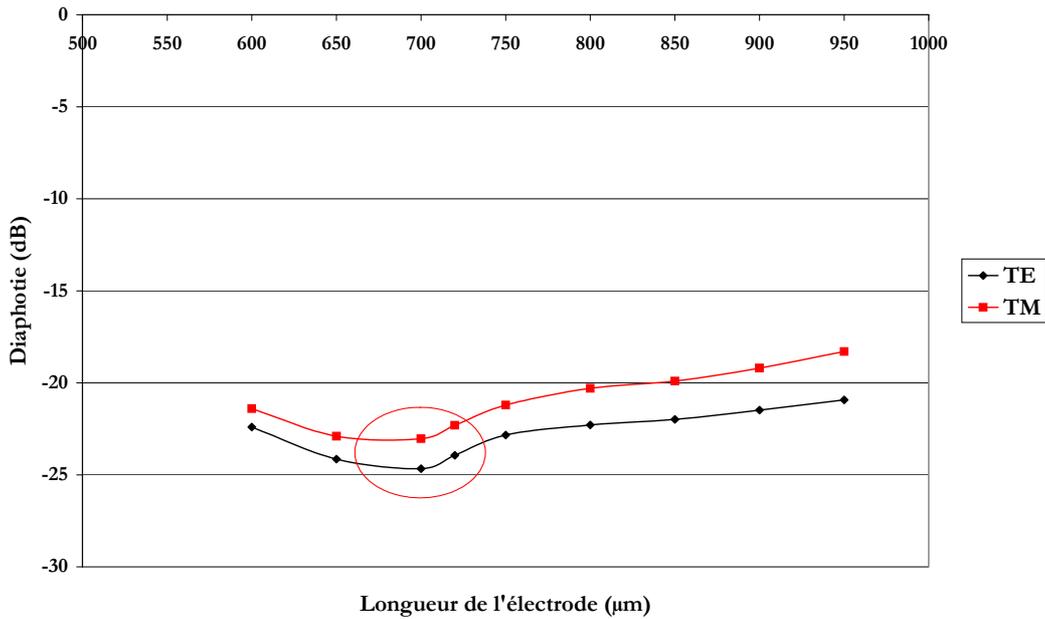


Figure III-54 : Etude de la diaphotie en fonction de la longueur d'électrode pour un $dn=0.005$.

La plus forte diaphotie est obtenue pour une **longueur d'électrode de 700 μm** .

D'une manière générale nous constatons, en simulation, que le commutateur n'est pas très sensible à la polarisation.

4.3. Notre sélection

Après cette rapide étude de modélisation, nous avons mis en évidence que de meilleures structures en terme de diaphotie pouvaient être envisagées. La position et la forme des électrodes semblent être des paramètres déterminants. Nous avons en particulier sélectionné une nouvelle géométrie de la partie active constituée de deux électrodes longues de 700 μm et espacées de 5.5 μm . Pour cette structure, les diaphoties simulées sont -24.6 dB en TE et -23 dB en TM pour une variation d'indice de 0.005. Nous présentons dans la figure III-55 suivante le schéma de la nouvelle structure :

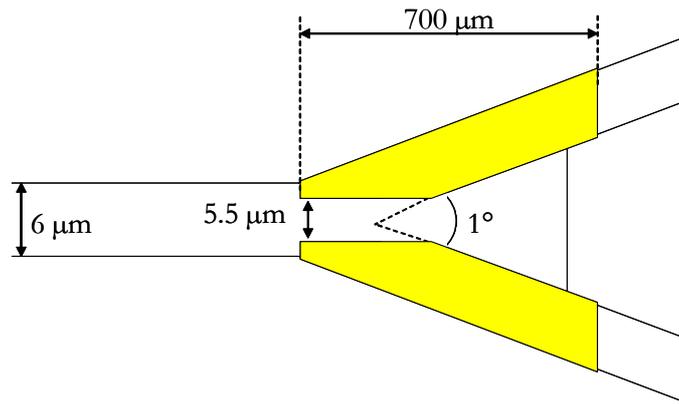


Figure III-55 : Schéma du nouveau commutateur.

Nous présentons dans la figure III-56 les images issues des simulations illustrant les deux sorties optiques des deux structures, pour une variation d'indice de 0.005.

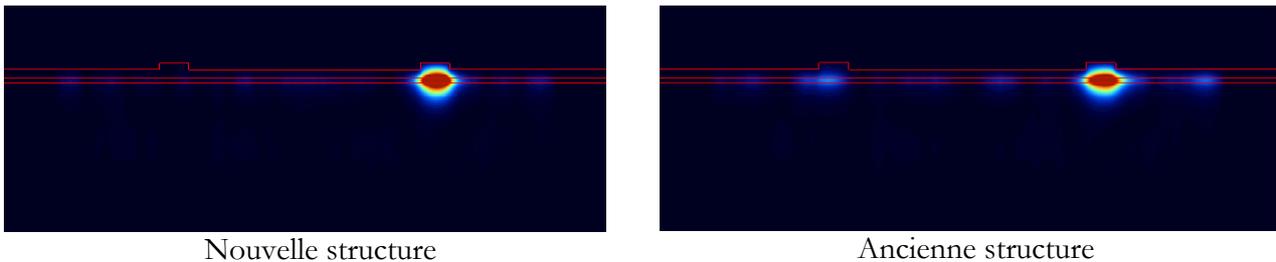


Figure III-56 : Images issues de BPM 3D simulant les deux structures de DOS pour une variation d'indice injectée dans l'une des deux branches de 0.005.

Il nous reste à vérifier ensuite le comportement de cette structure pour différentes variations d'indice. Nous présentons dans la figure III-57 les résultats de simulations donnant la diaphotie en fonction de la variation d'indice pour les deux états de polarisation à 1.55 µm. Nous superposons également à ces résultats les résultats de simulation de l'ancienne structure :

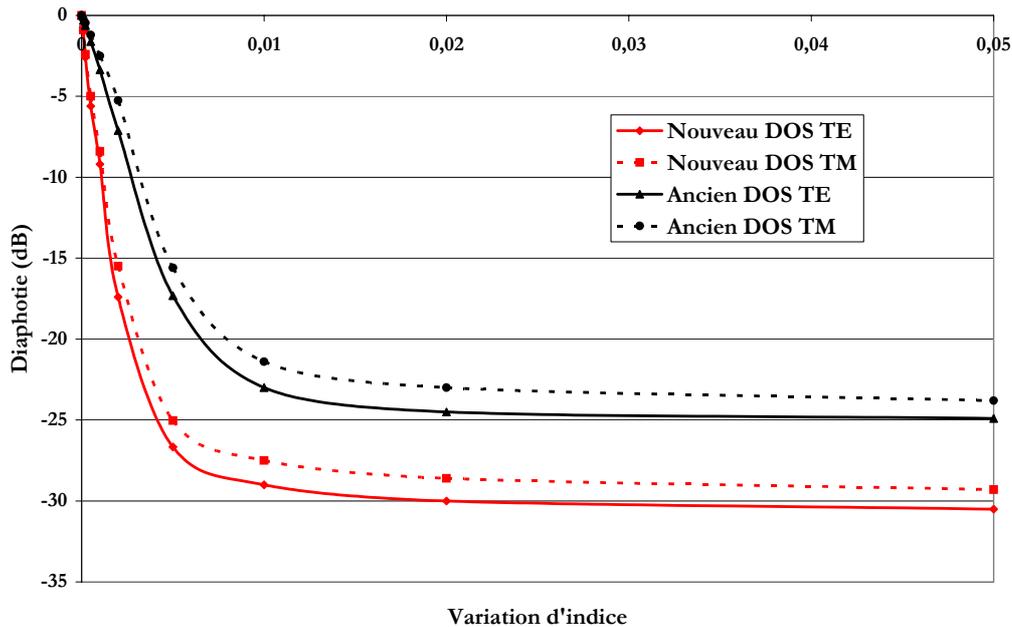


Figure III-57 : Etude de la diaphotie à 1.55 μm en fonction de la variation d'indice dans les deux structures.

Il est vrai que pour une variation d'indice de 0.005, valeur la plus souvent utilisée dans les modélisations, **nous gagnons 10 dB en diaphotie avec cette nouvelle structure**. Cet écart est plus faible aux variations d'indice inférieures et se réduit également aux variations d'indice supérieures, nous ne gagnons alors plus que 5 dB avec cette nouvelle structure.

*Remarque : Dans ces simulations, antérieures à la mesure de la variation d'indice annonçant des **variations d'indice maximales à 1.55 μm de 1.10^3** , que nous avons présentée au chapitre II, nous avons entré des variations d'indice de 5.10^3 . Nous n'avons pas voulu reprendre tous ces calculs, mais ces résultats sont à revoir à la baisse : **les diaphoties auxquelles nous devons nous attendre lors des travaux de caractérisation devraient être plus faibles que celles présentées ici.***

En revanche, il se peut qu'à 1.3 μm on atteigne des variations d'indice de l'ordre de 5.10^3 . Malheureusement nous n'avons pu le confirmer faute de matériel pour mener à bien la mesure de variation d'indice à 1.3 μm .

III-5. CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons tenté de résoudre ou d'améliorer quelques points problématiques mis en évidence lors des premiers travaux de caractérisation. Notre premier souci a été de travailler sur les aspects passifs et, en premier lieu, sur l'amélioration du couplage entre les guides passifs et les fibres d'entrée et de sortie ; ceci nous a amené à concevoir et réaliser technologiquement des adaptateurs de mode intégrés monolithiquement au guide optique afin de réduire les pertes d'insertion fibre à fibre. Leur caractérisation a démontré des améliorations de couplage avec une fibre clivée d'environ 3 dB et une meilleure tolérance à l'alignement avec la fibre.

Le second aspect passif que nous avons abordé concerne les pertes de propagation, soit les pertes totales d'insertion hormis les pertes de couplage. Nous avons cherché à savoir dans quelles mesures nous pouvions restreindre ces pertes, de catégorie et d'origine différentes. Nous avons mis en évidence deux points que l'on pouvait améliorer.

- Après avoir mesuré les pertes par propagation (8 dB/cm), nous avons démontré qu'en introduisant une couche tampon de 1 μm les pertes de propagation étaient réduites de 3.5 dB/cm ; ce qui a mis en exergue une forte absorption, à l'origine, dans le substrat.
- Nous avons cherché à connaître la part des pertes supplémentaires introduites par les guides courbes. Nous avons également obtenu la confirmation que, pour réduire les pertes, les courbures devaient être faibles, impliquant *a fortiori* des tailles de composants plus importantes.
- Il faut mieux confiner les guides passifs. Mais si l'on ne veut pas se départir de la structure des parties actives, il faut introduire une étape de gravure supplémentaire, que l'on a appelée « sur-gravure », qui intervient après la réalisation des guides actifs et passifs.
- Nous avons également mesuré les pertes par absorption dans les électrodes. Une des solutions pour réduire ces pertes serait notamment de remplacer le ternaire par du quaternaire.

Ce dernier point s'avère être également indispensable si l'on souhaite intégrer les adaptateurs de mode sur la structure complète de la matrice, les adaptateurs de mode n'étant pas constitués d'InGaAs mais de InGaAsP. Pour rendre les épitaxies des commutateurs et des transitions optiques compatibles, nous avons vérifié la faisabilité de contacts ohmiques sur InGaAsP. Nous avons profité de cette étude pour démontrer les effets bénéfiques du recuit post-métallisation, dont l'absence au cours des travaux précédents pouvait expliquer un certain nombre de claquages.

Nous avons terminé sur les travaux de modélisation visant à améliorer la structure déjà réalisée. Cette nouvelle structure constituera la brique des divers composants présentés au chapitre suivant. La topologie du passif n'a pas été modifiée. Le travail sur les pertes reste valable pour les futures matrices.

III-6. REFERENCE

- [1] I. MOERMAN, P. VAN DAELE, P. M. DEMEESTER.
A review on fabrication technologies for monolithic integration of tapers with III.V semiconductors devices
IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 1997, Vol. 3, n° 6, pp. 1308-1320.
- [2] G. WENGER, M. SCHIENLE, J. BELLERMANN, B. ACKLIN, J. MÜLLER, S. EICHINGER, G. MÜLLER.
Self-Aligned Packaging of an 8x8 InGaAsP-InP Space Switch
IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 1997, Vol. 3, n° 6, pp. 1445-1456.
- [3] J. STULEMEIJER, A.F. BAKKER, I. MOERMAN, F.H. GROEN, M.K. SMIT.
InP-Based Spot size converter for integration with switching devices
IEEE Photonics Technology Letters, 1999, Vol. 11, n° 1, pp. 81-83.
- [4] R. BELLINI.
Etude théorique et expérimentale de guides optiques à base de polymères pour la réalisation de commutateurs électro-optiques
Thèse, Université de Lille 1, 2000.
- [5] K. BLARY, B. BELLINI, Y. HERNANDEZ, J. F. LARCHANCHE, J. HARARI, J-P. VILCOT, F. MOLLOT, D. DECOSTER.
Optical mode transformer for low Loss coupling between fiber and InP based photonic circuits
Proceedings Wocsdice XXV, 2001, pp. 103-104.
- [6] K. BLARY, J. HARARI, Y. HERNANDEZ, V. MAGNIN, J. P. VILCOT, D. DECOSTER.
Adaptateur de mode sur InP pour couplage fibre-guide avec faibles pertes
Actes de Telecom' 2001 & 2^{èmes} JFMMA, pp. 358-363.
- [7] R. J. DERI, E. KAPON.
Low-loss III-V semiconductor optical waveguides
IEEE Journal of Quantum Electronics, 1991, Vol. 27, n° 3, pp. 626-640.
- [8] R. G. WALKER.
Simple and accurate loss measurement technique for semiconductor optical waveguides
Electronics Letters, 1985, Vol. 21, n° 13, pp. 581-583.
- [9] T. FEUCHTER, C. THIRSTRUP.
High precision planar waveguide propagation loss measurement technique using a Fabry-Perot cavity
IEEE Photonics Technology Letters, 1994, Vol. 6, n° 10, pp. 1244-1247.
- [10] D. L. LEE.
Electromagnetic Principles of Integrated Optics
Ed. John Wiley & sons, 1986.
- [11] P. L. LIU, P. J. CRESSMAN, J. R. DEBESIS, S. STOLLER.
Comparison of measured losses of Ti:LiNbO3 channel waveguides bends
IEEE Photonics Technology Letters, 1991, Vol. 3, n° 8, pp. 755-756.
- [12] R. J. DERI, M. SETO, M. YI-YAN, E. COLAS, R. BHAT.
Diffusion-limited etching for compact, low-loss semiconductor integrated optics
IEEE Photonics Technology Letters, 1989, Vol. 1, n° 2, pp. 46-48.
- [13] M. W. AUSTIN, P. G. FLAVIN.
Small-radii curved rib waveguides in GaAs/GaAlAs using electron beam lithography
IEEE Journal of Lightwave Technology, 1983, Vol. 1, n° 1, pp. 236-240.
- [14] E. G. NEUMANN, W. RICHTER.
Sharp bends with low losses in dielectric optical waveguides
Applied Optics, 1983, Vol. 22, n° 7, pp. 1016-1022.
- [15] J. YAMAUCHI, S. KIKUCHI, T. HIROOKA, H. NAKANO.
Beam propagation analysis of bent step-index slab waveguides
Electronics Letters, 1990, Vol. 26, n° 12, pp. 822-824.
- [16] V. VAN, P. P. ABSIL, J. V. HRYNIEWICZ, P.-T. HO.
Propagation loss in single-mode GaAs-AlGaAs microring resonators: measurement and model
IEEE Journal of Lightwave Technology, 2001, Vol. 19, n° 11, pp. 1734-1739.
- [17] T. C. SHEN, G. B. GAO, H. MORKOC.
Recent developments in ohmic contacts for III-V compound semiconductors
Journal of Vacuum Science and Technology, 1992, B 10(5), pp. 2113-2132.

CHAPITRE IV

RÉALISATION ET CARACTÉRISATION DES MATRICES DE COMMUTATION

La technologie sur semiconducteur étant très sensible et ayant certaines limites physiques souvent incontournables, parfois même fatales au bon fonctionnement des composants (définition des motifs, qualité des dépôts, inhomogénéités des gravures etc.), de gros efforts technologiques doivent être fournis à chaque étape pour maîtriser au mieux les paramètres critiques. Les deux thèses précédentes ont été le siège de très gros efforts notamment en ce qui concerne l'optimisation du procédé de gravure, le contrôle des profondeurs de gravure et l'isolation électrique, mais à chaque étape, il faut multiplier les essais pour fiabiliser ainsi le procédé complet.

Dans ce chapitre, nous aborderons les **procédés technologiques complets** en donnant une description exhaustive de chacune des étapes aboutissant à la réalisation de la matrice de commutation. Suivront ensuite les **résultats des travaux de caractérisation**.

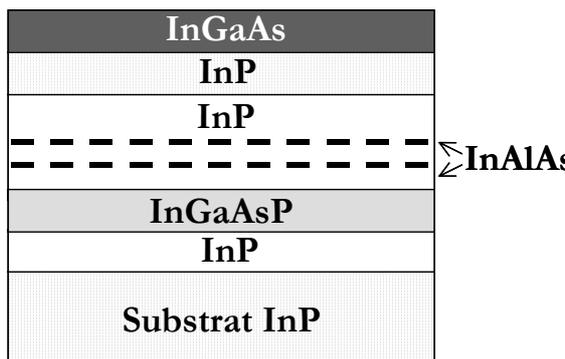
IV-1. PRESENTATION DES DISPOSITIFS

1.1. Choix des épitaxies

Le choix de la première structure épitaxiale nous a été dicté par les résultats de caractérisations obtenus au début de cette thèse sur les composants réalisés lors de la précédente. Cette structure est loin d'être optimisée, que ce soit en terme de pertes ou de diaphotie, aussi bien d'un point de vue électrique que d'un point de vue optique, mais nous rappelons que notre but est ici de démontrer la faisabilité d'une matrice à partir des seuls commutateurs qui ont fonctionné correctement. Nous repartons donc de cette structure de base, structure des précédents travaux.

Cette structure épitaxiale a été réalisée sur un substrat InP de 2 pouces de diamètre dans le bâti de MBE source gaz dans l'équipe de F. Mollot de l'I.E.M.N. L'édifice épitaxial est illustré sur le schéma de la figure IV-1 :

Matériau	Type	Dopage (cm^{-3})	Epaisseur
InGaAs	P ⁺⁺	2.10^{19}	4000 Å
InP	P ⁺	2.10^{18}	2000 Å
InP	n.i.d.		7000 Å
InAlAs	n.i.d.		50 Å
InP	n.i.d.		3000 Å
InAlAs	n.i.d.		50 Å
InP	n.i.d.		5000 Å
InGaAsP _{1.15μm}	n.i.d.		3000 Å
Buffer InP	N ⁺	5.10^{18}	500 Å
Substrat InP	N ⁺	5.10^{18}	400 μm



Le schéma à gauche illustre la structure épitaxiale avec les couches suivantes de haut en bas : InGaAs, InP, InP, InAlAs (indiqué par une accolade et une flèche), InGaAsP, InP, et Substrat InP. Des traits horizontaux à l'intérieur de la couche InP au-dessus de InAlAs indiquent une structure à grilles.

Figure IV-1 : 1^{ère} épitaxie dédiée à la réalisation des matrices de commutation.

On y retrouve un cap layer fortement dopé, permettant une bonne injection du courant au travers des contacts ohmiques, ainsi qu'une couche d'InP moins dopé sur laquelle repose le matériau de cette couche de contact. Ce que l'on pourrait appeler la couche « active » de cette épitaxie, qui s'avère être le cœur du guide optique, est constitué de 3000 Å de quaternaire. Cette couche est épitaxiée sur un buffer d'InP n⁺ de faible épaisseur et avant une couche de 1.5 μm d'InP non intentionnellement dopé. L'épitaxie de base comporte cette fois deux couches d'arrêt en AlInAs car la structure se caractérise par une différence de hauteur d'InP entre zones active et passive pour permettre l'isolation électrique. Les emplacements des deux couches d'arrêt correspondent aux profondeurs de gravure que l'on souhaite

atteindre. La première correspond à la hauteur d'InP délimitant les guides passifs et la seconde correspond à la base inférieure des rubans optiques.

Nous avons choisi une deuxième épitaxie, très proche de la structure de base à laquelle nous avons apporté quelques modifications, suite aux résultats des travaux menés en parallèle et exposés dans le chapitre III, à savoir :

- Nous avons introduit une couche tampon non-intentionnellement dopée d'InP entre le cœur du guide en quaternaire et le substrat d'InP n+, permettant de réduire les pertes par absorption, là où le faisceau optique est confiné. Introduire une couche tampon signifie également que l'on augmente la zone intrinsèque. Pour avoir une densité de porteurs injectés dans cette structure équivalente à celle de la première structure et donc une efficacité de commutation équivalente, il faudra augmenter le courant injecté et *a fortiori* la consommation. Nous avons donc choisi une épaisseur de 5000 Å respectant ce compromis.

- Nous avons remplacé l'InGaAs par du quaternaire 1.15 μm de même nature que le cœur, de façon à réduire les pertes et pour se garder la possibilité d'introduire un taper. Voulant conserver les mêmes propriétés électriques dans les deux structures, nous avons laissé les mêmes dopages. Mais on fait croître 3000 Å de quaternaire plutôt que 4000 Å. Nous avons en effet constaté dans les simulations que l'épaisseur de la couche de quaternaire en tant que cap layer n'avait pas d'influence sur les pertes ou la diaphotie. Nous avons donc préféré l'épaisseur la plus rapide à épitaxier.

Les paramètres de cette couche sont donnés dans la figure IV-2 :

Matériau	Type	Dopage (cm ⁻³)	Epaisseur
InGaAsP	P++	2.10¹⁹	3000 Å
InP	P+	2.10 ¹⁸	2000 Å
InP	n.i.d.		7000 Å
InAlAs	n.i.d.		50 Å
InP	n.i.d.		3000 Å
InAlAs	n.i.d.		50 Å
InP	n.i.d.		5000 Å
InGaAsP _{1.15μm}	n.i.d.		3000 Å
Buffer InP	n.i.d.		5000 Å
Substrat InP	N+	5.10 ¹⁸	400 μm

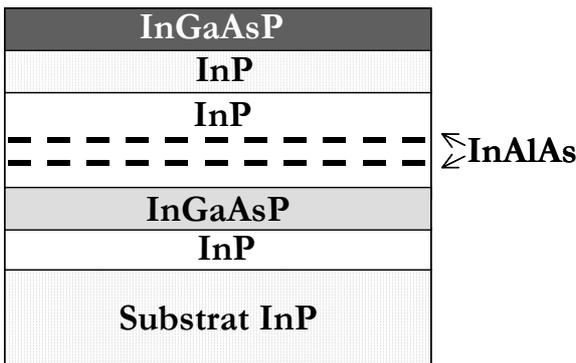


Figure IV-2 : 2^{ème} épitaxie dédiée à la réalisation des matrices de commutation.

On remarquera qu'en dehors de ces deux modifications, cette seconde épitaxie ne comporte pas d'autres différences. Notamment l'épaisseur d'InGaAsP (cœur du guide) est toujours égale à 3000 Å et les couches d'arrêt sont toujours au même emplacement dans l'empilement des couches. La comparaison des performances de ces deux couches nous permettra de vérifier si nos « alternatives » (solutions) aux difficultés rencontrées dans le chapitre III sont intéressantes et justifiées.

1.2. Rappel des structures

Les commutateurs DOS sont constitués d'un guide principal, constituant l'entrée du commutateur, qui se divise en deux guides (jonction Y), constituant les deux sorties possibles. Au niveau de l'intersection, à l'entrée de ces deux guides se trouvent deux électrodes (figure IV-3). Celles-ci définissent les zones où sera injecté du courant, elles constituent avec les portions du guide placées sous elles les parties réellement actives du commutateur. C'est dans cette zone que s'effectue la commutation électro-optique.

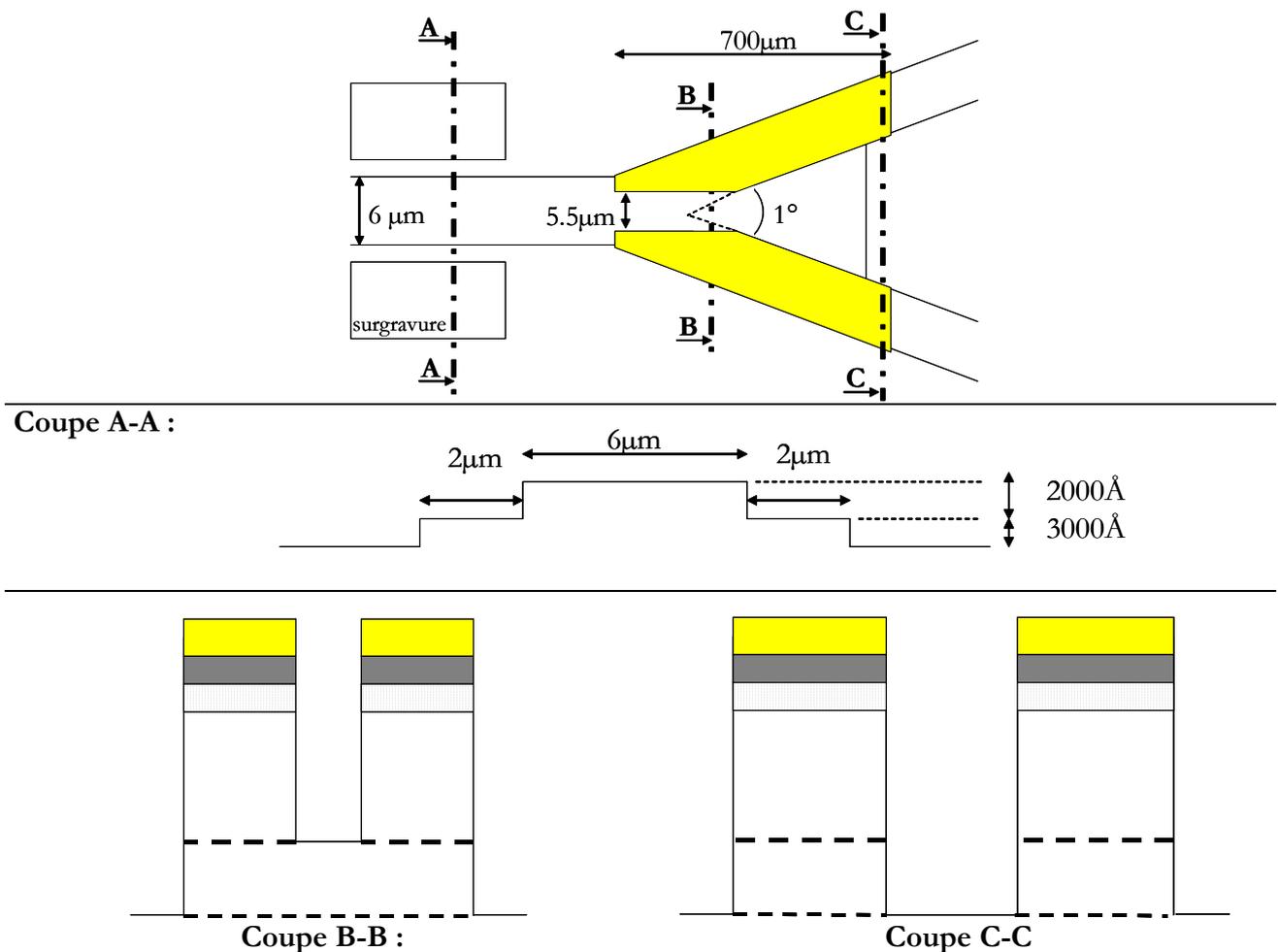


Figure IV-3 : Vue de dessus et coupes schématisées du commutateur DOS.

1.3. Les masques et les différents dispositifs

Différents composants ont été conçus sur ces masques. Ces différents dispositifs découlent des commutateurs 1×2 , notamment les commutateurs 1×4 , qui possèdent deux étages de commutation assurés par trois commutateurs 1×2 ; une représentation de la topologie du masque est donnée dans la figure IV-4 :

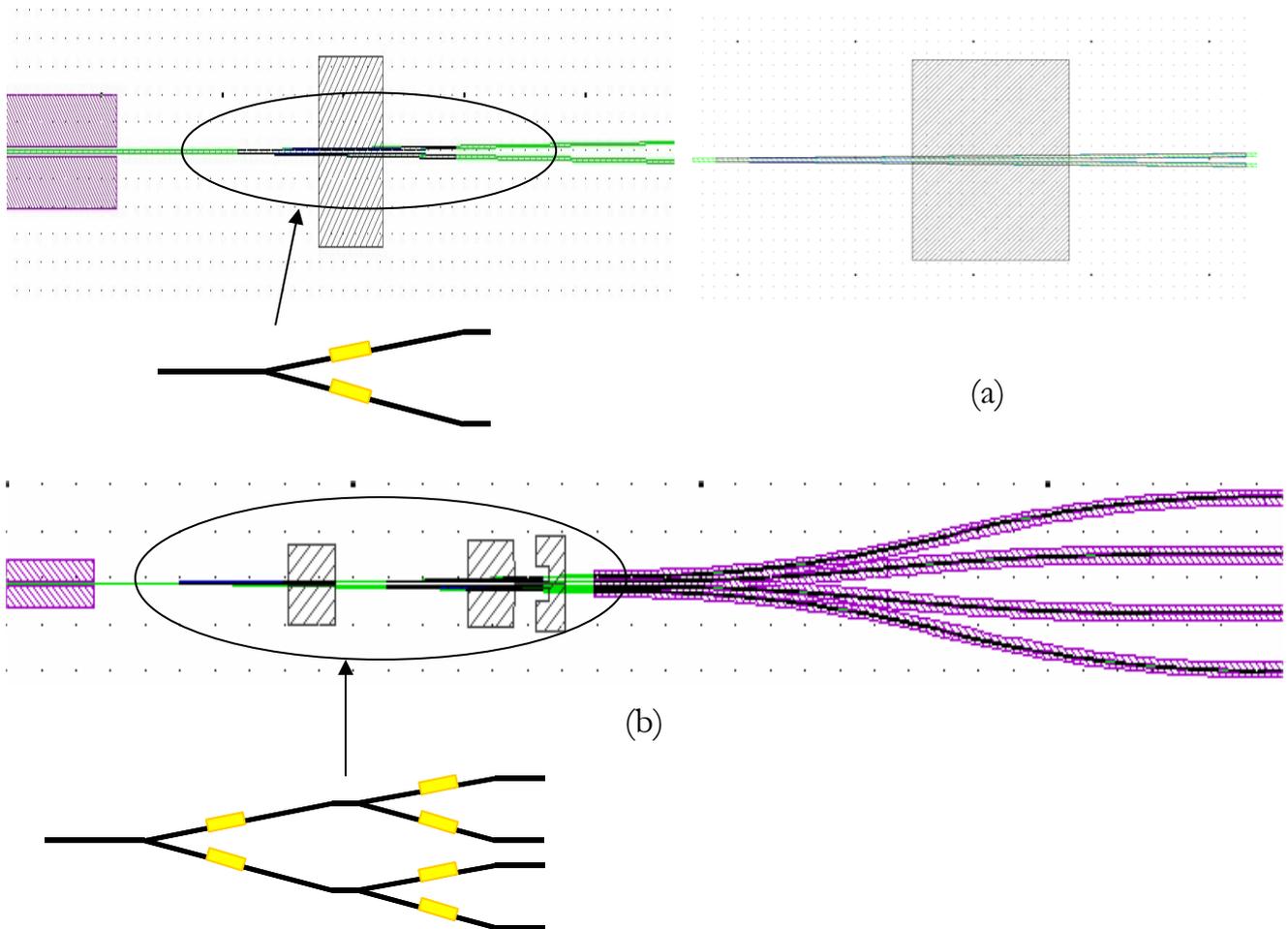


Figure IV-4 : Représentation du masque d'un commutateur DOS 1×2 (a) et d'un commutateur 1×4 (b).

Les sorties de commutateur 1×4 sont espacées de manière à pouvoir être fibrées.

Les matrices sont constituées de commutateurs positionnés et interconnectés tels que toute entrée puisse être reliée à toute sortie. Des matrices 2×2 ont été prévues sur ce masque. Elles ne possèdent qu'un étage de commutation et deux commutateurs 1×2 . Dans la figure IV-5 est représenté un extrait du masque représentant une telle matrice.

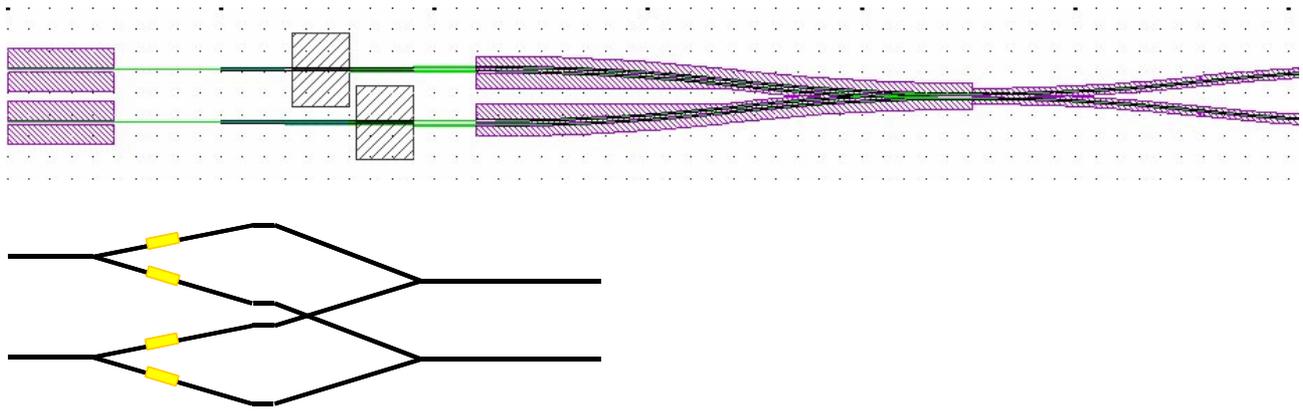


Figure IV-5 : Représentation du masque d'une matrice 2x2.

Le souci d'obtenir des structures caractérisées par l'équidistance des chemins « intramatriciels » nous a amené, pour les matrices 2x2, à utiliser de nombreux guides courbes, de grand angle et de grand rayon de courbure. Les entrées et les sorties des matrices sont espacées de façon à pouvoir être fibrées.

Des matrices de commutation 4x4 ont également été réalisées sur ces masques. Une matrice de commutation 4x4 est constituée de plusieurs commutateurs, 12 exactement, tels que décrits précédemment dans la figure IV-3 et surtout d'une zone de recombinaison de toutes les sorties de ces commutateurs, qui sont au nombre de 16, pour ne plus constituer que les quatre sorties de la matrices. La figure IV-6 illustre la complexité du composant à travers l'agrandissement de son masque :

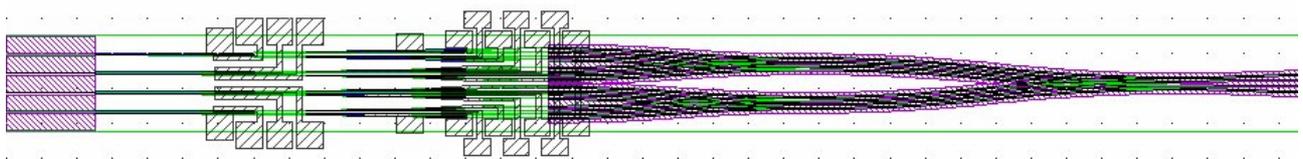


Figure IV-6 : Représentation du masque d'une matrice 4x4.

Outre les commutateurs optiques, ces composants sont constitués de nombreux guides courbes et sécants, et de sommateurs. Nous avons également envisagé sur les masques des composants simplement passifs (guides courbes, guides croisés, sommateurs) pour pouvoir les caractériser séparément.

Sur tous les précédents schémas, nous avons pu distinguer quatre niveaux de masquage différents. Ces différents niveaux correspondent aux étapes suivantes :

- | | |
|-------------------------------------|---|
| 1. Définition des contacts ohmiques | 3. Définition des trous d'isolation optique |
| 2. Définition des guides | 4. Définition des plots d'épaissement |

Nous présentons sur la figure IV-7 des schémas extraits du fichier de dessin des masques illustrant la superposition des différents niveaux – cas de la matrice 2x2 :

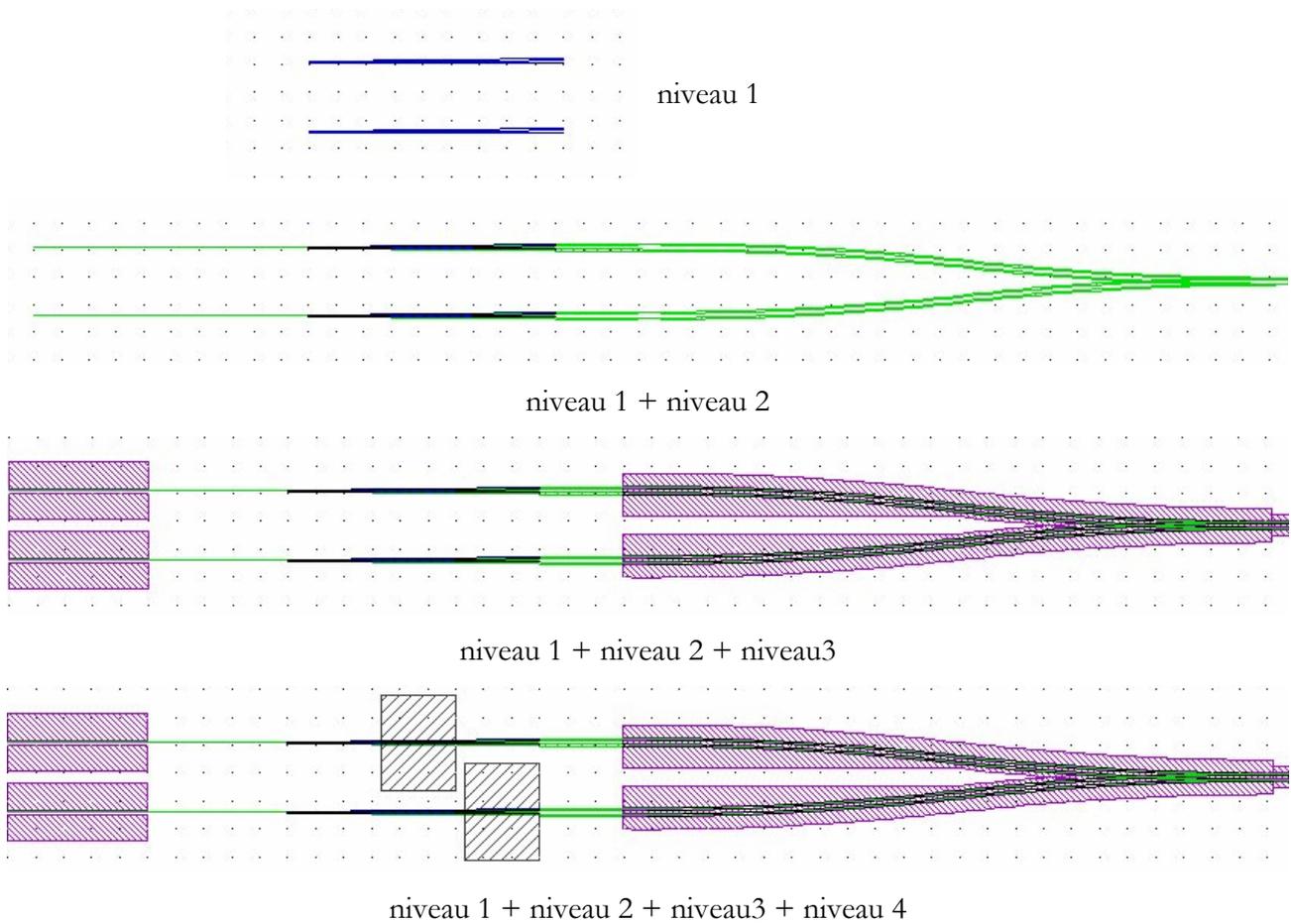


Figure IV-7 : Superposition des différents niveaux de masques.

Seuls quatre niveaux de masquage sont nécessaires pour la réalisation de notre composant. Comme nous tenons à réaliser la technologie la plus simple possible, nous essayons de minimiser au maximum le nombre d'écriture par lithographie électronique au profit de la lithographie optique, dès que les contraintes technologiques nous le permettent. Sur les quatre niveaux, nous distinguons :

- Deux niveaux de masquage en lithographie électronique :
 - Dépôt des électrodes
 - Réalisation des guides
- Deux niveaux de masquage en lithographie conventionnelle :
 - Trous d'isolation optique
 - Plots d'épaissement

Entre ces quatre niveaux d'écritures sont intercalées d'autres étapes comme des étapes de gravures auto-alignées ou des étapes de dépôt, ou des étapes ne nécessitant pas forcément l'écriture de motifs, comme nous le verrons dans la suite.

IV-2. LA REALISATION TECHNOLOGIQUE

Les généralités sur les techniques et technologies dont nous disposons à l'I.E.M.N. sont en partie présentées dans l'annexe C. Nous décrivons dans les parties suivantes les procédés spécifiquement appliqués à nos divers composants réalisés. Nous allons tout d'abord présenter brièvement les principales étapes technologiques nécessaires à la réalisation des composants de commutation, avant de nous lancer dans une description plus exhaustive de chacune d'entre elles.

2.1. Récapitulatif des étapes technologiques

Par souci de clarté pour le lecteur, nous récapitulons ici les principales étapes nécessaires à la réalisation des composants de commutation, sans mentionner, dans un premier temps, les paramètres technologiques mis en jeu. Le procédé de fabrication comporte sept grandes étapes principales : le dépôt des contacts ohmiques p face avant, l'isolation des électrodes, la définition des guides passifs, l'isolation optique entre les diverses entrées et sorties des commutateurs et matrices, la planarisation, l'épaississement des contacts p et le dépôt du contact n. Nous présentons schématiquement dans la figure IV-8 ces principales étapes technologiques, pour avoir en tête dès maintenant le déroulement des opérations.

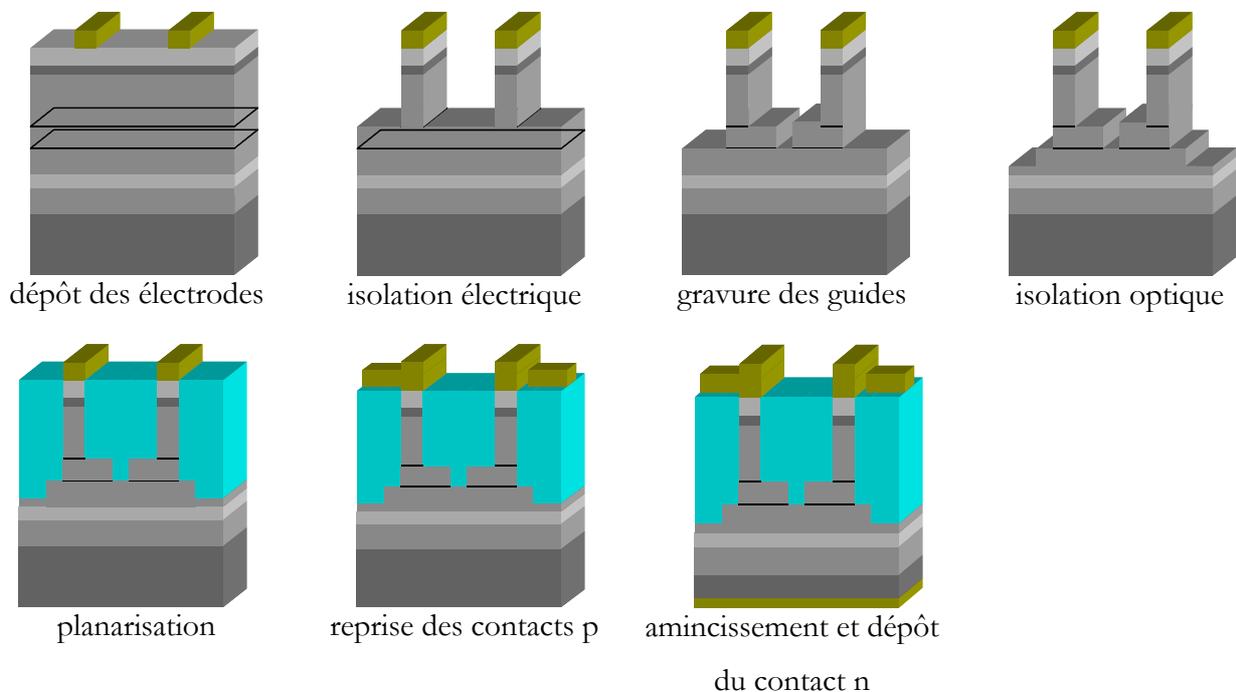


Figure IV-8 : Récapitulatif des principales étapes technologiques.

Remarque : Nous avons volontairement dessiné les électrodes parallèles pour des raisons pratiques !!

- **Dépôt des électrodes**

Il s'agit ici de déposer les contacts ohmiques de type p dans lesquels sera injecté le courant électrique. Ces contacts ohmiques sont constitués de la séquence de métaux Platine/Titane/Platine/Or.

- **Gravure (définition) des guides de la partie active**

Pour que le composant ait les caractéristiques désirées (sur le plan optique dans un premier temps) nous aurons à graver $0.9\ \mu\text{m}$ d'InP ainsi que la couche superficielle d'InGaAs ou d'InGaAsP, d'épaisseur respective $4000\ \text{Å}$ et $3000\ \text{Å}$. Une contrainte de cette étape est la verticalité des flancs de gravure afin d'assurer un confinement optimum et afin d'avoir des branches de commutateur les plus distinctes possibles. L'objectif est donc ici, outre la gravure elle-même, de définir un procédé technologique permettant d'utiliser les rubans définis au précédent niveau comme masque de gravure.

- **Définition et réalisation des guides optiques**

Il faut ensuite définir tous les guides passifs amenant la lumière à cette partie active et surtout toute la recombinaison des guides assurant l'aiguillage vers les différentes sorties du composant. Cette étape constitue la deuxième gravure du composant. L'épaisseur à graver est cette fois-ci de $0.3\ \mu\text{m}$ d'InP.

- **Trous d'isolation optique**

Cette phase est exécutée immédiatement après la gravure des guides. Afin d'empêcher que de la lumière guidée dans le quaternaire ne parasite le fonctionnement du composant, nous avons gravé des tranches en entrée et en sortie, ainsi qu'autour des zones de croisements de la partie passive, pour confiner au maximum l'onde optique. Ce qui correspond au troisième niveau de masque.

- **Planarisation de la silice**

Le prochain stade est le dépôt des reprises de contact pour pouvoir injecter du courant dans la structure. Ainsi qu'on peut l'imaginer, il n'est pas possible de déposer de suite cette reprise de contact. Il faut déposer un matériau isolant entre ces différents plots et les matériaux n-i-d constituant le reste de la structure et notamment tous les guides passifs. Nous aurons donc besoin de trouver un matériau isolant qui puisse se déposer sur des épaisseurs assez importantes sans se casser ; la hauteur théorique entre le haut du substrat n-i-d et le contact supérieur p est de 1.8 à $1.9\ \mu\text{m}$. Pour ce faire, nous procéderons à un dépôt d'une couche isolante pleine plaque que l'on viendra ensuite planariser. Cette étape ne requiert donc pas de masque.

- **Dépôt des plots d'épaississement**

A ce stade de la réalisation du composant, il reste à déposer les reports d'électrodes p qui permettront l'injection de courant dans la structure. Ces plots d'épaississement seront déposés sur la couche précédente isolante. *A priori*, cette étape ne devrait pas poser de difficultés particulières tant que la planarisation s'est correctement déroulée !

- **Amincissement**

Dans notre cas, nous procédons à un amincissement pour faciliter la dernière étape de clivage, étape cruciale étant donnée la qualité des facettes d'injection requise.

- **Dépôt du contact arrière**

Cette étape consiste à un dépôt pleine plaque face arrière du contact métallique n. Cette étape réalisée, il nous sera alors possible de polariser le composant avec des pointes.

- **Clivage**

N. B. : Marques d'alignement

Ainsi pour aboutir à l'élaboration de ce composant, nous avons créé 4 masques différents représentant chacun un niveau du composant à venir. Deux de ces niveaux, les deux premiers, ne seront pas des masques physiques. Ce choix est déterminé par la dimension et la précision de positionnement des motifs à réaliser.

C'est en superposant chacun de ces masques que l'on arrive à réaliser le composant. Cette superposition implique un, ou des, repère(s) qui permet de positionner chaque masque par rapport au précédent. Ces repères sont appelés marques ou motifs d'alignement. Un motif d'alignement est réalisé à chaque niveau, facilitant ainsi le positionnement des masques successifs. Il possède des dimensions adaptées au mode de lithographie choisi.

Lors de l'écriture du premier niveau sont définies les marques d'alignement qui seront utilisés pour chaque niveau de masquage. Il est de ce fait important que ce premier niveau soit correctement aligné avec le méplat de façon à travailler parallèlement aux directions cristallines. *A priori* cet alignement au masqueur électronique n'est pas des plus délicats.

Les marques d'alignement que nous avons choisies pour la lithographie optique se composent d'une série de dessins comme représentés sur le schéma de la figure IV-9 :

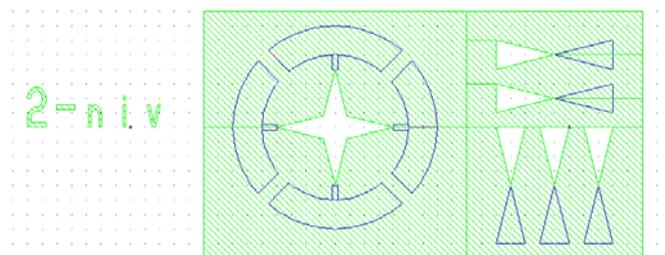


Figure IV-9 : Représentation des marques d'alignement optiques.

Ces marques sont placées sur le substrat lors du premier niveau. Sur les niveaux supérieurs, ce sont les formes complémentaires qui doivent se superposer parfaitement aux premières. La totalité du

motif entre dans un carré de dimensions $300\ \mu\text{m} \times 150\ \mu\text{m}$. Toutes ces marques sont positionnées le plus judicieusement possible sur le substrat, assurant ainsi un alignement optimum des différents niveaux les uns par rapport aux autres.

Il n'en est pas de même pour la lithographie électronique. En effet, de par la précision demandée, le procédé d'écriture par faisceau électronique requiert une infrastructure et donc un appareillage autrement plus compliqué. Paradoxalement à cette complexité, les motifs représentant les marques d'alignement qui permettent au masqueur électronique de se repérer sur le substrat ont une topologie des plus simples. Il s'agit de carrés dont les dimensions peuvent varier. La taille minimale de ces motifs est de $8\ \mu\text{m} \times 8\ \mu\text{m}$. Nous avons donc choisi dans notre cas des carrés de $8\ \mu\text{m} \times 8\ \mu\text{m}$ et des carrés de $20\ \mu\text{m} \times 20\ \mu\text{m}$. Nous avons choisi intentionnellement des marques plus grandes à cause de la première gravure que nous allons devoir effectuer, qui risquerait de dégrader les marques plus petites. Tout comme précédemment, le nombre de ces marques doit être suffisant et elles doivent être placées judicieusement afin de permettre un repérage parfait.

Avec tout ce que nous venons de dire, on comprendra aisément que le premier niveau d'écriture, qui est une écriture électronique, contiendra les deux types de motifs cités ci-dessus. Ils permettront le repérage de tous les niveaux successifs de la réalisation du composant final.

Maintenant que nous avons vu tous les objectifs à atteindre, passons à l'examen détaillé de ceux-ci.

2.2. Etape par étape

Nous décrivons ici la démarche que nous avons adoptée dans le choix des divers paramètres technologiques, mais nous ne justifions pas le choix, ni les principes physiques, largement développés dans l'annexe C relative aux technologies utilisées durant ces travaux de thèse. Il nous semble ici important de préciser que ce qui suit a été rédigé dans l'optique de faciliter la poursuite de l'étude en donnant le maximum d'éléments sur les technologies utilisées. Bien évidemment les paramètres technologiques ne sont là seulement qu'à titre indicatif puisqu'ils ne sont valables que pour la salle blanche de l'I.E.M.N. et n'ont plus vraiment de sens sortis du contexte du matériel de l'I.E.M.N. Mais le lecteur désireux de faire ce type de composants, pourra, après une phase d'adaptation, s'inspirer des recettes présentées.

Nous décrivons ici la succession des différentes étapes technologiques aboutissant à la réalisation de nos composants.

2.2.1. Dépôt des électrodes

Il s'agit ici d'un procédé technologique permettant de réaliser les contacts ohmiques de type p. Le premier pas technologique sera donc le dépôt de la succession des métaux Platine / Titane / Platine / Or. L'épaisseur de chacune des couches résulte de l'optimisation des contacts ohmiques réalisée dans la référence [1]. Ainsi devra-t-on déposer 100 Å de platine, 300 Å de titane, puis encore 100 Å de platine, et enfin 3000 Å d'or. La quantité d'or n'est pas critique. On prend par habitude 3000 Å d'or, qui correspondent souvent à l'épaisseur minimale requise pour le montage des composants, où des fils d'or sont soudés par thermocompression à cette couche superficielle. Les métaux constituant les contacts ohmiques seront déposés par évaporation sous vide. Le dépôt des métaux constituant le contact ohmique ne nécessite pas d'opération spéciale.

Il faut garder à l'esprit que ces électrodes sont de longues lignes allant de 700 à 900 µm ; elles sont espacées de 5 µm environ au niveau de la fourche, pour ensuite s'espacer d'une quinzaine de microns en fin de zone active. Leur largeur varie : au niveau de la jonction du DOS, elles sont larges de 0.2 µm puis deviennent aussi larges que les guides, soit 6 µm. La dimension 0.2 µm se trouve en dessous de la limite de la lithographie optique traditionnelle. Ce niveau de masquage sera réalisé en écriture directe (lithographie électronique). Ce sont les dimensions des motifs à écrire qui justifient l'utilisation de cette technique au détriment de la lithographie optique, pourtant plus souple de mise en œuvre. Grâce à l'écriture électronique, on peut obtenir une précision très inférieure au micron.

Nous voulons déposer des métaux à des endroits précis sur le substrat ; nous avons simplement besoin d'une résine électronique qui sera insolée, puis révélée, laissant apparaître ainsi les zones où l'on souhaite déposer ces métaux. Il faut choisir un procédé lithographique qui présente une épaisseur adéquate et qui permet d'obtenir ce qu'on appelle un profil casquette.

La figure IV-10 est une représentation des étapes technologiques nécessaires à ce niveau.

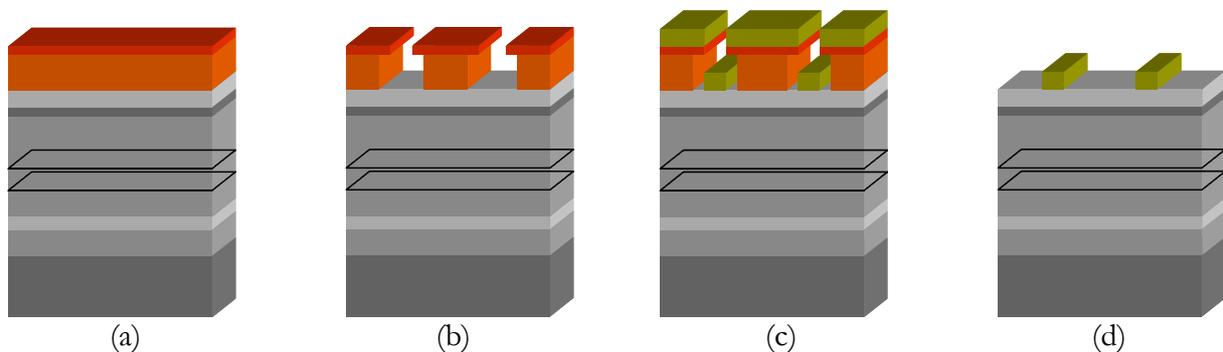


Figure IV-10 : Procédé du profil en casquette.

En effet, pour effectuer les dépôts métalliques, nous utilisons la technologie du lift-off qui consiste en la réalisation d'un profil casquette (schéma (b)) permettant de provoquer une rupture du dépôt métallique entre la zone à métalliser et la zone où le métal doit être retiré. Ainsi, en dissolvant la résine aux endroits où la métallisation n'est pas désirée, on soulève le métal à retirer et on garde un bon aspect sur les bords des métaux ainsi déposés.

Pour réaliser un profil casquette en écriture électronique et par conséquent avec des résines électroniques, nous avons opté pour un bicouche de résines électroniques. Comme son nom l'indique, on utilise deux résines, une résine copolymère et une résine PMMA, la première résine déposée étant la résine copolymère. L'épaisseur de cette première couche est déterminée en fonction de l'épaisseur de métal désirée. Les deux résines ne sont pas sensibles de la même façon aux électrons retro-diffusés. Les électrons se réfléchissant à la surface du substrat, la première couche est plus largement exposée aux électrons, tandis que la seconde couche est révélée selon les exactes dimensions du masque.

Enduction (schéma (a)):

Nous avons choisi la résine EL 13% (MMA 8.5) car elle offrait une épaisseur suffisante pour le contact métallique envisagé. Nous déposons ensuite la PMMA 3% (495K). Les paramètres apparaissent dans le tableau IV-1 :

	Enduction	Recuit	Epaisseur
EL 13% (MMA 8.5)	$v = 2900 \text{ tr/mn}$	1 min sur plaque à 80°C.	6680 Å
	$a = 1000 \text{ tr/mn}^2$	30 min en étuve à 170°C.	
	$t = 12 \text{ s}$	10 min à l'ambiante.	
PMMA 3% (495K)	$v = 3400 \text{ tr/mn}$	1 min sur plaque à 80°C.	630 Å
	$a = 1000 \text{ tr/mn}^2$	30mn en étuve à 170°C.	
	$t = 12 \text{ s}$	10 min à l'ambiante.	

Tableau IV-1 : Paramètres d'enduction et de révélation des résines EL et PMMA.

Remarque : Avant chaque recuit en étuve, nous effectuons un recuit sur plaque de 30 secondes à 80°C pour densifier la résine et libérer les solvants.

Ecriture des motifs (schéma (b)):

Les motifs sont écrits au masqueur électronique (tension=50 kV, résolution=12.5 nm, dose=182 µC). La solution de développement est un mélange de MIBK et d'alcool isopropylique dans les proportions 1/3 et 2/3. Il faut agiter la solution pendant quelques secondes à 150 tr/min pour

qu'elle soit prête à l'emploi et ne pas conserver cette solution trop longtemps car elle évolue vite au cours du temps. Le développement proprement dit se fait avec agitation (110 tr/min) pendant 1 minute. Le rinçage se fait à l'alcool pendant 30 secondes avec agitation et séchage à l'azote. Il est préférable de faire un développement en une seule fois.

Les motifs une fois révélés, nous en profitons pour vérifier les épaisseurs de résine effectivement déposées (6900 Å) et nous mesurons les dimensions des ouvertures au microscope optique pour les plus grandes et au MEB pour les plus faibles. Nous vérifions également la présence du profil casquette par un liseré clair qui suit le contour du motif. La figure IV-11 présente le résultat obtenu.

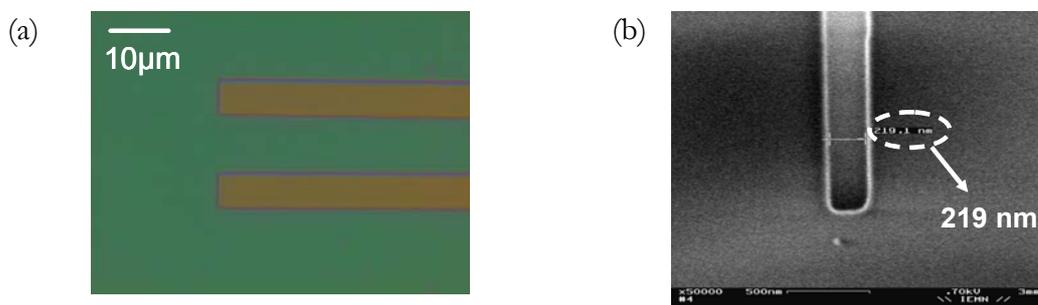


Figure IV-11 : Vue au microscope optique (a) et au MEB (b) après révélation du profil casquette pour le dépôt des contacts ohmiques.

Evaporation des métaux (schéma (c)):

Un léger plasma O₂ peut être pratiqué pour s'assurer qu'il ne reste pas de résine entre la surface de l'épithaxie et les métaux à déposer. Les paramètres du plasma sont donnés dans le tableau IV-2 :

Débit de O ₂ :	25 sccm (cm ³ .s ⁻¹)
Pression de travail :	100 mTorr
Puissance :	100 W
Temps :	5 secondes

Tableau IV-2 : Paramètres du plasma oxygène.

Les métaux sont ensuite évaporés sur cette surface nettoyée. La séquence exactement déposée est Platine/Titane/Platine/Or/Titane suivant les épaisseurs 100Å/300Å/100Å/3000Å/200Å. La présence du titane sera expliquée dans le paragraphe suivant.

Lift-off (schéma (d)):

Pour le lift-off, nous pouvons utiliser l'acétone car c'est un solvant des résines utilisées dans ce bicouche. Au bout de 45 minutes d'immersion dans un bain d'acétone, la plaque est libérée des résines et donc des métaux indésirables. Pour accélérer le lift-off, on peut soumettre l'échantillon aux ultrasons, doucement ! Sur la photographie IV-12, nous pouvons voir le résultat de la métallisation après le lift-off, première étape technologique.

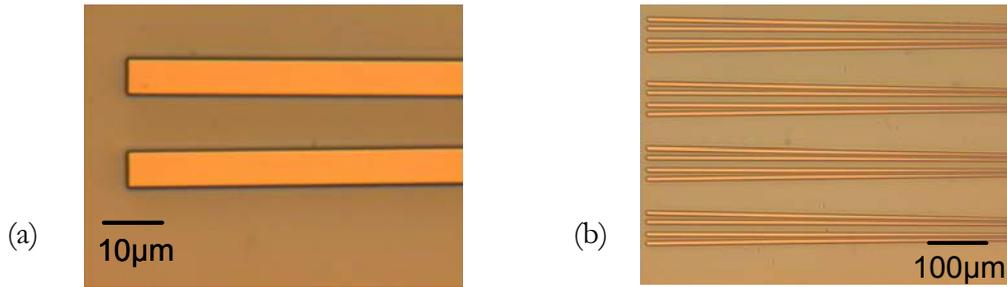


Figure IV-12 : Photographies prises au microscope optique des électrodes déposées.

(a) extrémité des électrodes d'un commutateur.

(b) électrodes constituant le 2^{ème} étage de commutation d'une matrice 4x4.

Afin de donner toutes leurs propriétés aux contacts ohmiques p, il nous faut effectuer un recuit rapide. Ce recuit permet de faire diffuser les métaux à la surface des matériaux semiconducteurs. Ces conditions de recuit ont été étudiées et optimisées dans l'équipe. Une synthèse des résultats est donnée dans la thèse de J. Van De Castele [2], où il apparaît qu'une température de 430°C pendant 40 secondes permet l'obtention des meilleures résistances spécifiques de contact, quel que soit le dopage de l'InGaAs. Bien évidemment, plus le dopage sera élevé, plus le contact sera bon. (Le meilleur résultat obtenu est donc un ρ_c de $7.34.10^{-7} \Omega.cm^2$ pour un dopage de $1.5.10^{19} at.cm^{-3}$). Ce résultat nous a paru tout à fait satisfaisant et nous n'avons pas cherché à pousser cette étude plus en avant. Ce recuit est réalisé dans un four à recuit flash. Ne pouvant être instantanément à la température de 430°C, nous démarrons par une rampe de 10 secondes qui porte la température du four de 20°C à 430°C. L'échantillon est laissé à cette température pendant 40 secondes. Le four que nous utilisons permet un refroidissement par circulation d'eau ; l'échantillon est donc refroidi en 30 secondes.

Remarque : Cette étape est déterminante pour la suite ; elle va définir les marques d'alignement du masqueur électronique pour les niveaux suivants. Elle va également fixer l'orientation des composants par rapport au méplat de la plaquette. Il faut que ceux-ci soient perpendiculaires à une direction de clivage (direction donnée par le méplat).

2.2.2. Gravure (définition) des guides de la partie active

Cette étape permet de réaliser l'isolation électrique entre les deux branches des commutateurs. C'est une gravure qui isole les zones « actives » ; les porteurs injectés seront ainsi bien localisés sous les électrodes.

Pour cette étape, aucune étape lithographique n'est nécessaire puisque c'est le contact métallique qui sert de masque de gravure : on parle de gravure auto-alignée sur les contacts métalliques. La gravure des rubans des guides peut être entreprise de deux façons différentes : gravure sèche (gravure ionique réactive) et la gravure par voie humide. Les attaques par voie humide sont, sauf exception (sélectivité cristallographique ou masquage épitaxial), anisotropiques et présentent une sous-gravure qui peut-être conséquente.

Pour réaliser cette gravure, nous avons exploré plusieurs voies. Elles résultent de la combinaison des deux types de gravure. Rappelons ici que nous cherchons à avoir des flancs verticaux. Une étude bibliographique nous a bien mis en garde de ne pas réaliser une gravure « tout chimique », les flancs de gravure de l'InP n'étant pas verticaux dans toutes les directions. Ayant des côtés des électrodes non parallèles aux directions cristallines, nous obtiendrions des gravures en escalier ajoutant des irrégularités supplémentaires ou des flancs obliques. En revanche, nous avons essayé une gravure mixte et une gravure « tout RIE ».

Dans les deux cas, les rubans métalliques sont attaqués par plasma en même temps que les matériaux semiconducteurs. Il est par conséquent nécessaire de prévoir une protection de ces contacts ohmiques durant la gravure plasma. C'est pour cette raison que nous avons déposé une couche de titane supplémentaire en surface du contact ohmique, résistant au plasma mis en jeu. Les expériences ont montré que ce dépôt était suffisant pour protéger le contact ohmique. Ce résultat est mis en évidence sur les photographies suivantes obtenues à l'aide du MEB, montrant l'état du contact ohmique après gravure avec et sans couche de protection en titane.

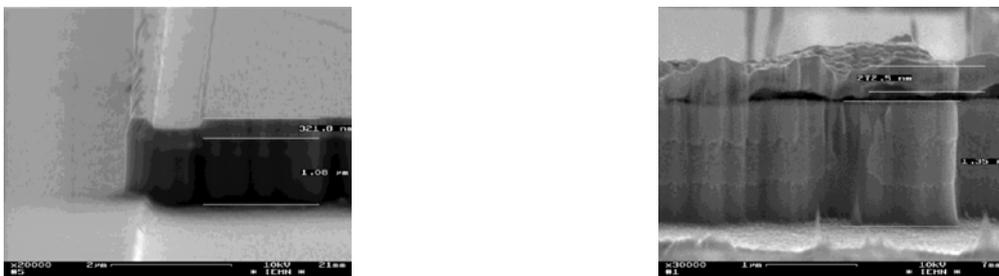


Figure IV-13 : Photographies MEB du contact ohmique après gravure plasma, avec (à gauche) et sans (à droite) protection de titane.

Cette fine couche de titane permet de protéger efficacement le contact pendant la gravure des guides sous plasma $\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{Ar}$, facilite les mesures des profondeurs de gravure au profilomètre et empêche le micromasquage que l'on rencontre souvent avec des masques en or.

La gravure mixte :

Nous avons donc voulu en premier lieu explorer une voie mixte, à savoir commencer par une gravure chimique pour graver l'InGaAs et poursuivre par une gravure RIE pour graver uniquement l'InP. Ce procédé est couramment utilisé pour atténuer les effets de la gravure par RIE [3, 4].

Nous avons utilisé une solution de $\text{H}_3\text{PO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ pour graver l'InGaAs seul, sélective par rapport à l'InP dans les proportions (5/1/40). Cette dilution autorise des vitesses de gravure assez rapides, de l'ordre de 1500 Å/min. La réaction étant sélective par rapport à l'InP, le temps n'est pas critique. Cependant il faut faire attention de ne pas sous graver. Après avoir trempé l'échantillon quelques minutes (3 min) dans la solution et l'avoir rincé dans l'eau désionisée, nous avons observé au microscope optique l'échantillon et les photographies apparaissent dans la figure IV-14 :



Figure IV-14 : Aspect des électrodes métalliques après la gravure chimique.

La gravure a décollé les métaux déposés et ils ont bougé sur le substrat.

Comme nous pouvons le constater, les extrémités des électrodes, très fines, se sont décollées et déformées suite à une sous-gravure trop importante sous les métaux. Ces résultats nous ont poussés à abandonner l'idée d'une gravure mixte.

Remarque :

- Cette gravure a été heureusement réalisée sur une plaque d'essai !
- Nous avons procédé à une désoxydation préliminaire dans une solution de $\text{NH}_4\text{OH}/\text{H}_2\text{O}$.
- La solution de $\text{H}_3\text{PO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ est très visqueuse et nécessite d'être stabilisée en homogénéité et en température (soit une attente d'une demi-heure).

La gravure « tout RIE » [5, 6]

Nous avons donc opté pour la gravure sèche. De plus, celle-ci est bien maîtrisée au laboratoire. Comme elle n'est pas sélective pour les matériaux InP et InGaAs et que l'on connaît de manière assez précise ses vitesses d'attaque, elle permet une technologie à la fois propre et reproductible. La technologie sur InP étant, depuis plusieurs années, bien connue dans l'équipe, il n'a pas été nécessaire de développer et d'optimiser les paramètres de gravure, optimisation effectuée au cours des travaux de Ian Cayrefourcq. Les gaz utilisés alors dans cette gravure sont un mélange de méthane, d'hydrogène et d'argon. Le tableau IV-3 donne les paramètres du plasma de gravure que nous avons utilisés pour graver l'InP et l'InGaAs :

Plasma de gravure	Débit (sccm)	Puissance (W)	Pression (Torr)	Tension (V)
Ar	10			
H ₂	50	225	0.050	440
CH ₄	6			

Tableau IV-3 : Paramètres du plasma de gravure permettant la gravure de l'InP.

Le bâti dont nous disposons est un bâti de gravure RIE Plasmalab 80 OXFORD, contrôlé par PC. Un système d'interférométrie laser est adjoint au système de gravure pour le contrôle de fin d'attaque. Avant la gravure des matériaux, il est nécessaire d'atteindre une pression de base suffisamment basse afin de s'assurer de la propreté de l'enceinte. Cette pression est fixée à 4.10^{-6} mBar. Les temps de gravure étant assez longs dans notre cas (jusqu'à 60 min dans le cas de notre structure ayant 1.3 μm de matériaux à graver), nous fragmentons le temps total de gravure en plusieurs cycles de 15 min afin d'assurer l'évacuation des espèces gravées. Même si l'introduction de l'hydrogène dans le mélange CH₄/Ar permet de limiter le micro-masquage, l'utilisation de méthane entraîne, quant à lui, la formation de polymères qu'il convient de retirer par plasma oxygène si l'on ne veut pas détériorer nos conditions de gravure [7]. Une gravure s'effectue donc en une suite de cycles élémentaires, qui permettent l'élimination des polymères qui seraient éventuellement formés en cours de gravure :

- pompage jusqu'à la pression de base,
- gravure proprement dite du matériau (15 min),
- retrait des polymères par plasma oxygène (2 min).

Après la gravure effective du matériau, il est nécessaire de pomper suffisamment longtemps pour s'assurer de la propreté de l'enceinte de gravure ; pour cela, une pression de base de 4.10^{-6} mBar est fixée.

Le tableau IV-4 réunit les paramètres du plasma oxygène :

Plasma de gravure	Débit (sccm)	Puissance (W)	Pression (Torr)	Tension (V)
O ₂	50	100	0.1	250

Tableau IV-4 : Paramètres du plasma oxygène permettant l'élimination des polymères formés au cours de la gravure des matériaux semiconducteurs.

Malgré une bonne maîtrise des vitesses de gravure (qui dépendent tout de même des surfaces à graver), un des problèmes majeurs (comme nous l'avons déjà mentionné dans le bilan des précédents travaux) est de pouvoir stopper la gravure à l'endroit désiré et également limiter les inhomogénéités entre le centre du substrat et les bords. Comme nous pouvons suivre par interférométrie qui permet de rendre compte de la progression de la gravure, des couches d'arrêt ont été introduites dans les épitaxies, comme il est maintenant fréquent de le faire dans l'équipe. La vitesse de la gravure ralentit considérablement lorsque l'on arrive sur la couche d'arrêt d'AlInAs [8], comme nous pouvons l'observer sur la courbe de la figure IV-15 représentant le signal interférométrique recueilli in situ pendant la gravure des matériaux et permettant de mettre en évidence l'apparition des différentes couches InGaAs, InP, InAlAs :

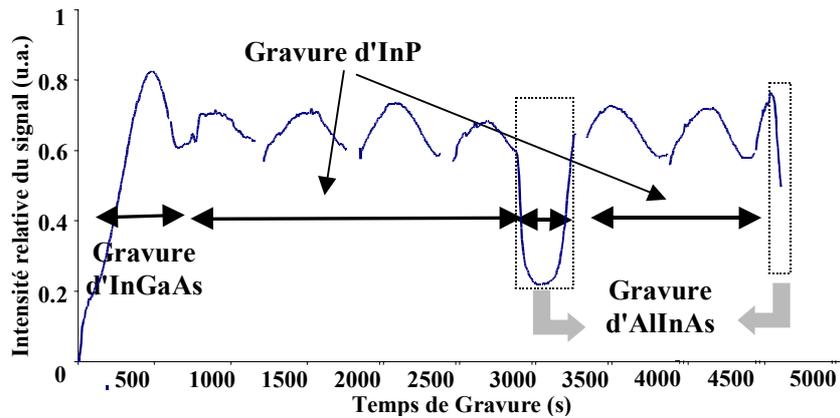


Figure IV-15 : Signal interférométrique mesuré pendant la gravure.

Cet essai a été réalisé avec des couches d'AlInAs de 100 Å et de 50 Å. Ce graphe indique que la première couche d'AlInAs a été gravée suffisamment lentement (10 à 15 fois moins vite que l'InP) pour être aisément détectée. De même, la gravure a pu être arrêtée au niveau de la seconde couche d'arrêt d'épaisseur 50 Å. Ainsi une épaisseur de 50 Å d'AlInAs suffit à se repérer pendant la gravure. De telles épaisseurs très inférieures à la longueur d'onde de travail du composant n'ont quasiment aucune influence sur le fonctionnement optique du commutateur et ne devraient pas perturber l'injection de porteurs dans la couche de quaternaire. En plus d'arrêter la gravure, la couche d'arrêt permet de compenser les écarts des profondeurs de gravure entre le centre et les bords.

Nous avons pu calculer les vitesses de gravure : 150 Å/min et 115 Å/min pour l'InP et l'InGaAs respectivement. La vitesse de gravure de l'InGaAs donnée n'est pas totalement fixée car elle est étroitement liée au dopage du matériau (plus il est dopé p, plus la vitesse est lente). Les photographies présentées dans la figure IV-16 ont été prises au MEB sur des dispositifs en cours de réalisation :

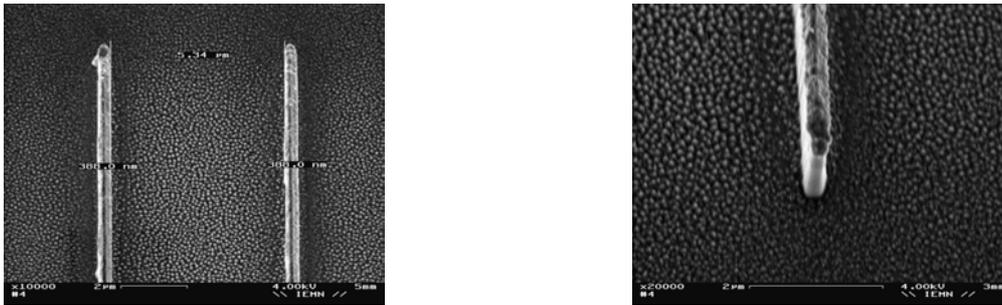


Figure IV-16 : Photographies MEB des gravures RIE de l'InGaAs et de l'InP.

Les photographies représentent des vues de dessus de la gravure et permet d'apprécier l'aspect abrupt du profil gravé [9, 10].

Pour enlever les restes de la couche d'arrêt, nous utilisons la solution $H_3PO_4/H_2O_2/H_2O$ (5/1/40), [11], sélective vis à vis de l'InP. La vitesse de gravure est grande (1500 Å/min). La gravure ne prend que quelques secondes et le suivi se fait par un contrôle visuel (changement de couleur, d'éclat), le contrôle ne pouvant se faire au profilomètre : 50 Å à mesurer !

Remarques :

- Certaines précautions sont à prendre. L'introduction de la couche d'AlInAs dans le bâti de gravure accroît la création de polymères lors de l'attaque de cette couche. Cela est dû à la présence d'aluminium. Ce polymère peut ensuite ralentir le retrait de la couche d'AlInAs par micro-masquage. Le fait d'insister sur la gravure chimique peut s'avérer désastreux dans le cas de la présence sur la plaquette d'une couche d'InGaAs comme c'est le cas dans la structure de nos composants. Cette couche d'InGaAs est également attaquée et cela peut entraîner une sous gravure importante au niveau des contacts ohmiques comme nous l'avons vu au début de ce paragraphe. Quelques secondes de gravure suffisent.

- L'utilisation de la couche d'arrêt d'AlInAs contribue également à une amélioration de l'état de surface. En effet, cette couche d'arrêt est retirée chimiquement après l'attaque plasma. Ainsi l'état de surface légèrement endommagé par l'attaque plasma est rétabli par le retrait chimique de la couche d'AlInAs.

- La vitesse de gravure de l'InP varie de 150 à 400 Å/min selon la taille des motifs à graver. On ne peut pas toujours se fier aux temps de gravure d'essais antérieurs. D'où la nécessité de la couche d'AlInAs comme repère de fin d'attaque.

2.2.3. Définition des guides optiques

Maintenant que nous avons gravé les rubans des guides « actifs », nous devons définir tous les autres guides « passifs ». Une mauvaise définition de la partie passive serait très dommageable pour une bonne propagation de la lumière et engendrerait une augmentation des pertes par rayonnement. La zone dite passive est constituée de guides courbes et surtout, de croisements et de sommateurs. La topologie de ces motifs (croisement de faibles degrés) nous conduit à utiliser là encore le masqueur électronique. De plus, ce niveau nécessite une précision d'alignement de $0 \mu\text{m}$ (!) sur toute la surface du substrat deux pouces bien sûr ! Pour être sûr de réussir un alignement si délicat, l'écriture électronique est largement recommandée.

Une contrainte, conséquence de l'écriture électronique, nous oblige à utiliser une résine négative. Si nous prenions une résine positive, la surface à écrire serait tellement grande que le temps d'écriture serait beaucoup trop long. Nous disposons de peu de résines électroniques négatives. Nous avons décidé d'utiliser la résine SAL 601, résine que nous devons mettre au point. Nous devons notamment trouver la bonne dose utilisée au masqueur électronique. En effet, une des difficultés à résoudre avec l'écriture électronique est de réduire au maximum les effets de proximités, illustrés dans le schéma de la figure IV-17 :

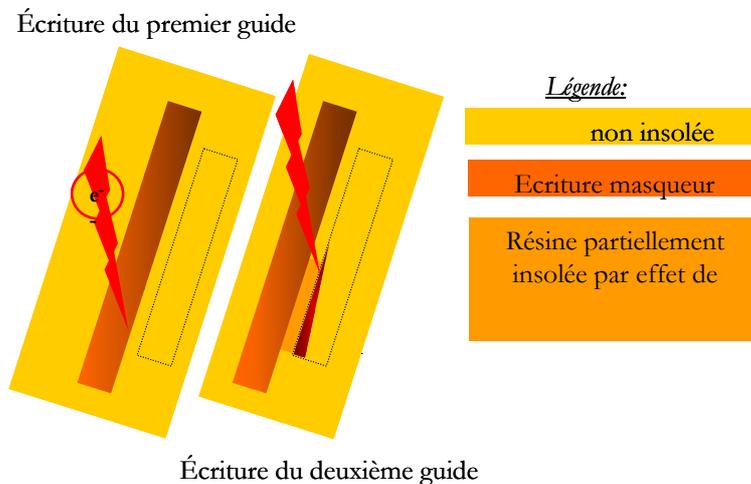


Figure IV-17 : Schéma de l'effet de proximité lors de l'écriture au masqueur électronique : insolation partielle de la zone inter-guides

Comme nous pouvons le voir dans ce schéma l'effet de proximité survient lors de l'écriture successive de deux zones très proches. Un effet de charge de la résine insolée crée une interaction entre ces zones. Cela a pour conséquence immédiate une insolation partielle de la résine située dans cette zone. Lorsque l'on travaille avec une résine positive, les parties insolées vont se dissoudre dans le bain de révélation. A cause de cet effet de proximité, la résine située dans la zone inter-guides va disparaître

également pendant la révélation. Pour une résine négative, on aura le schéma inverse. Dans ce cas cette zone va résister au bain de révélateur et ne sera pas gravée correctement, car elle sera toujours protégée par un résidu de résine. Nous allons devoir réaliser des essais de dose pour obtenir une bonne reproduction des motifs originaux.

D'autre part, lors des premiers essais, nous avons rencontré des problèmes d'adhérence des motifs. Les longs rubans de faible largeur de résine sur l'InP se décollent pendant le développement, comme nous pouvons le constater sur les photographies de la figure IV-18 :

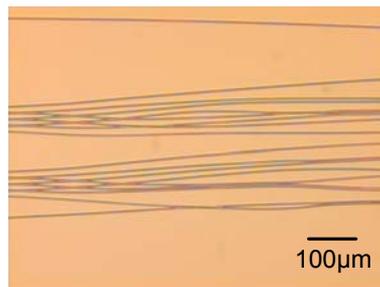


Figure IV-18 : Mauvaise adhérence sur InP de la résine SAL601 après révélation : les lignes se déplacent.

Par ailleurs, le masque est un point critique. Il est nécessaire d'obtenir des bords de masques lisses pour se rapprocher au mieux des motifs originaux. Le rapport des vitesses de gravure (contraste de gravure) entre le semiconducteur et le masque doit être maximum. Plus ce rapport est faible, plus le masque doit être épais (le semiconducteur doit se graver beaucoup plus vite que le masque). D'autre part, la verticalité des flancs du masque doit être la meilleure possible, car le profil du masque se répercutera systématiquement sur le profil du mesa, avec un rapport d'homothétie égal au rapport des vitesses de gravure. En conséquence, plus le contraste de gravure est faible, plus le masque doit conserver sa verticalité sur une grande épaisseur. Or, après des tests de gravure, il s'avère que la résine SAL 601 se grave trop vite dans la plasma gravant l'InP. Le contraste de gravure est de l'ordre de 1. Elle ne résistera pas durant toute la gravure des $0.3 \mu\text{m}$ d'InP à graver et les flancs de gravure seront déformés.

Nous décidons de faire d'une pierre deux coups, en utilisant un masque intermédiaire qui permette une meilleure adhérence de la résine et qui résiste au plasma de l'InP. Nous pensons à un diélectrique tel que la silice ou le nitrure, qui présentent un fort contraste de gravure dans le plasma gravant l'InP. Les motifs pourraient alors être définis à l'aide de la résine de haute définition SAL 601. Une première gravure permettrait de reporter le motif sur le diélectrique. Ce dernier ferait ensuite office de masque pour la gravure de l'InP. Le nitrure présente une bonne résistance à l'attaque utilisée. Cependant, la gravure de ce diélectrique à l'aide des gaz habituels (CF_4 et SF_6) présente une sous-

gravure qui fait perdre toute définition aux motifs. Nous nous sommes donc orientés vers la silice. Nous avons vérifié au préalable le contraste de gravure entre la résine SAL 601 et la silice dans le plasma envisagé pour graver la silice. La résine se grave 3 fois plus vite que la silice. Il faudra déposer en résine plus de trois fois l'épaisseur de silice déposée.

Nous présentons dans la figure IV-19 les étapes nécessaires à la réalisation de ce deuxième niveau :

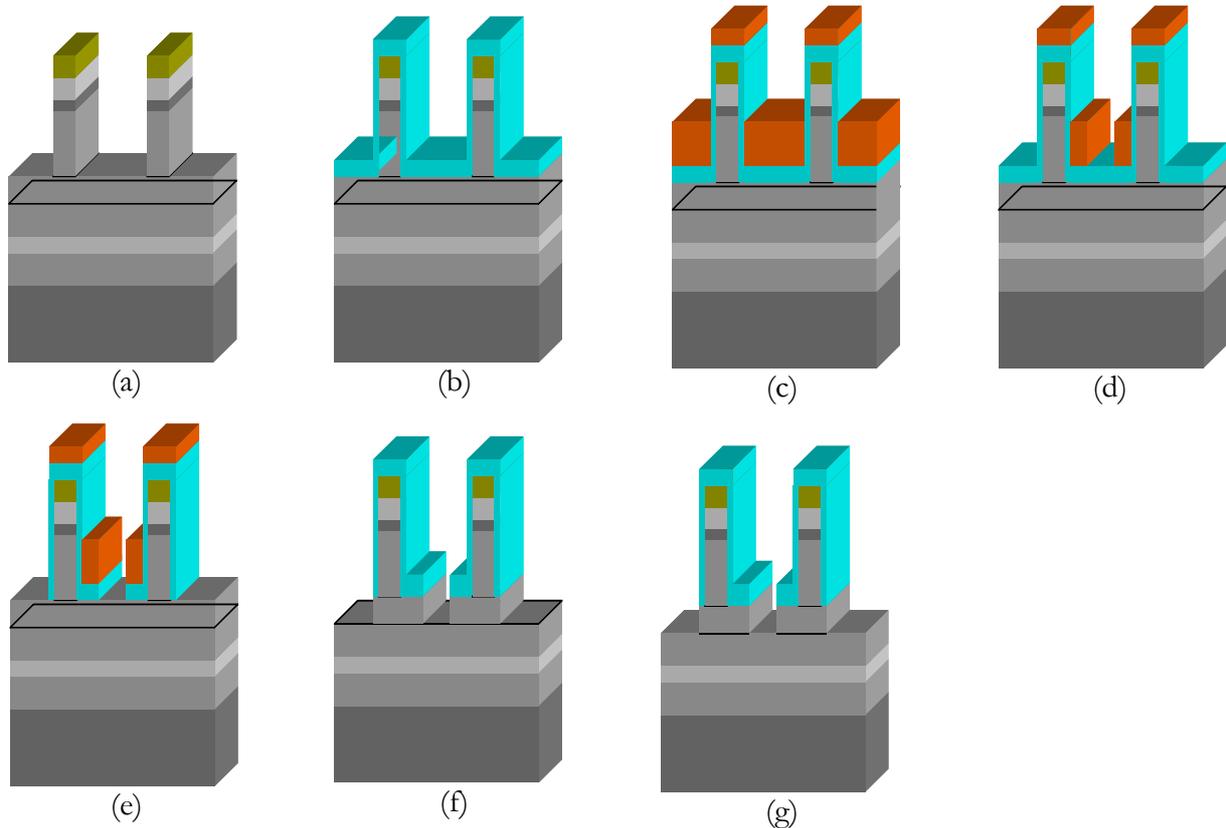


Figure IV-19 : Enchaînement des étapes pour la réalisation des guides passifs.

La couche de silice est déposée pleine plaque par PECVD. Ce type de dépôt, très bien maîtrisé au sein du laboratoire, ne pose pas de problème spécifique. Nous ne souhaitons pas déposer beaucoup de silice, qui recouvrira en partie les électrodes métalliques, mais juste l'épaisseur nécessaire pour résister au plasma gravant l'InP. Sachant que la silice ne se grave quasiment pas dans le plasma envisagé, 1000 Å de silice sont déposés (schéma (b)). Nous déposons ensuite la résine SAL 601 (schéma (c)). Cette résine est ensuite écrite au masqueur électronique (schéma (d)). Les paramètres d'utilisation de cette résine sont consignés dans le tableau IV-5. :

Paramètres enduction :	$v = 2000 \text{ tr/mn}$; $a = 1000 \text{ tr/mn}^2$; $t = 15 \text{ s}$ recuit à 105°C sur plaque pendant 3 min

Epaisseur déposée :	5000 Å

	✗ prévoir assez de résine pour résister au plasma durant la gravure de la silice

Exposition :	Dose : $8 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ Tension : 50 kV Résolution : 25 nm

Recuit post-écriture :	115°C sur plaque pendant 3 min.

Révélation :	MF 322 pur pendant plusieurs minutes Rinçage EDI

Tableau IV-5 : Paramètres d'enduction et d'insolation de la résine SAL 601.

Les paramètres utilisés pour l'enduction permettent d'obtenir une épaisseur de résine de 5000 Å. Cette couche devrait être suffisamment importante pour supporter le plasma de la gravure des 1000 Å de silice. Pour le premier essai, nous avons utilisé une dose de $8 \mu\text{C}$. Nous observons des effets de proximité importants, comme sur la photographie de la figure IV-20, et là encore une mauvaise adhérence des motifs. Ce problème peut être contourné par l'utilisation d'un promoteur d'adhérence tel que le HMDS ; celui-ci est utilisé dans la technologie silicium pour le dépôt de résines sur une couche de silice thermique. Nous avons vérifié avec succès ce point dans ce cas précis.

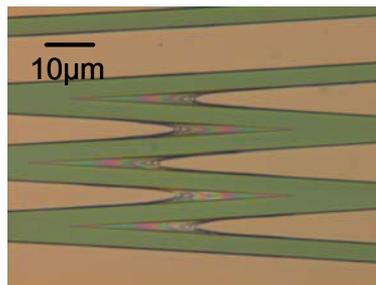


Figure IV-20 : Effets de proximité.

En revanche, notre méconnaissance du comportement de cette résine à l'écriture électronique nous a obligés à tester plusieurs doses. Nous avons effectué une variation de dose sur un dépôt de SAL 601 réalisé sur la silice enduite de HMDS, pour connaître la dose pour laquelle les motifs seront correctement reproduits et la révélation atteindra la surface du substrat. La dose de départ est $3.5 \mu\text{C}/\text{cm}^2$, l'incrément de $0.4 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ et la dose maximale est de $11.5 \mu\text{C}/\text{cm}^2$. Il faut savoir que la

qualité de l'inversion se révèle proportionnelle à la dose reçue par la résine. Mais une dose trop faible ne peut réaliser une bonne inversion post-écriture de la résine, ce qui entraîne la disparition des motifs. Une dose trop forte encourage les effets de proximité. Tout est question de compromis. Nous présentons dans la figure IV-21 les photographies prises au microscope optique de différentes cellules exposées à différentes doses :

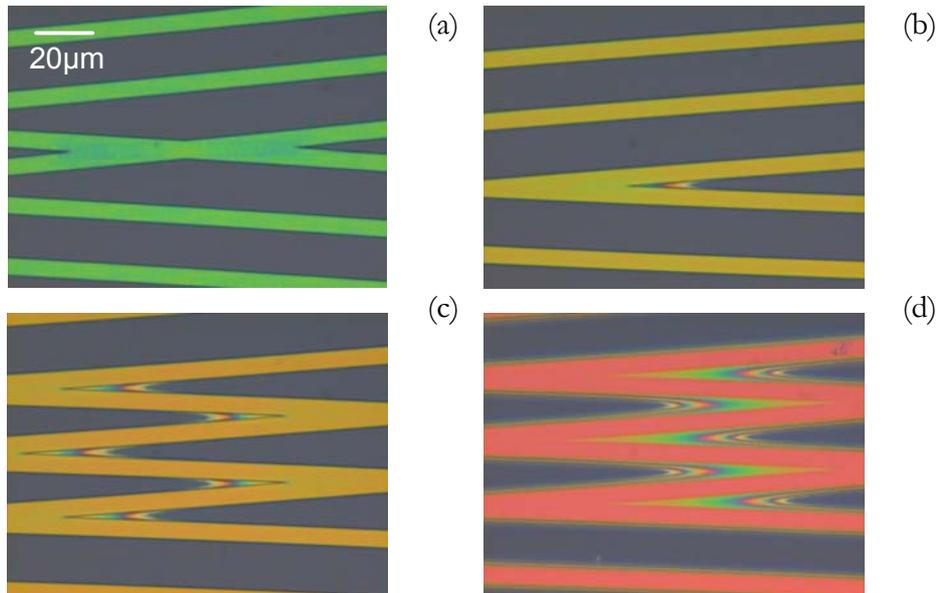


Figure IV-21 : Vues au microscope optique de la résine SAL 601 exposée à différentes doses :

(a) $3.5 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ - (b) $4.7 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ - (c) $5.1 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ - (d) $11.5 \mu\text{C}/\text{cm}^2$.

Sur ces photographies, nous pouvons remarquer une bonne définition des jonctions mais nous notons également des zones plus claires au niveau des intersections inter-guide. Ceci provient d'une légère diminution de la dose générée par le logiciel de correction de proximité du masqueur électronique. A ces endroits la dose est abaissée et de ce fait il reste un fond de résine après révélation. Cela explique ces traces plus claires.

Ces clichés permettent d'observer l'aspect superficiel de la résine après la révélation et d'apprécier les différences de comportements de la résine selon les différentes doses d'insolation. Comme on peut le constater, il y a encore beaucoup d'effets de proximités pour une bonne partie des doses. Pour les doses les plus élevées, les dimensions des motifs sont plus grandes que les dimensions théoriques et les angles mal définis. Seules les faibles doses semblent permettre à la résine de bien se révéler. C'est d'ailleurs la dose $3.5 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ que nous adopterons, puisque, pour cette dose, les dimensions sont respectées et les angles très petits bien ouverts sans la moindre trace de résine dans les intersections. Nous avons également pris quelques mesures intermédiaires au profilomètre afin de

vérifier que la résine restante ne se dissolvait pas dans le bain du révélateur. L'épaisseur de résine exposée à $3.5 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ mesurée correspond bien à l'épaisseur prévue. La révélation s'est bien faite jusqu'à la surface du substrat et l'épaisseur de résine initialement déposée est conservée.

Sur les deux images de la figure IV-22, nous pouvons apprécier l'amélioration obtenue sur la définition des guides par la diminution de la dose d'écriture du masqueur électronique. L'effet de proximité a été considérablement réduit, si bien qu'il ne reste plus de résine entre les guides après révélation.

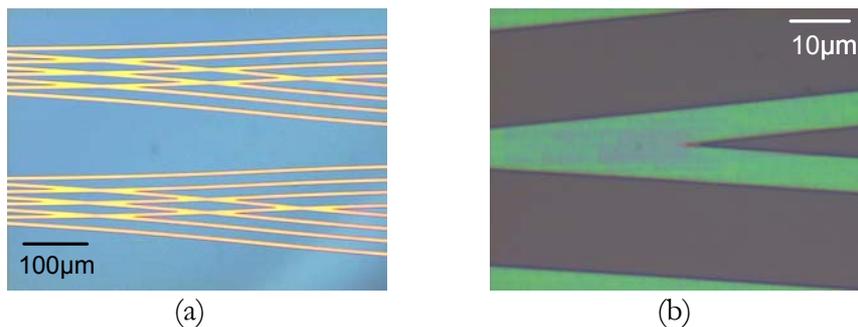


Figure IV-22 : Photographies prises au microscope optique.

(a) Zone critique de la matrice exposée à une dose de $3.5 \mu\text{C}/\text{cm}^2$.

(b) Zoom sur un angle.

Maintenant que la dose est déterminée et les motifs bien définis, nous devons graver la silice pour reproduire les motifs sur la silice qui servira de véritable masque pendant la gravure de l'InP (schéma (e)). Le plasma utilisé répond aux paramètres suivants :

Plasma de gravure	Débit (sccm)	Puissance (W)	Pression (Torr)	Tension (V)
CF ₄	40	100	0.050	450
CHF ₃	40			

Tableau IV-6 : Paramètres du plasma de gravure permettant la gravure de la silice.

La vitesse d'attaque de la silice dans ce plasma CF₄/CHF₃ est de $250 \text{ \AA}/\text{mn}$. Une fois la gravure terminée, on enlève la résine qui a rempli sa fonction et qui pourrait lors de la gravure de l'InP créer des polymères dont on se passe généralement volontiers si l'on ne veut pas rajouter un risque de micromasquage. La SAL 601 se retire dans le remover SHIPLEY 1165 ou au plasma oxygène. Ces résidus de polymères au cours de la gravure peuvent créer un masque parasite non désiré et retarder par endroits le début de gravure, ce qui génère un fond de gravure irrégulier couvert de stalagmites, comme nous pouvons l'observer sur la figure IV-23 :

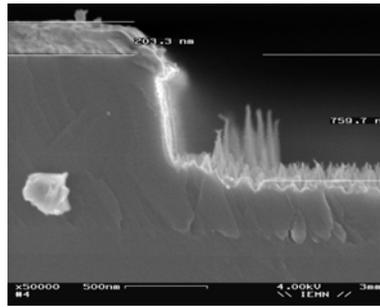


Figure IV-23 : Présence de micro-masquage en fond d'attaque dû à un retrait incomplet de la résine avant l'attaque.

Quand la totalité de la résine est retirée du substrat, il ne reste sur le substrat que les motifs en silice. A ce stade de la technologie, nous avons observé des photographies prises au microscope optique comme dans la figure IV-24.

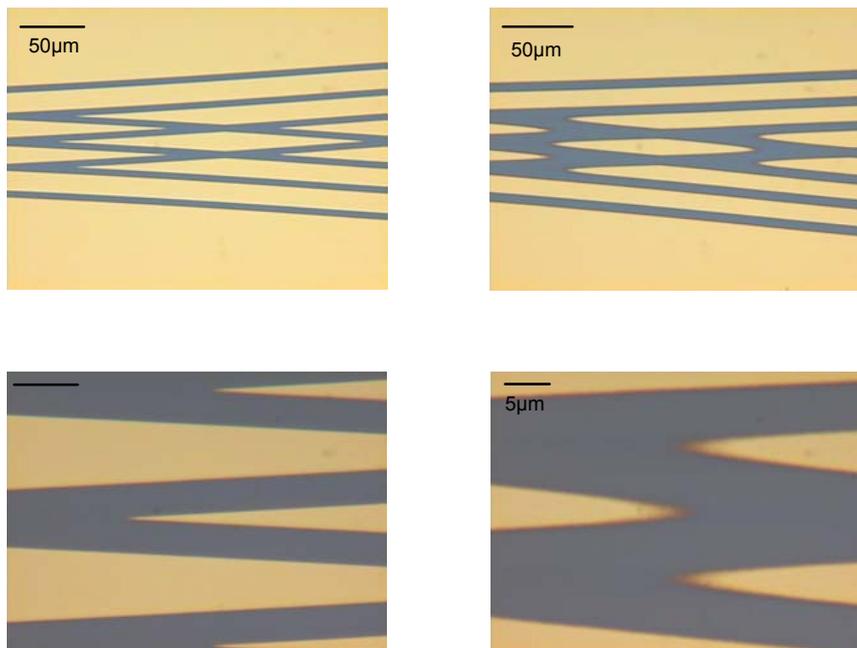


Figure IV-24 : Photographies prises au microscope optique du masque intermédiaire en silice.

L'opération suivante consiste donc à la gravure de l'InP autour du masque de silice (schéma (f)). Le plasma utilisé est le même que pour les guides actifs. La gravure est beaucoup plus courte. Il faut graver $0.3 \mu\text{m}$ d'InP. La surface à graver étant plus grande, nous obtenons une vitesse de gravure de l'ordre de $120 \text{ \AA}/\text{min}$. Il n'est pas nécessaire de retirer le masque de silice, bien au contraire, cela

constituera une couche de protection pour la prochaine gravure. Les résultats après la gravure sont présentés dans la figure IV-25.

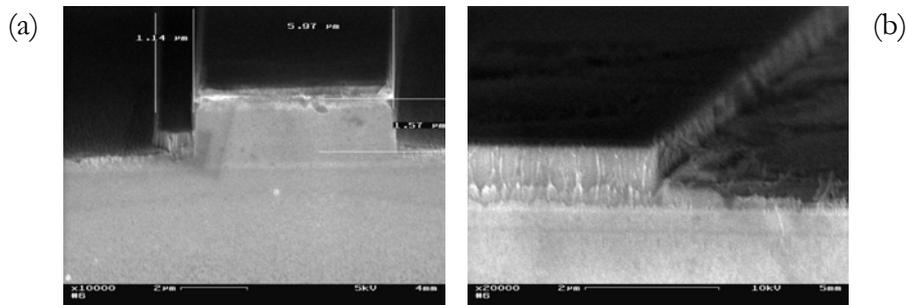


Figure IV-25 : Photographies MEB des profils de gravure gravés.

- (a) Nous voyons le guide le long du guide « actif ». Nous nous trouvons avant la fourche.
- (b) Un guide « passif » situé à l'entrée de la matrice.

Là encore, la gravure s'arrête sur la seconde couche d'arrêt d'AlInAs. On termine cette étape en retirant comme précédemment l'AlInAs par gravure chimique en quelques secondes (schéma (g) de la figure IV-19). Dans ce cas, nous sommes moins soumis au risque de sous-gravure de l'InGaAs puisque la silice protège les zones actives.

Sur les photographies de la figure IV-26 prises au MEB, nous pouvons voir le composant à ce stade de la réalisation :

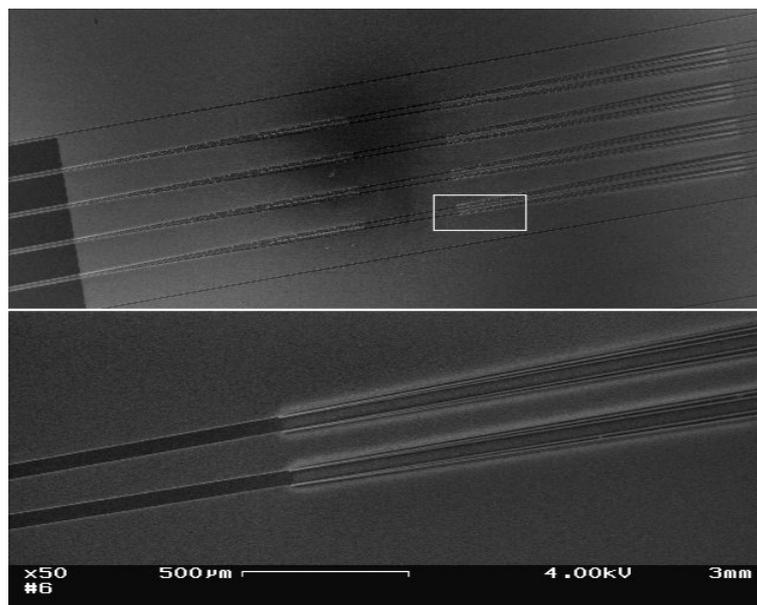


Figure IV-26 : Photographies MEB : les deux étages de commutation d'une matrice 4x4 (en haut). Zoom sur les entrées de deux commutateurs DOS (en bas).

Remarque : Un procédé avec une résine positive est tout de même possible à condition d'avoir recours à deux masques intermédiaires : le même masque en silice pour graver l'InP, un masque en métal (l'aluminium par exemple) pour reproduire les motifs sur la silice. Celui-ci est réalisé à l'aide d'une résine positive fournissant une casquette. Cette méthode est assez contraignante car elle requiert un nombre plus important d'étapes technologiques. La méthode utilisant une résine négative est plus directe.

2.2.4. Trous d'isolation optique

Cette étape n'est pas d'un intérêt flagrant. Il s'agit en effet de graver des trous dans l'InP de façon à isoler optiquement les guides en entrée et en sortie, mais surtout dans la zone de recombinaison des différentes sorties. Cette gravure permet d'accentuer le confinement optique et ainsi mieux isoler optiquement différentes parties des composants. Ceci peut permettre une diminution du guidage plan qui entraîne une chute des performances des composants du point de vue de leur diaphotie.

D'un point de vue technologique, cette étape n'est pas particulièrement difficile. La réelle difficulté est ailleurs : au niveau de la conception, où il faut choisir correctement la disposition de ces trous d'isolation optique. Cette étude a déjà été abordée expérimentalement dans le chapitre précédent. Les zones sont situées à 2 μm de part et d'autre des guides dans les zones « sensibles » (entrée, sortie, zones de croisement et guides courbes). Ces zones peuvent être de simples trous rectangulaires (en entrée et en sortie) ou des motifs plus complexes épousant les contours des guides de la zone de recombinaison. Cependant, la bonne résolution n'est pas critique et l'alignement n'étant pas particulièrement délicat, l'utilisation de la lithographie électronique n'est pas utile pour cette étape. Nous avons eu recours à l'aligneur optique.

Ainsi cette étape consiste en un masquage optique puis à une gravure en utilisant la résine comme masque. Les motifs sur le masque sont transparents, on utilisera une résine positive. On souhaite graver 2000 Å. Nous présentons dans la figure IV-27 un récapitulatif des différentes étapes :

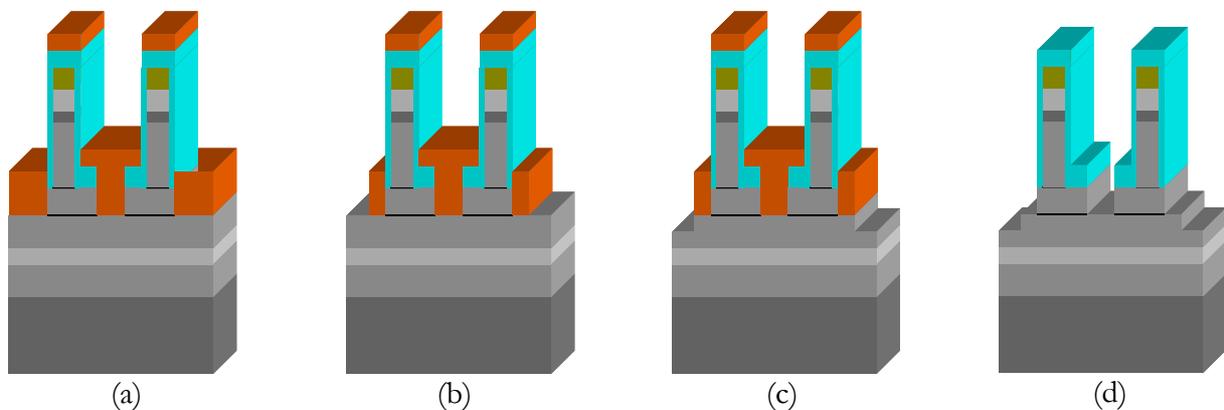


Figure IV-27 : Enchaînement des étapes pour la réalisation des trous d'isolation optique.

Nous devons protéger toute la plaque sauf les zones à graver (schéma (a) de la figure IV-27). C'est une bonne chose que les guides actifs soient toujours protégés par la couche de silice ainsi que la couche de titane, car il est difficile de recouvrir avec une épaisseur de résine suffisamment importante de si hauts rubans. Les guides passifs ont une hauteur de $0.3 \mu\text{m}$, ils seront donc recouverts par cette couche de résine mais, de toute façon, ils sont également protégés par la couche de silice que nous avons volontairement laissée dans l'optique de cette gravure. Nous n'avons donc pas de difficultés à trouver une résine optique positive pour cette étape. La difficulté dans cette étape réside essentiellement dans l'étape d'alignement.

Nous choisissons la résine AZ1518 dont nous connaissons la vitesse de gravure dans le plasma gravant l'InP. Les paramètres d'utilisation sont donnés dans le tableau IV-7 :

	$v = 4500 \text{ tr/mn}$
	$a = 5000 \text{ tr/mn}^2$
Paramètres enduction	$t = 10 \text{ s}$
	recuit à 110°C sur plaque pendant 1 min
Epaisseur déposée	$1.2 \mu\text{m}$
Insolation	Puissance de la lampe : 4 mW
	Temps d'exposition : 20 s
Révélation	AZ400/EDI (1/3) sans agiter pendant 15 s.
	Rinçage EDI sans agiter.

Tableau IV-7 : Paramètres d'enduction et d'insolation de la résine AZ 1518.

Après dépôt, insolation puis révélation (schéma (b)), nous pouvons apprécier le résultat de cette lithographie sur la figure IV-28 :

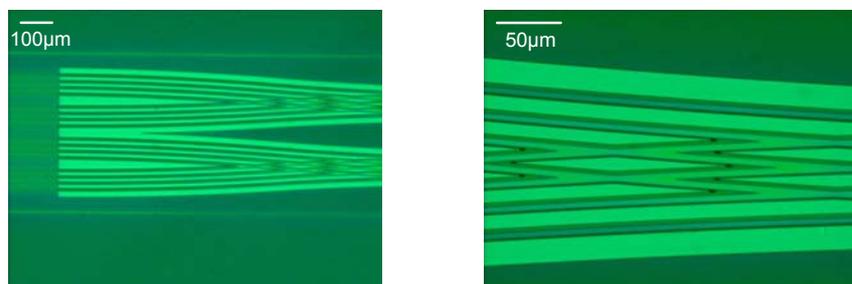


Figure IV-28 : Photographies prises au microscope optique du masque de résine pour les trous d'isolation optique.

Le plasma utilisé est le même que pour les gravures précédentes. Ici, nous n'avons pas jugé utile de placer une couche d'arrêt. De plus, les vitesses de gravure ne sont plus celles usuellement rencontrées car la surface à graver est plus petite. La profondeur de la gravure n'est pas importante, le rôle de ces isolateurs étant juste d'empêcher la lumière non guidée de perturber le fonctionnement de la matrice. La vitesse devrait être supérieure aux vitesses habituellement de l'ordre de 150 Å/min. Pour de faibles surfaces à graver, la vitesse de gravure de l'InP dans ce plasma peut atteindre 300 Å/min. On se base sur cette vitesse limite. Nous présentons dans la figure IV-29 les photographies prises au microscope optique et au MEB après la gravure des trous d'isolation :

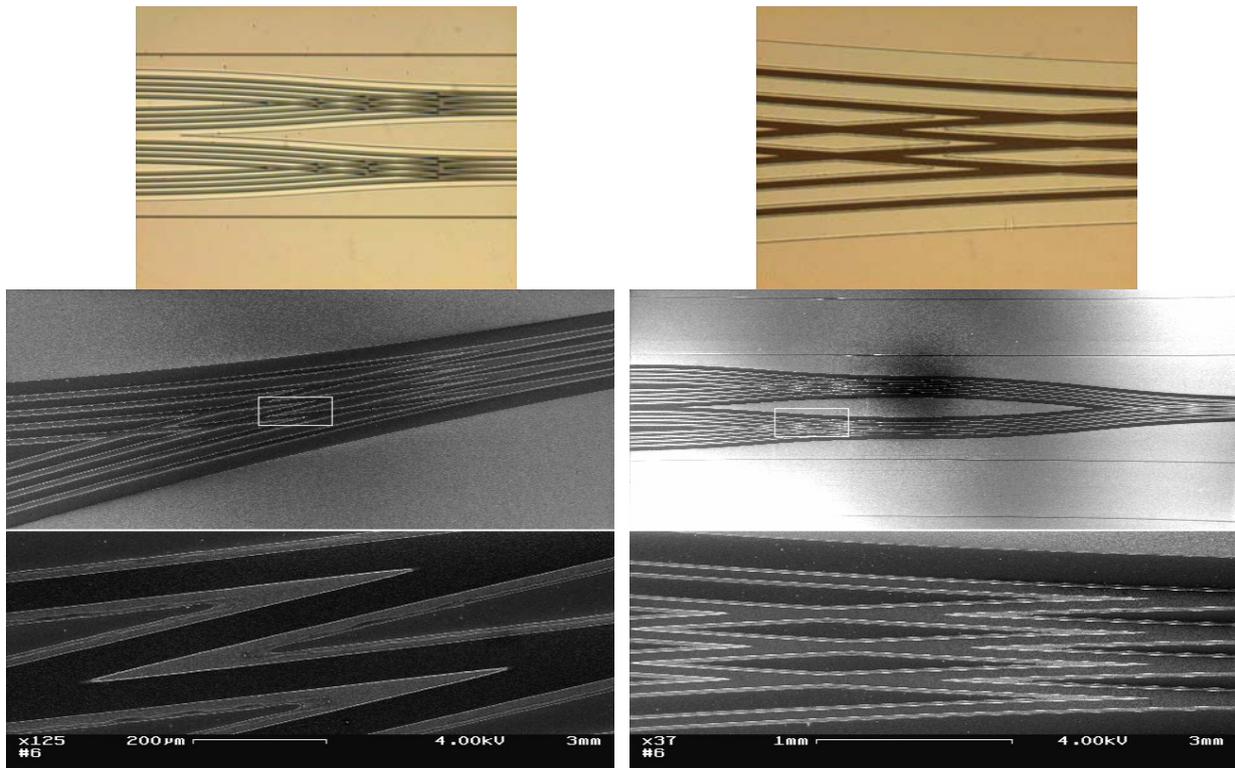


Figure IV-29 : En haut, les zones des surgravures autour de la zone de recombinaison des guides prises au microscope optique. En bas, les mêmes zones prises au MEB.

Nous retirons ensuite la résine dans un bain d'acétone et un léger plasma oxygène pour enlever les résidus dans les « coins ». Après retrait de la résine, nous avons mesuré les profondeurs gravées. Nous obtenons en moyenne 1700 Å. Finalement, nous avons surestimé la vitesse de gravure qui n'est que de 260 Å/min. Nous n'avons donc pas gravé suffisamment par rapport à nos prévisions. Il aurait été plus bénéfique de graver plus que pas assez, pour un meilleur confinement de la lumière.

2.2.5. Planarisation / Isolation électrique

Il s'agit ici de déposer une couche d'isolation entre les électrodes p et les zones n-i-d. Nous avons besoin d'un matériau isolant qui puisse se déposer sur des épaisseurs assez importantes sans se casser, la hauteur théorique entre le haut du substrat n-i-d et le contact supérieur p est de 1.8 à 1.9 μm . Pour ce faire, nous procéderons à un dépôt d'une couche isolante pleine plaque que l'on viendra ensuite planariser. C'est sur cette couche que seront déposés les plots d'épaissement en or qui nous permettront de réaliser un contact électrique.

Pour la planarisation, nous pouvons utiliser un dépôt de diélectrique tel que la silice SiO_2 , le nitrure de silicium Si_3N_4 , voire un polymère polyimide [12] :

- Les polymères, polyimides et autres résines, de par leur état liquide avant recuit, ont tendance, après dépôt à la tournette, à s'écouler le long des mesas et ainsi à se déposer en plus faible épaisseur au sommet qu'à la base des rubans, contrairement aux dépôts de diélectriques qui épousent exactement les profils recouverts. Avec les polymères, il devient alors possible de planariser une structure par dépôts successifs de couches d'épaisseurs suffisamment importantes, puis par une gravure pleine plaque des couches de l'empilement polyimide-résine, d'autant plus aisément que les vitesses de gravure du polyimide et de la résine sont sensiblement identiques. Mais ce dernier pose un problème lors des clivages des composants ; en effet leur caractère amorphe et ductile empêche la séparation des puces puisque ce matériau ne se casse pas franchement. Il serait envisageable alors de retirer le polyimide là où il n'est pas utile. Après dépôt des plots d'épaissement, nous pourrions faire une gravure par un plasma oxygène de façon auto-alignée sur ces plots pour ne garder le polyimide que sous ces plots. Mais dans ce cas, les matériaux semiconducteurs se retrouveraient à nu.

- D'autre part, dans des précédents travaux où la planarisation avait été réalisée sur un polyimide, des problèmes de décollement des plots de métallisation s'étaient présentés.

- En outre, la silice possède un coefficient de dilatation thermique plus faible que le nitrure. Cette caractéristique est importante lors des recuits rapides qui soumettent les composants à des chocs thermiques importants.

- Nous avons donc préféré nous orienter vers un dépôt de silice qui ne pose pas de difficultés particulières au clivage et que l'on peut conserver comme couche permanente de protection, afin de limiter au maximum toute détérioration des caractéristiques des composants. Son rôle sera donc double. La silice se dépose de façon isotrope par PECVD, de manière homogène en terme d'épaisseur, et suit fidèlement les contours sur lesquels elle est déposée ; de plus, le dépôt en lui-même est relativement simple et très bien maîtrisé. Une fois déposée sur toute la surface du substrat, nous devons trouver un procédé permettant de la planariser et de l'ouvrir aux endroits où nous souhaitons reprendre les contacts supérieurs p. La précision demandée par cette étape est très grande. Nous devons ouvrir

toutes les électrodes métalliques et laisser de la silice partout ailleurs. C'est cette contrainte qui nous oblige à procéder par des gravures successives avec un contrôle des profondeurs gravées très fréquent et donc assez fastidieux.

Les rubans présentent des dénivelés de $2\ \mu\text{m}$. Nous déposons cependant $1\ \mu\text{m}$ pour écourter cette étape, en ayant conscience qu'alors le composant final ne sera pas parfaitement planarisé et qu'une marche au maximum de $0.5\ \mu\text{m}$ subsistera toujours entre les électrodes métalliques et le reste du composant. Mais cela n'entachera pas l'isolation, étant donné le profil de la silice déposée.

Le lecteur pourra se reporter aux schémas de la figure IV-30 pour avoir une illustration de l'enchaînement des étapes.

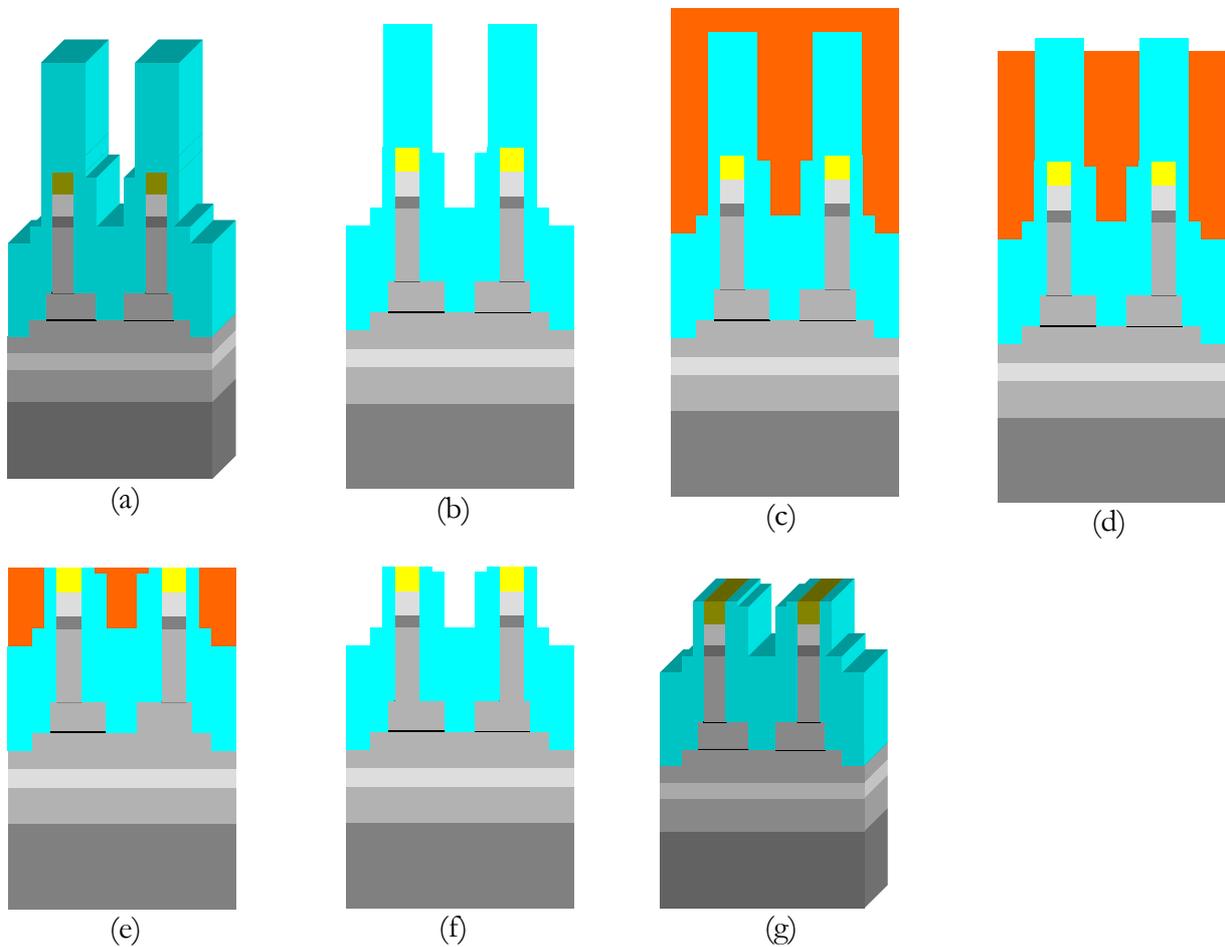


Figure IV-30 : Enchaînement des étapes pour la planarisation de la silice.

Le dépôt isotrope suit fidèlement le contour des motifs présents sur la plaquette (schéma (a)). Nous avons donc des plots de silice au-dessus des électrodes en or. Ce sont ces plots de silice que nous devons aplanir. Nous commençons par recouvrir ces motifs avec une résine (schéma (c)). Notre choix s'est porté sur une résine de la série des AZ1500, la résine AZ4562, qui permet des dépôts de l'ordre de $6\ \mu\text{m}$. En effet, en une seule enduction, nous déposons $5.5\ \mu\text{m}$. Nous laissons fluer la résine à

l'ambiante pendant une dizaine de minutes avant de la recuire sur plaque à 110°C pendant 3 minutes. Il n'est pas impératif de recouvrir tous les dénivelés avec les résines mais il serait souhaitable d'obtenir un dépôt le plus plan possible pour faciliter le suivi de cette étape.

Nous continuons ensuite par des gravures successives de façon à éroder au fur et à mesure le dénivelé de SiO₂. L'idéal pour que le procédé fonctionne correctement serait d'utiliser deux plasmas sélectifs : le plasma O₂ pour ouvrir la résine puis le plasma CF₄/CHF₃ utilisé communément pour graver les guides de SiO₂ par exemple. La silice présente une vitesse de gravure de l'ordre de 250 Å/min pour le plasma CF₄/CHF₃ et une insensibilité quasi stoïque au plasma O₂. Nous avons donc en notre possession un seul plasma réellement sélectif.

Nous commençons par graver le surplus de résine (schéma (d)) jusqu'à arriver aux plots de silice. Différents plasmas ont été testés sur des plaques d'essai pour évaluer les vitesses de gravures : les étapes de gravure de la silice sont très longues (le temps total de gravure proprement dite est d'environ 60 minutes ; on exclut ici, le temps pour sortir puis replacer l'échantillon dans le bâti, soit les temps de pompes relativement longs !). Pour tenter de limiter le temps du procédé complet, nous avons utilisé les paramètres de gravure suivants de façon à augmenter la vitesse de gravure de la résine :

Puissance (W)	Débit de O ₂ (sccm)	Pression (mTorr)	Tension (V)
300	30	100	800

Tableau IV-8 : Paramètres du plasma O₂ permettant de graver la résine.

Avec ce plasma très puissant, les vitesses de gravure sont très grandes, de l'ordre de 6000 Å/min. On contrôle la gravure par interférométrie laser in situ. Nous poursuivons par un plasma CF₄/CHF₃ qui grave à la fois la silice et la résine. Cette fois-ci, le faisceau laser de l'interféromètre est placé sur la silice, puisqu'on attend la fin de gravure sur les plots métalliques. Là encore, la gravure est contrôlable à condition d'avoir prévu des plots témoins, d'assez grandes dimensions, à des endroits de la plaque si l'on veut positionner ce faisceau laser facilement et correctement, les autres motifs métalliques, les électrodes en l'occurrence, étant de trop petites dimensions. L'utilisation de tels motifs permet de minimiser le nombre de sorties du bâti. Le contraste des vitesses de gravure entre l'AZ4562 et la silice est faible (nous avons mesuré au préalable une vitesse de gravure de la résine comprise entre 250 Å/min et 300 Å/min et une vitesse de gravure de la silice comprise entre 250 Å/min et 270 Å/min, selon les surfaces gravées), mais il est nécessaire de sortir régulièrement l'échantillon pour s'assurer qu'il reste toujours de la résine et qu'on ne grave pas la silice de part et d'autre des rubans. Le plasma utilisé alors a les caractéristiques données dans le tableau IV-9 :

Puissance (W)	Débit de CF ₄ (sccm)	Débit de CHF ₃ (sccm)	Pression (mTorr)	Tension (V)
125	40	40	50	520

Tableau IV-9 : Paramètres du plasma CF₄/CHF₃ permettant de graver la résine et la silice.

Nous arrêtons la gravure, après environ une heure, quand les plots d'or émergent au-delà de la couche de silice (schéma (e) de la figure IV-30). Nous finissons par retirer la résine restante au plasma O₂ (schéma (f) de la figure IV-30). Cette gravure est rapide, il ne reste plus beaucoup de résine, mais le fait d'avoir un signal interférométrique de cette gravure est bien une garantie que l'on n'a pas attaqué la silice de part et d'autre des électrodes puisque protégée encore par de la résine. Puis par un contrôle visuel au microscope optique ainsi que par des mesures au profilomètre, nous avons la confirmation qu'il ne reste plus de résine.

Remarque : Si la vitesse de la résine avait été beaucoup plus grande que celle de la silice dans le plasma CF₄/CHF₃, il aurait fallu recommencer le cycle : enduction de résine/gravure aux plasmas O₂ et CF₄/CHF₃.

A la fin de cette étape, les photographies de la figure IV-31 obtenues au microscope optique révèlent bien les électrodes métalliques dégagées de la silice.

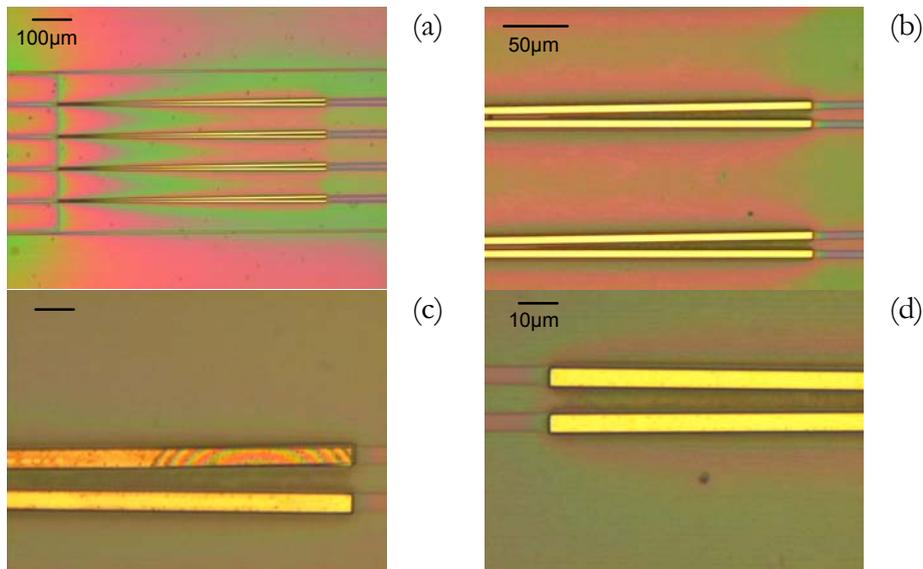
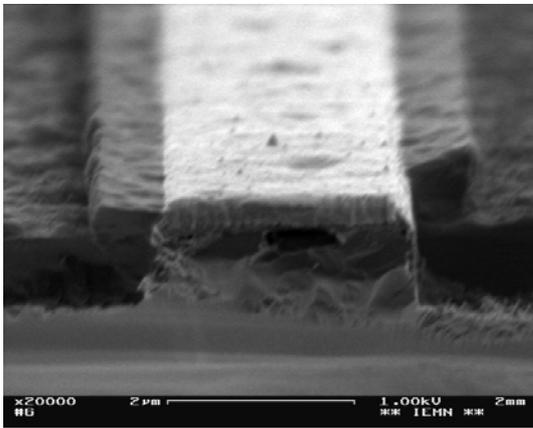


Figure IV-31 : (a) & (b) : zone active de commutateur « à nu » à la fin de la planarisation.

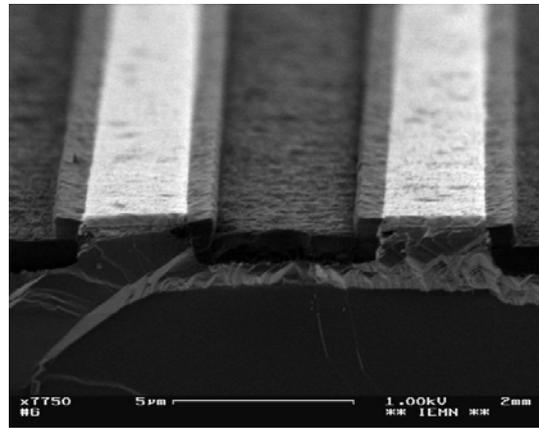
(c) : reste de silice (irisations) sur une électrode.

(d) : après avoir insisté sur le plasma.

Une fois que l'on a vérifié que toutes les électrodes métalliques étaient à nu, nous avons vérifié le profil de silice autour de ces électrodes. Les photographies de la figure IV-32 obtenues par microscopie électronique à balayage montrent la réussite du procédé :



Gros plan sur un guide « actif » clivé isolé de part et d'autre par la silice.



Coupe transversale au niveau des électrodes d'un commutateur DOS.

Figure IV-32 : Photographies prises au MEB de faces clivées (grossièrement au scalpel !) montrant la couche de silice de part et d'autre des guides « actifs ».

Les images de la figure IV-32 permettent de contrôler la bonne isolation électrique autour de l'électrode. En effet, ces photographies ont été obtenues en mode rétro-diffusé ; cela permet d'identifier les parties conductrices (en clair) et isolantes (en sombre). Ainsi nous voyons apparaître en clair les électrodes métalliques déposées sur les guides optiques et les rubans de silice de chaque côté, mais laissant à nu ces électrodes.

Remarque :

Pour la réalisation d'une matrice de commutation, la difficulté majeure vient de l'homogénéité des différentes étapes. En effet, pour une matrice de commutation 4x4 large de 800 μm et longue de 8 mm environ, ce genre d'inhomogénéité peut devenir critique. Nous avons constaté au cours de cette étape que la gravure plasma est inhomogène et tend à être plus rapide au bord de la plaquette. La silice a été ouverte sur les plots métalliques plus rapidement sur les bords qu'au centre de la plaquette. Des écarts importants au niveau des dénivelés étaient présents au cours de ce procédé. Néanmoins, un léger film de résine était encore présent à la fin du procédé sur les bords de plaque. Donc, le niveau de silice a tout de même été planarisé de la même manière sur toute la plaque.

Mais il est utile cependant de garder à l'esprit que des inhomogénéités de cet ordre se sont produites au cours des précédentes étapes ; dans le cas de la réalisation d'une matrice de commutation qui est un composant très long, elles peuvent

avoir des conséquences importantes. En effet, un composant qui s'étend du centre de la plaque vers ses extrémités comportera dans sa structure des variations, qui sont loin d'être négligeables.

D'ailleurs l'épitaixie elle-même présente des inhomogénéités d'épaisseurs des couches entre le centre et les bords. De ce fait, bien que le procédé de contrôle de la profondeur gravée par l'insertion de couche d'arrêt soit efficace, il permet de ne masquer que les effets dus à l'inhomogénéité de gravure mais est tributaire de la maîtrise de l'épitaixie.

2.2.6. Dépôt des plots d'épaississement

Il s'agit ici de déposer les plots d'épaississement qui permettront de prendre aisément des contacts électriques sur les électrodes des commutateurs. Les dimensions des motifs de ce niveau ne requièrent pas l'utilisation du masqueur électronique. En revanche, l'alignement doit être précis à moins de 5 μm , dimension entre deux électrodes. Il ne s'agit pas en effet d'alimenter les deux électrodes par le même plot d'épaississement. C'est un alignement qui n'est pas encore suffisamment critique pour nécessiter l'emploi de l'écriture directe. La lithographie optique sera donc utilisée. Ces plots sont constitués de titane et d'or, le titane servant toujours de couche d'accroche des plots sur la couche de silice. Les dimensions de ces plots doivent être suffisamment importantes pour positionner sans difficulté les pointes permettant la caractérisation.

La difficulté réside dans le fait de trouver un procédé technologique permettant de déposer des métaux sur un dénivelé assez important et avec une précision d'alignement relativement grande ($< 5 \mu\text{m}$). Il ne doit pas y avoir de cassure au niveau de la marche dont la hauteur théorique est de 1 μm et la hauteur expérimentale est variable selon l'endroit où l'on se trouve sur la plaque. (Gravure plus rapide sur les bords : 1.2 μm , qu'au centre : 9700 \AA).

Pour effectuer les dépôts métalliques, nous utilisons là encore la technologie du lift-off qui consiste en la réalisation d'un profil casquette. Généralement, quand on effectue une insolation optique, il y a deux manières d'obtenir un profil casquette : soit à l'aide d'une seule résine dont on traite la surface afin de la durcir et de la rendre moins sensible aux UV réfléchis, soit à l'aide de deux résines différentes, d'où la dénomination de bicouche, nécessitant parfois deux insolations aux UV ou DUV successives. Ici, nous avons opté pour un bicouche qui présente l'avantage de ne nécessiter qu'une seule insolation aux UV pour obtenir le profil casquette. Les deux résines utilisées sont la LOR 10A et la S1805, la première résine à déposer étant la résine LOR 10 A. Le fait qu'une seule insolation soit suffisante s'explique par le fait que le développeur MF 319, utilisé pur, est une solution alcaline à base d'hydroxyde de potassium. Cette solution développe la résine S1805 au bout de quelques secondes, puis dissout et sous-grave la résine LOR10A, d'où le profil casquette. La réaction s'arrête en rinçant l'échantillon à l'eau désionisée.

Nous présentons dans les schémas de la figure IV-33 la succession des étapes envisagées :

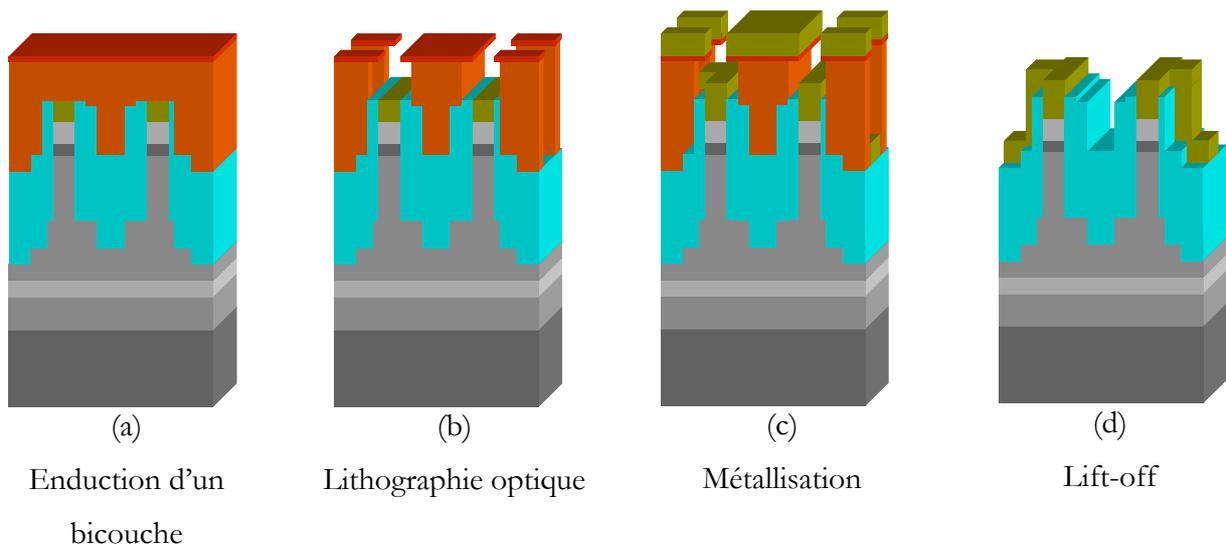


Figure IV-33 : Enchaînement des étapes pour la réalisation des plots d'épaissement.

Cette résine autorise un dépôt de $0.8 \mu\text{m}$ au maximum en une seule enduction. Pour assurer l'épaisseur requise, nous allons devoir déposer deux couches. Notre méconnaissance du comportement de cette résine à l'insolation aux UV nous a obligés à faire différents essais en temps d'exposition et en temps de révélation. Il est à noter cependant que ces essais ont été réalisés sur substrat vierge.

L'enduction se fait à capot fermé puis l'échantillon tourne à capot ouvert pendant quelques secondes. Cela aide à libérer les solvants et à gagner en uniformité. Pour éviter des contraintes entre chaque couche déposée, nous laissons refroidir la plaque entre chaque recuit de chaque couche. Les paramètres technologiques des différents essais ont été récapitulés dans le tableau IV-10 :

	Enduction	Exposition	Recuit	Révélation
Essai 1	2 couches de LOR10A : 1.6 μm .			MF 319 pur : 3 min 25 s en agitant
	1 couche de S1805 : 4000 \AA .	1.3 s	120°C pendant 1 min	
	Recuit de chaque couche à 150°C sur plaque pendant 4 min	7 mW/cm ²		

Essai 2	2 couches de LOR10A : 1.6 μm .			MF 319 pur : 3 min 25 s en agitant
	1 couche de S1805 : 6600 \AA .	1.3 s	120°C pendant 1 min	
	Recuit de chaque couche à 150°C sur plaque pendant 4 min	7 mW/cm ²		

Essai 3	2 couches de LOR10A : 1.6 μm .			MF 319 pur : 2 min 55 s en agitant
	1 couche de S1805 : 6600 \AA .	1.5 s	120°C pendant 1 min	
	Recuit de chaque couche à 150°C sur plaque pendant 4 min	7 mW/cm ²		

HMDS				
Essai 4	2 couches de LOR10A : 1.6 μm .			MF 319 pur : 2 min 55 s en agitant
	1 couche de S1805 : 6600 \AA .	1.5 s	120°C pendant 1 min	
	Recuit de chaque couche à 150°C sur plaque pendant 4 min	7 mW/cm ²		

HMDS				
Essai 5	2 couches de LOR10A : 1.6 μm .			MF 319 pur : 2 min en agitant
	1 couche de S1805 : 6600 \AA .	1.3 s	120°C pendant 3 min	
	Recuit de chaque couche à 150°C sur plaque pendant 4 min	7 mW/cm ²		

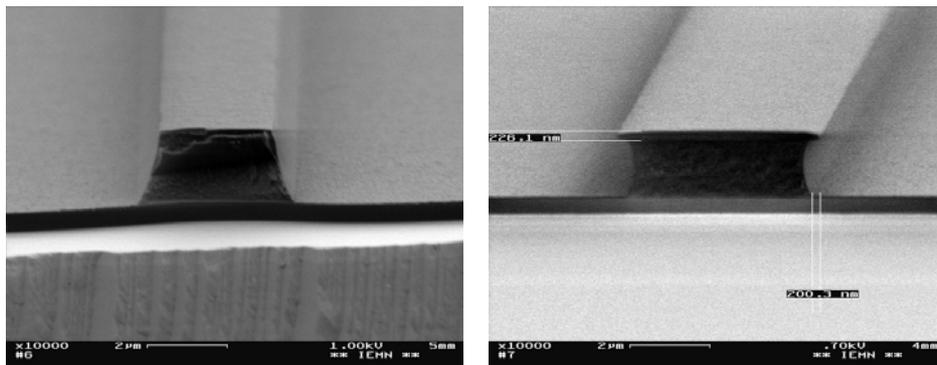
HMDS				
Essai 6	2 couches de LOR10A : 1.6 μm .			MF 319 pur : 2 min 50 s en agitant
	Recuit à 170°C pendant 4 min.	1.3 s	120°C pendant 3 min	
	1 couche de S1805 : 6600 \AA .	7 mW/cm ²		
	Recuit 150°C pendant 4 min			

HMDS				
Essai 7	2 couches de LOR10A : 1.6 μm .			MF 319 pur : 2 min 45 s en agitant
	1 couche de S1805 : 6600 \AA .	1.3 s	120°C pendant 6 min	
	Recuit de chaque couche à 150°C sur plaque pendant 4 min	7 mW/cm ²		

Tableau IV-10 : Paramètres des différents essais pour la mise au point du bicouche LOR 10A/S1805.

Un recuit est nécessaire juste après l'insolation pour durcir et résister à la durée d'immersion du substrat dans le développeur assez longue pour dissoudre et sous-graver la première couche.

La présence de la casquette est indispensable. S'il devait rester du métal entre deux électrodes, le composant ne serait pas fonctionnel dans l'état actif. Si le lift-off ne s'effectue pas correctement, nous n'aurons pas de seconde chance en envisageant de retirer les métaux par gravure chimique, puisque nous enlèverions alors aussi les métaux des électrodes. Nous n'avons pas le droit à l'erreur ! Nous avons donc observé les profils de résine développée au MEB après chaque essai. Nous présentons dans la figure IV-34 deux microphotographies issues de ces essais :



Essai 3 : casquette absente.

Essai 7 : casquette présente.

Figure IV-34 : Photographies prises au MEB montrant la présence ou non d'une casquette selon les essais.

Nous avons procédé aux métallisations pour quelques-uns de ces essais. Nous déposons 500 Å de titane et 4500 Å d'or. C'est l'essai 7 qui s'est avéré le plus concluant (temps de lift off plus court etc...). Le résultat de cet essai après lift-off est illustré par les photographies prises au microscope optique et au MEB dans la figure IV-35 :

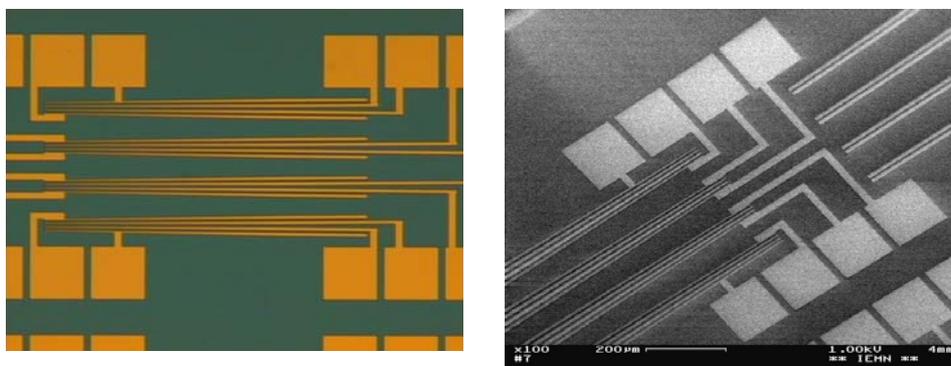


Figure IV-35 : Résultat de l'essai de lift-off de la métallisation des plots d'épaissement.

Transposition aux couches « processées » :

L'étape est plus délicate ici car on ne peut prévoir le comportement de la résine sur ce fort dénivelé. En effet, la topologie du composant présentant des dénivelés, on comprend aisément que la résine déposée n'ait pas la même épaisseur selon la zone où l'on se situe sur le composant. La viscosité de ces résines est telle que les résines fluent et permettent une enduction parfaitement plane. Cette planéité implique un bon plaquage du masque sur l'échantillon lors de l'exposition mais il faut également avoir à l'esprit que lors d'un dépôt de résine, nous avons sur le même échantillon une résine d'épaisseur faible en haut des rubans et une autre d'épaisseur un peu plus élevée au niveau du substrat. Tout ceci est loin de rendre évident un procédé qui pourrait, de prime abord, sembler simple.

Le dénivelé à recouvrir est de 1 μm en moyenne. Nous déposons 2 couches de 0.8 μm de LOR 10A et une couche de S1805 de 6000 \AA , ce qui sous-entend qu'on aura des zones à ouvrir qui ont réellement 2.2 μm de résine et d'autres qui n'en auront que 1.2 μm . Il peut sembler difficile *a priori* de trouver des temps d'exposition, de recuit ou de gravure qui conviennent exactement pour les deux épaisseurs de résine.

Nous avons appliqué le procédé lithographique que nous avons sélectionné lors des essais antérieurs. La figure IV-36 représente quelques images obtenues par microscopie optique de la révélation du bicouche de résine déposée sur la silice et définissant une zone autour des électrodes :

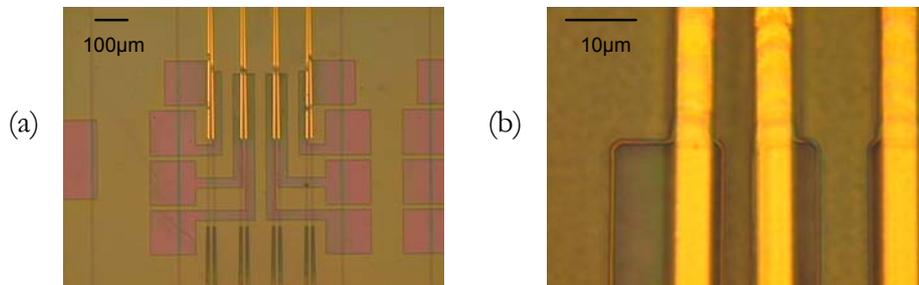


Figure IV-36 : Vues de dessus prises au microscope optique du profil casquette LOR10A/S1805.

Le cliché (a) montre une vue globale juste après la révélation.

Le cliché (b) montre un zoom sur la casquette.

Après la révélation, des mesures au profilomètre nous ont permis de vérifier l'épaisseur attendue. L'épaisseur du tricouche au niveau des rubans métalliques est de 1.1 μm , tandis qu'elle est de 2 μm au niveau des gros motifs constituant les plots d'épaississement.

Nous pouvons contrôler sur ces photographies la qualité de l'alignement et de la révélation : les motifs sont bien révélés et la casquette est effectivement présente. De toute façon, dans le cas où il

resterait des traces de résine, un léger plasma argon est toujours appliqué dans le bâti d'évaporation, avant le dépôt du plot d'épaissement. Nous poursuivons donc par l'étape de métallisation.

Etant donné les profils des composants, les métallisations des reprises de contact doivent descendre le long des flancs, sur une hauteur de marche de 1 μm . Il est à craindre que, si nous faisons un dépôt habituel, c'est-à-dire à plat, le métal se rompe au niveau de l'arête. C'est pour éviter cet inconvénient que nous avons choisi d'effectuer le dépôt en deux étapes : nous avons réalisé deux dépôts où le substrat est incliné de 40° dans les deux directions de façon à recouvrir les deux côtés du ruban. De cette manière nous sommes sûrs que les rubans de métal sont continus.

Pour l'étape de lift-off, nous retirons la LOR 10A dans le solvant Nano remover PG à 65°C. Le métal se soulève aux endroits indésirables et est conservé aux endroits prévus. Le lift-off est long et demande parfois l'aide des ultra-sons. Nous présentons dans la figure IV-37, quelques photographies du résultat après lift-off. Sur le cliché (d), nous voyons bien la couche superficielle d'or. De plus, nous distinguons les deux étapes des dépôts métalliques sur les pourtours de l'électrode. Nous avons vérifié au microscope optique que le contact métallique n'est rompu nulle part.

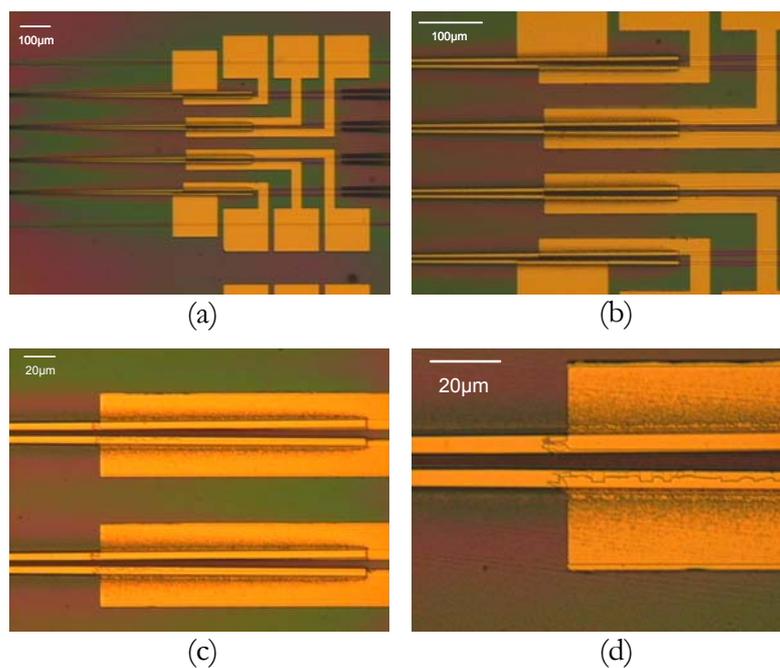


Figure IV-37 : Photographies optiques.

(a) Vue globale sur le 1^{er} étage de commutation d'une matrice 4x4.

(b), (c) et (d) Zooms au niveau des électrodes.

Nous avons également vérifié au MEB (figure IV-38) que le métal recouvrait bien le dénivelé de 1 μm , après avoir clivé les composants au niveau de leur zone active :

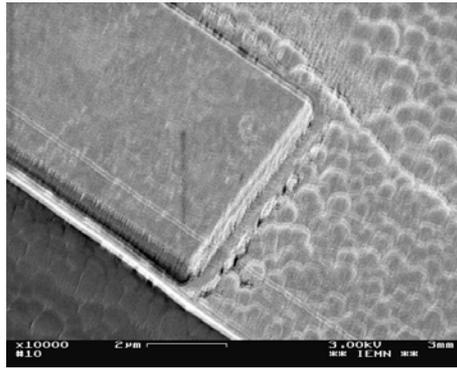
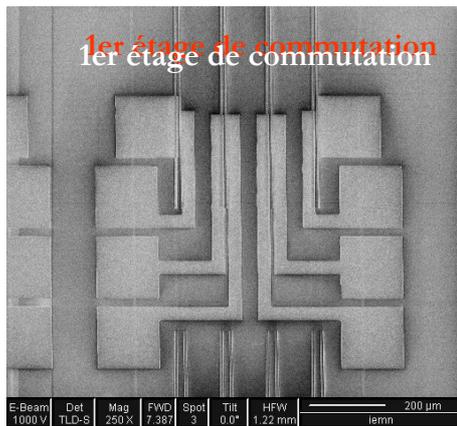
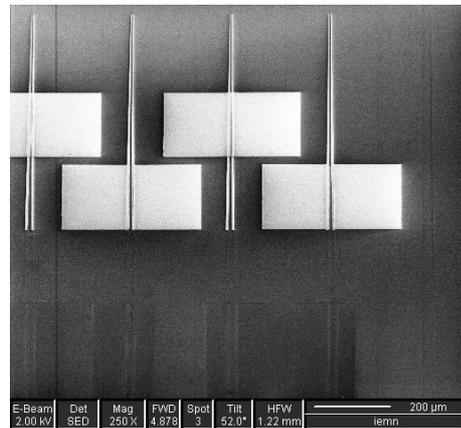
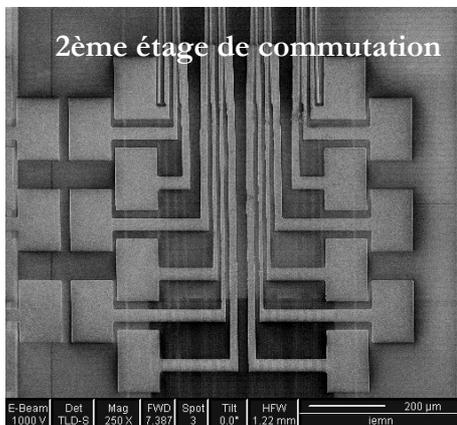


Figure IV-38 : Photographie prise au MEB de la reprise de contact des électrodes

La figure IV-39 présente des vues du dessus des parties actives de la matrice 2x2 et de la matrice 4x4. Pour la matrice 2x2, nous distinguons surtout les électrodes et les plots d'épaississement. Pour la matrice 4x4, nous avons observé les deux étages de commutation. Le 1^{er} est constitué de quatre commutateurs DOS, le 2nd de 16.



Parties actives de matrices 4x4



Parties actives de matrice 2x2.

Figure IV-39 : Photographies prises au FIB des parties actives de composants vu de dessus.

Etant donné les grandes dimensions de ces composants, il n'est pas envisageable de photographier ceux-ci dans leur totalité. Un montage de photographies prises au microscope optique nous a permis de reconstituer la matrice dans sa totalité. Dans la figure IV-40, nous présentons le **composant final : la matrice 4x4** – les rapports des dimensions ne sont pas respectés.

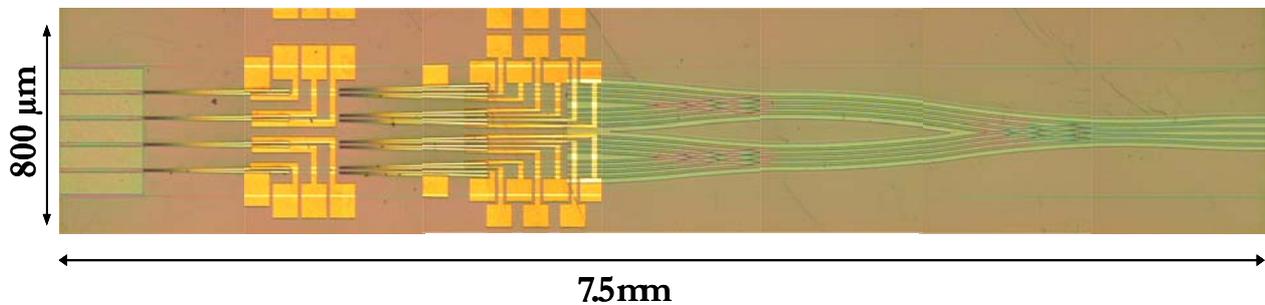


Figure IV-40 : Montage photographique de la matrice 4x4.

2.2.7. Amincissement

L'amincissement est également un point sensible mais inévitable. En effet cette étape permettra de cliver les composants de façon à obtenir des faces aussi lisses que possible. Cela est primordial pour que l'injection optique soit possible.

L'épaisseur du substrat est d'environ 350 µm à 400 µm. Il faut amincir le substrat jusqu'à 150 µm pour réussir des clivages corrects. Il serait bien entendu possible d'amincir à des épaisseurs plus faibles, mais les manipulations ultérieures de la plaquette s'en trouveraient beaucoup plus périlleuses. Nous déposons une couche épaisse de résine AZ4562 pour protéger les composants face avant. L'échantillon est ensuite collé à la cire, face avant vers le bas, sur un support en verre qui permettra de manipuler la plaquette amincie. Le tout s'insère et est maintenu par aspiration dans une pièce de polissage. L'amincissement se fait dans un premier temps par un rodage mécanique sur un disque de verre, à l'aide d'une poudre d'alumine, en suspension dans de l'eau désionisée, de granulométrie variable allant de 15 µm à 3 µm, suivant la vitesse de rodage désirée. La qualité de la face rodée est dépendante de la vitesse de gravure. Les tailles de grain plus grosses étaient donc utilisées pour graver plus rapidement, environ 5 µm/min puis les plus petites tailles pour contrôler la fin de gravure et l'état de surface. Des vitesses de gravure trop importantes peuvent induire des défauts qui se traduisent parfois par une fissure de la plaque. Nous commençons avec une poudre d'alumine de granulométrie 15 µm. A 100 µm de l'épaisseur désirée, on passe à une granulométrie plus fine (3 µm). A 10 µm de l'épaisseur finale, on s'attaque au polissage et on utilise un plateau recouvert de feutrine et une solution d'hypochlorite de soude (eau de javel). Cette étape prend fin lorsque l'on atteint une qualité proche du poli « miroir ».

Le polissage est une étape critique dans la réalisation qui doit être menée avec beaucoup de soin, car elle peut mener à une destruction partielle voire totale de l'échantillon. Afin de les mener à bon terme, il est nécessaire de prendre certaines précautions :

- veiller à avoir une bonne homogénéité de la cire entre le substrat et la plaque de verre, sans quoi, les contraintes mécaniques peuvent engendrer la destruction partielle de l'échantillon,
- vérifier régulièrement l'état de surface en cours d'amincissement car le moindre petit éclat qui se séparerait pourrait la rayer au tour suivant, voire la fissurer.

Le décollage se fait par dissolution de la cire dans une solution « *Non Solvent Cleaning Fluid* » de Logitech chauffée à 70°C, puis la plaque est plongée dans une solution d'acétone pour dissoudre la couche de résine protectrice.

Après amincissement, il est possible que l'épaisseur du substrat ne soit pas identique d'un bout à l'autre de la plaquette. Dans notre cas, nous n'avons jamais observé d'écart supérieur à 15 µm, et cela n'a pas altéré de façon sensible notre qualité de clivage. Ces écarts sont surtout tributaires de la qualité du collage de la plaque sur les supports de verre. Pour assurer cette étape nous disposons d'une machine de collage sous vide qui permet d'avoir des écarts de l'ordre du micron sur la plaque.

Remarque :

L'amincissement de l'InP par ces méthodes provoque des dégagements d'hydrures, la phosphine PH₃, au contact avec l'eau. Ceci se caractérise par une forte odeur. Ces produits sont très nocifs, il est donc impératif que ces opérations soient menées sous botte aspirante.

2.2.8. Contact face arrière

Nous voici arrivés à la dernière étape dans la réalisation proprement dite du composant. : la métallisation face arrière qui permet de prendre le contact de type n sur le substrat.

A ce stade de la réalisation, le maniement de la plaque est particulièrement délicat et il est conseillé de travailler sur des quarts de deux pouces clivés "grossièrement" pour éviter toute casse de la plaque amincie. Cela est d'autant plus pénalisant étant donnée la dimension des composants que nous réalisons. Nous collons les échantillons face avant sur un substrat silicium, les composants ayant été au préalable protégés par une couche de résine. Nous procédons au contact métallique pleine plaque face arrière par pulvérisation cathodique. Si nous ne déposons que de l'or, il y a de fortes chances que ce dernier n'adhère pas à l'InP. Aussi, pour prévenir ce risque, nous utilisons encore une couche d'accroche en titane qui nous assurera une adhérence sur ce matériau. Ce contact ne nécessite pas de recuit thermique, ce qui supprime ainsi tout risque de choc thermique sur la plaque amincie.

Les échantillons sont décollés, nettoyés et prêts pour le clivage.

2.2.9. Clivage

Les contraintes de cette étape sont les suivantes : les facettes d'entrée et de sortie des guides doivent être les plus parfaites possible et la précision du positionnement des amorces par rapport aux guides est assez critique pour notre application. Nous tolérons des écarts inférieurs à 10 μm sur la longueur des guides d'entrée.

La plaque amincie à 150 μm est particulièrement fragile. Une simple amorce permettra d'initialiser le clivage. Le clivage du matériau va se faire selon les plans denses du réseau cristallographique Zinc Blende identifié sur le substrat par les méplats par rapport auxquels les composants sont alignés.

Pour effectuer cette opération, le substrat est placé sur un film autocollant et le clivage est amorcé par un marquage à l'aide d'une pointe diamant. Nous travaillons sous une binoculaire et sur un dispositif de micro-positionnement, ce qui nous permet d'atteindre des précisions de l'ordre de 10 μm sur la position du trait de l'amorce.

Il n'existe pas réellement de méthode pour effectuer le clivage proprement dit, chaque opérateur a son propre savoir faire. Nous, nous procédons comme suit : une fois l'amorce réalisée, nous recouvrons le substrat face avant d'un deuxième film autocollant et transparent. Le substrat est alors bien maintenu dans ce sandwich de films. Nous plaçons l'amorce de l'échantillon sur une arête (règle, bord de table) et nous exerçons une légère contrainte vers le bas.

Sur la figure IV-41, nous présentons la photographie d'un composant après l'opération de clivage d'une facette d'entrée d'un guide passif.

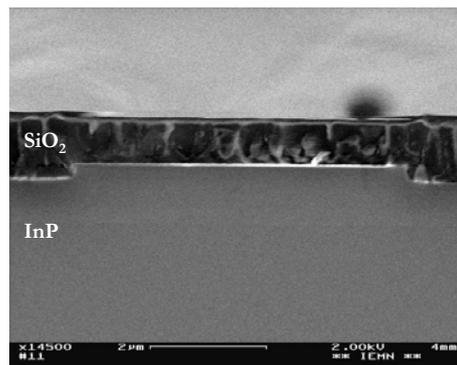


Figure IV-41 : Face clivée d'un guide passif de commutateur. Ruban de 3000 Å.

Nous pouvons voir un niveau de silice relativement plan recouvrant les guides passifs, dont la hauteur du ruban est de 3000 Å. Nous avons constaté une bonne qualité de clivage.

Ainsi se clôt la réalisation des composants. Ils sont maintenant prêts à la caractérisation.

IV-3. RESULTATS DE CARACTERISATION

Nous avons deux épitaxies à tester. Nous les appellerons « épitaxie ternaire » et « épitaxie quaternaire » en référence au matériau servant de cap layer. Sur chaque épitaxie, quatre catégories de composants ont été réalisées : les commutateurs 1×2, les commutateurs 1×4, les matrices 2×2 et les matrices 4×4. Nous allons présenter les performances mesurées sur quelques composants réalisés sur l'une ou l'autre des épitaxies, parfois pour les deux longueurs d'onde de travail 1.3 μm et 1.55 μm. Deux types de caractérisations déjà présentées ont été menées : les mesures en champ proche et les mesures fibre à fibre. Les mesures en champ proche donnent une approche qualitative des performances. Afin de pouvoir comparer les intensités des taches lumineuses en sortie des composants, nous présentons dans la figure IV-42 la tache lumineuse en sortie d'un guide droit de même longueur que les composants :

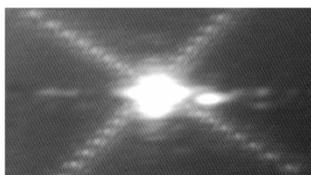


Figure IV-42 : Sortie optique d'un guide droit à 1.55 μm.

Remarque : Les images présentées dans ce chapitre sont de taille différente mais respectent le même agrandissement utilisé dans toutes les expériences.

3.1. Les commutateurs 1×2

C'est l'**élément clé**, la brique élémentaire servant à tous les autres composants réalisés ici. Nous présentons les résultats successivement pour l'« épitaxie ternaire » et l'« épitaxie quaternaire », pour deux longueurs d'onde quand les mesures ont été effectuées.

3.1.1. Mesure en champ proche

3.1.1.1. L'« épitaxie ternaire »

Nous présentons dans les figures IV-43 et IV-44 les trois configurations offertes par le commutateur DOS : les sorties du diviseur 3 dB et les sorties quand du courant est injecté dans l'une ou l'autre branche. Les longueurs d'onde de travail sont respectivement 1.55 μm et 1.3 μm :

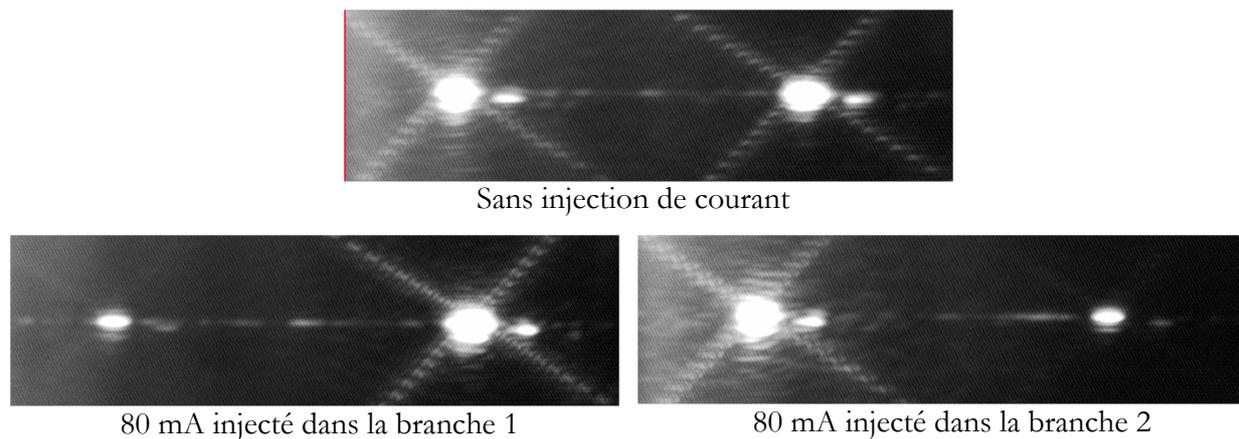


Figure IV-43 : Sorties optiques d'un commutateur 1x2 à 1.55 μm .

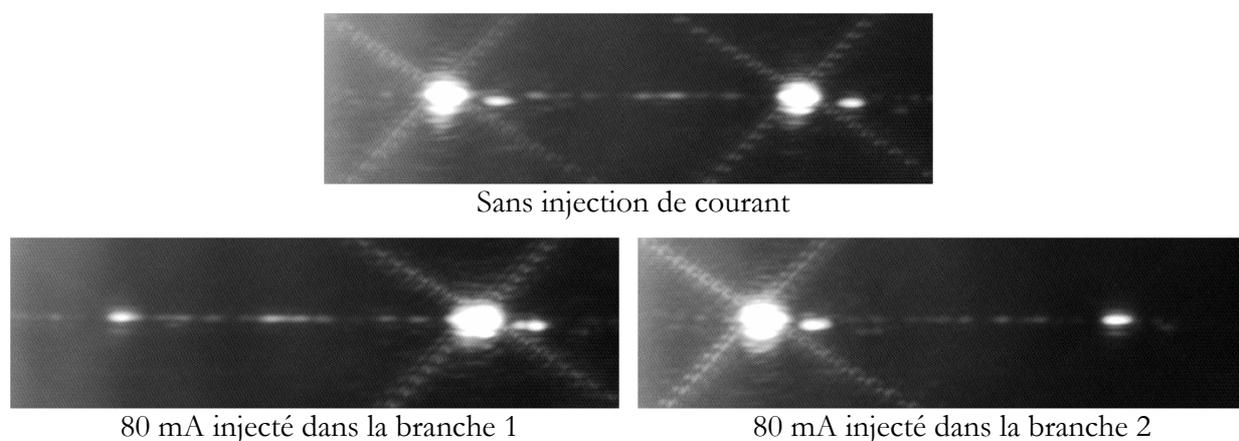


Figure IV-44 : Sorties optiques d'un commutateur 1x2 à 1.3 μm .

3.1.1.2. L'« épitaxie quaternaire »

Dans la figure IV-45, nous juxtaposons les résultats des mesures pour les deux longueurs d'onde et ne présentons qu'un cas de commutation dans l'une des deux sorties :

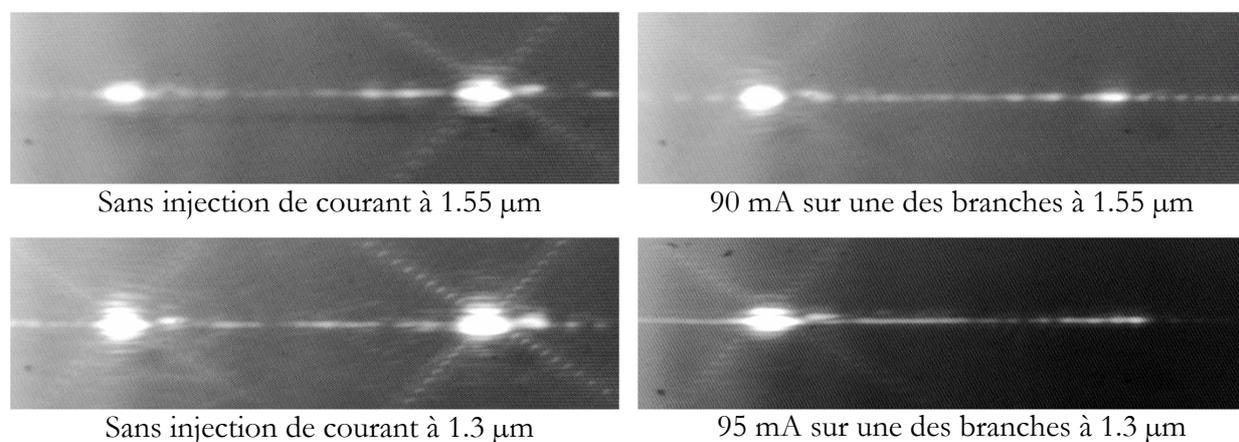


Figure IV-45 : Sorties optiques d'un commutateur 1x2 à 1.55 μm et à 1.3 μm .

Pour les deux épitaxies, nous retrouvons qualitativement cette tendance d'un **meilleur taux d'extinction à la longueur d'onde 1.3 μm qu'à 1.55 μm** . Nous allons vérifier ce premier constat de manière quantitative avec les mesures fibre à fibre.

3.1.2. Les mesures fibre à fibre

3.1.2.1. L'« épitaxie ternaire »

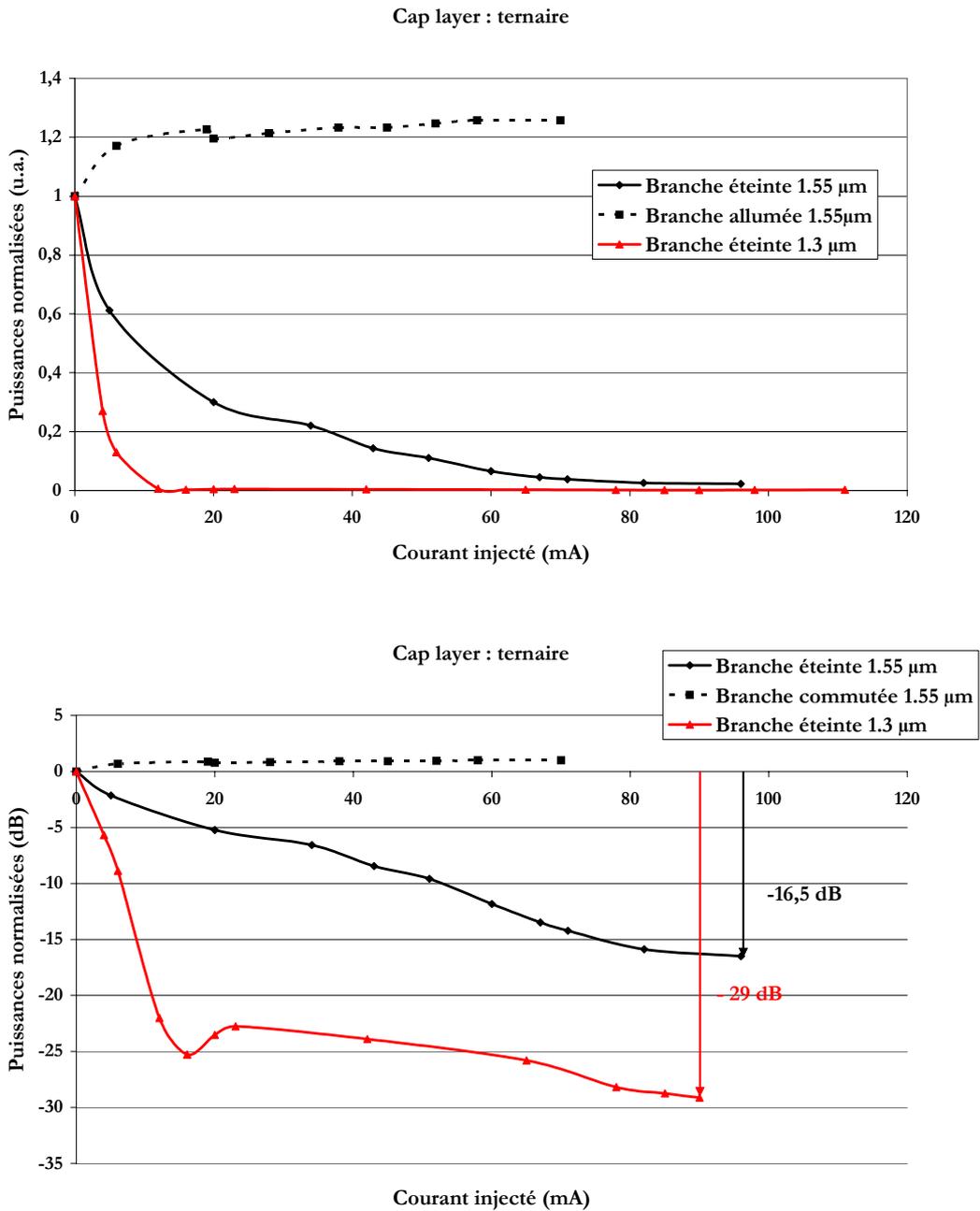


Figure IV-46 : Mesures de puissances normalisées par rapport à l'état initial.

3.1.2.2. L'« épitaxie quaternaire »

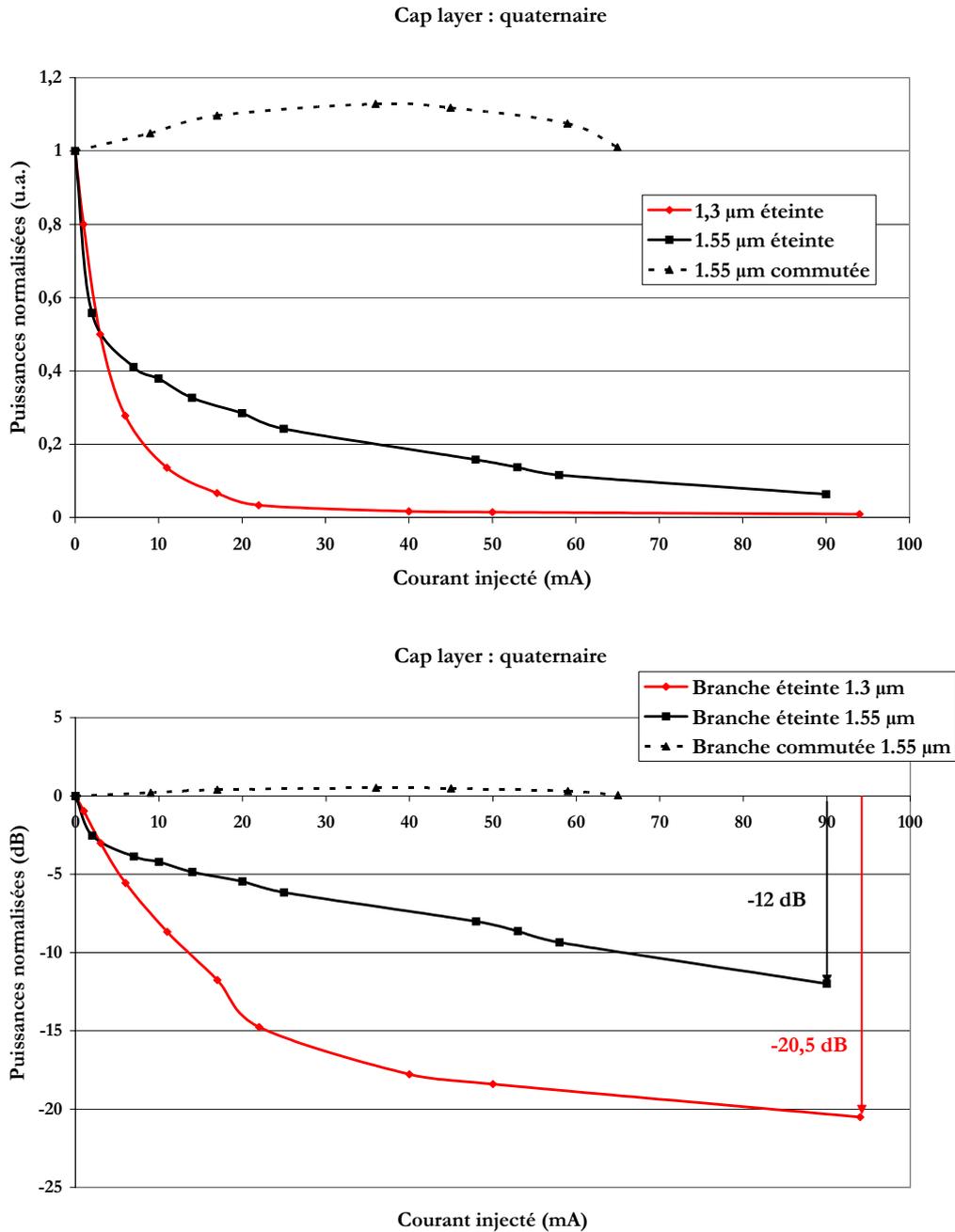


Figure IV-47 : Mesures de puissances normalisées par rapport à l'état initial.

Tout d'abord quelques remarques sur la présentation des résultats :

- Nous avons présenté les résultats sous deux formes, sur une échelle linéaire où se reportent les puissances optiques et sur une échelle logarithmique, où l'on retrouve les résultats de puissances en dB, permettant d'accéder directement à la diaphotie.

- Les puissances ont été **normalisées** par rapport à la puissance transmise dans l'état initial, c'est-à-dire sans injection de courant, afin de pouvoir comparer les performances de plusieurs composants ou de comparer les comportements aux deux longueurs d'onde pour un même composant.
- Enfin, nous n'avons pas systématiquement mesuré la puissance dans la voie commutée, les résultats escomptés, à savoir un gain de 3 dB, n'étant pas atteints.

Pour la première épitaxie, l'épitaxie « ternaire », nous constatons effectivement que le taux d'extinction est meilleur à 1.3 μm qu'à 1.55 μm , puisqu'aux alentours de 90 mA, ce taux est de -16.5 dB à 1.55 μm et de -29 dB à 1.3 μm . Mais surtout à 1.3 μm , cette courbe du taux d'extinction décroît beaucoup plus rapidement qu'à 1.55 μm et l'on obtient des taux d'extinctions déjà corrects pour des courants beaucoup plus faibles. En effet, **le taux d'extinction est de -25.3 dB pour un courant d'injection de 16 mA à 1.3 μm .**

Pour la seconde épitaxie, cette tendance est toujours observée mais les taux d'extinction sont moins performants. D'après ces premiers résultats, il semblerait que **l'efficacité de commutation soit meilleure sur l'« épitaxie ternaire »**. Est-ce dû à la présence de la couche tampon dans la couche « quaternaire » ? Pour un courant donné, la concentration de porteurs sera plus faible dans la couche « quaternaire », où le volume de la zone intrinsèque est plus important, que dans la couche « ternaire ». Il faut augmenter la consommation pour espérer atteindre les mêmes niveaux d'isolation optique.

Pour l'« épitaxie ternaire », la modélisation prévoyait pour cette nouvelle structure une amélioration de 10 dB pour la diaphotie pour une variation d'indice de 0.005 et de 5 dB environ pour des variations d'indice inférieures. La meilleure performance obtenue avec les premiers commutateurs DOS était à 1.55 μm de -14.5 dB à 80 mA. Ici, nous mesurons **une diaphotie de -17.5 dB à 90 mA**, en prenant un gain de 1 dB dans la branche « commutée ». L'amélioration est donc moins importante sur le plan expérimental. En revanche, à 1.3 μm , nous n'obtenons pas mieux que -30 dB avec cette nouvelle structure, valeur de diaphotie déjà mesurée avec les premiers DOS. Mais il faut rappeler que cette structure avait été modifiée à partir des modélisations réalisées à 1.55 μm et non à 1.3 μm .

Nous avons profité des mesures fibre à fibre sur les commutateurs DOS pour évaluer les pertes d'insertion sur ces composants pour les deux épitaxies. **Sur la couche « ternaire », les pertes fibre à fibre moyennes sont de 23.5 dB.** La moyenne a été réalisée sur 5 composants. Cette valeur est plus élevée que celle mesurée sur les premiers DOS caractérisés puisqu'elle était de 21 dB. Mais ces derniers composants étaient plus courts (5 mm contre 7.5 mm actuellement) et les électrodes étaient également plus courtes de 60 μm . Ces modifications de géométrie pourraient expliquer cet écart de 2.5 dB. En revanche, **sur l'épitaxie « quaternaire », les pertes moyennes sont de 20.3 dB.** L'introduction de

5000 Å de couche tampon et la suppression de la couche d'InGaAs comme cap layer réduit de 3.2 dB les pertes totales, ce qui est plus faible que ce à quoi nous nous attendions. Ces mesures de pertes ont été réalisées à 1.55 µm.

Nous avons effectué ce type de mesures à 1.3 µm également. Les pertes sont légèrement supérieures à cette longueur d'onde. Les moyennes calculées des pertes fibre à fibre est de 24.8 dB pour l'épitaxie « ternaire » et de 21.5 dB pour l'épitaxie « quaternaire ».

3.2. Les matrices 2×2

Bien que ce composant s'appelle « matrice » et non plus commutateur, la matrice 2×2 est moins complexe que le commutateur 1×4. Ayant décidé de caractériser ces composants dans un ordre de complexité croissant, la matrice 2×2 est bien le deuxième composant que nous avons testé.

En effet, la matrice 2×2 n'est finalement constituée que de deux commutateurs 1×2 mis en parallèle et dont on a recombinaison les 4 sorties (figure IV-48). Un seul étage de commutation suffit à orienter le faisceau optique vers l'une des deux sorties.

Pour le commutateur 1×2, nous avons présenté les résultats dans tous les cas de figure (les deux épitaxies, les deux longueurs d'onde). Mais pour les composants suivants, ne voulant pas délivrer un catalogue de photographies, nous n'avons donc pas exposé tous les résultats des mesures en champ proche pour chaque épitaxie et chaque longueur d'onde, mais nous en avons sélectionné quelques-uns.

En revanche pour la matrice 2×2, tous les cas de figure ont fait l'objet d'observation en champ proche puisque cela constitue la première étape dans la procédure d'alignement de deux fibres, nécessaire aux mesures fibre à fibre.

3.2.1. Mesure en champ proche

3.2.1.1. L'« épitaxie ternaire »

Nous présentons dans la figure IV-48 ce que nous avons visualisé dans les deux sorties de la matrice en injectant optiquement dans la même entrée mais en polarisant tour à tour dans les deux électrodes. La longueur d'onde de travail est de 1.55 µm.

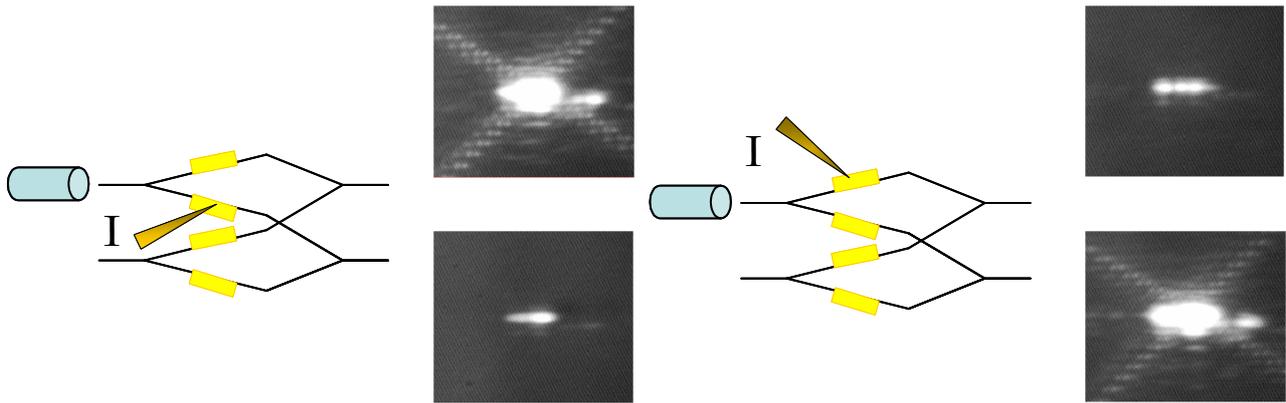


Figure IV-48 : Sorties optiques d'une matrice 2x2 en injectant dans l'une ou l'autre des branches du commutateur placé derrière l'entrée où se trouve la fibre.

L'effet de commutation est indéniable. Elles fonctionnent. Il reste néanmoins toujours un résidu de lumière dans la branche « éteinte ».

3.2.1.2. L'« épitaxie quaternaire »

Pour l'« épitaxie quaternaire », nous présentons dans la figure IV-49 les deux sorties de la matrice pour l'un des deux cas de polarisation à la longueur d'onde de 1.3 μm .

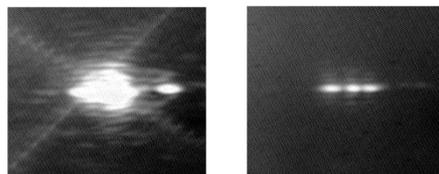


Figure IV-49 : Sorties optiques d'une matrice 2x2 en injectant dans l'une ou l'autre des branches du commutateur placé derrière l'entrée où se trouve la fibre.

3.2.2. Les Mesures fibre à fibre

Etant donné le nombre de composants à caractériser et le manque de temps, nous avons limité les caractérisations. Compte tenu du fait que l'épitaxie quaternaire apporte de meilleurs résultats en terme de pertes, nous avons focalisé les prochaines caractérisations fibre à fibre sur cette épitaxie seulement. D'autre part, nous connaissons les résultats pour l'élément de base, le commutateur DOS. En choisissant cette « épitaxie quaternaire », nous nous plaçons dans le cas le moins favorable en terme de diaphotie et il est légitime de croire que les résultats sur la couche « ternaire » ne peuvent être que meilleurs.

De plus, nous avons mesuré uniquement la puissance à la sortie de la branche polarisée c'est-à-dire le taux d'extinction. Faire des mesures dans les deux branches nécessite de changer la fibre de sortie et donc un nouvel alignement. Cette étape étant assez laborieuse, c'est une mesure que l'on n'a pas systématiquement effectuée.

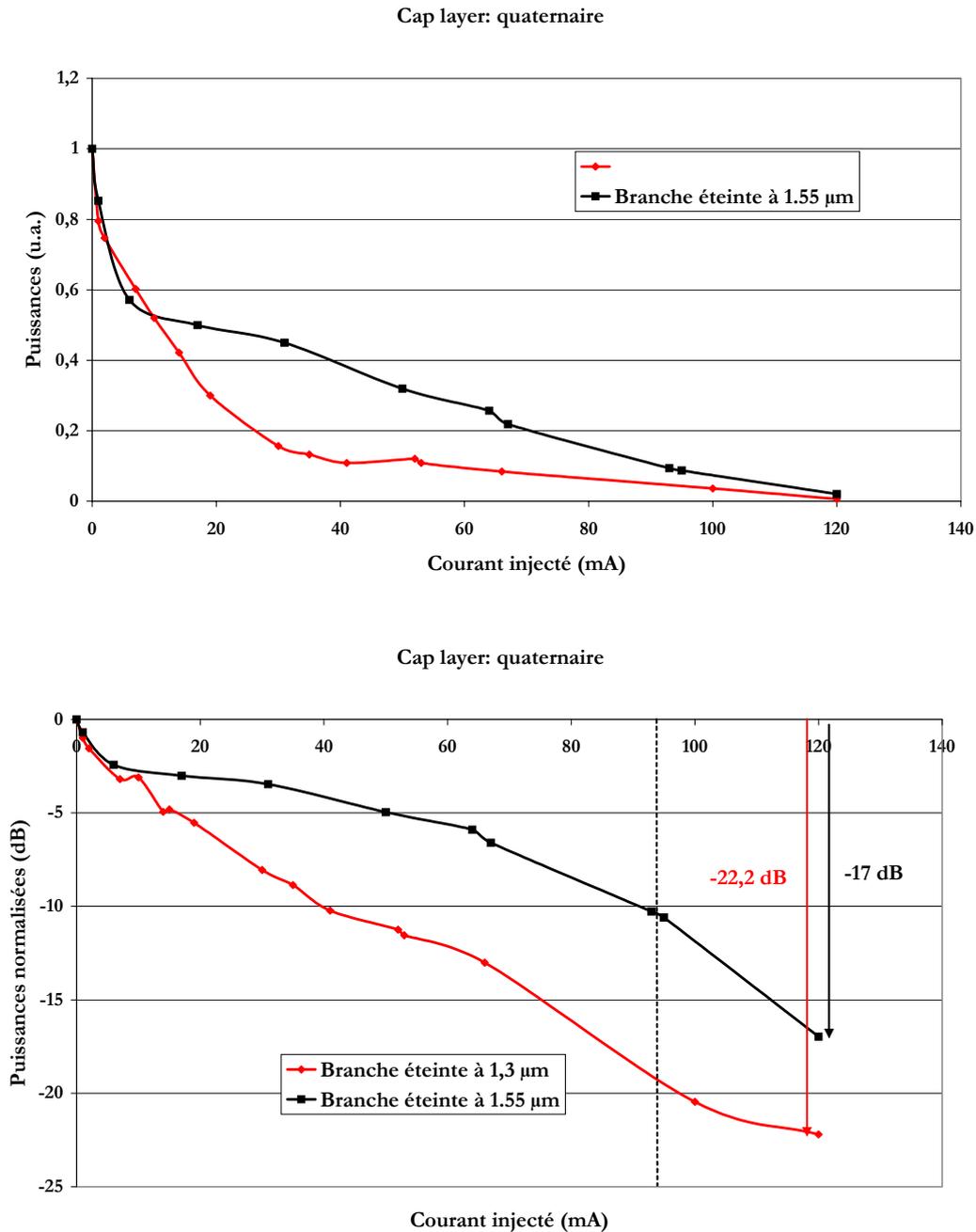


Figure IV-50 : Mesures de puissances normalisées par rapport à l'état initial.

Pour des courants de 120 mA, les **taux d'extinction sont respectivement de -17 dB à 1.55 μm et de -22.2 dB à 1.3 μm**. Le trait pointillé correspondant au courant pour lequel nous avons

estimé les taux d'extinction du commutateur 1×2 réalisé sur la même épitaxie, c'est-à-dire 90 mA environ. Pour cette valeur de courant, les taux d'extinction sont alors de 10.6 dB à 1.55 μm et de 19.3 dB à 1.3 μm alors qu'ils étaient respectivement de 12 dB et de 20.5 dB pour le commutateur 1×2. Les chemins optiques parcourus dans ces deux composants diffèrent par la présence de guides courbes et d'intersections supplémentaires dans la matrice 2×2. La différence perceptible au niveau des taux d'extinction pourrait s'expliquer par un léger recouplage entre les deux guides de sorties au niveau de l'intersection. Ce qui laisserait penser que les guides ne confinent pas suffisamment la lumière ou que l'angle de cette intersection est trop faible.

3.3. Les commutateurs 1×4

Le commutateur est plus complexe puisqu'il possède deux étages de commutation. Il est nécessaire de polariser deux électrodes pour sélectionner une seule sortie optique.

3.3.1. Mesure en champ proche

Là encore nous nous sommes intéressés à l'« épitaxie quaternaire » seulement. Nous avons caractérisé les 4 sorties du commutateur 1×4 en champ proche sans ou avec injection de courant. Nous présentons dans la figure IV-51 un schéma du commutateur illustrant les points de polarisation que l'on a choisis afin d'« allumer » la sortie C, ainsi que les résultats des caractérisations en champ proche. Sur la 1^{ère} ligne, les 4 sorties optiques d'un commutateur sans injection de courant, et sur la 2^{nde} ligne, les sorties du composant quand on polarise les électrodes 1 et 6. Cette expérience a été menée à 1.55 μm.

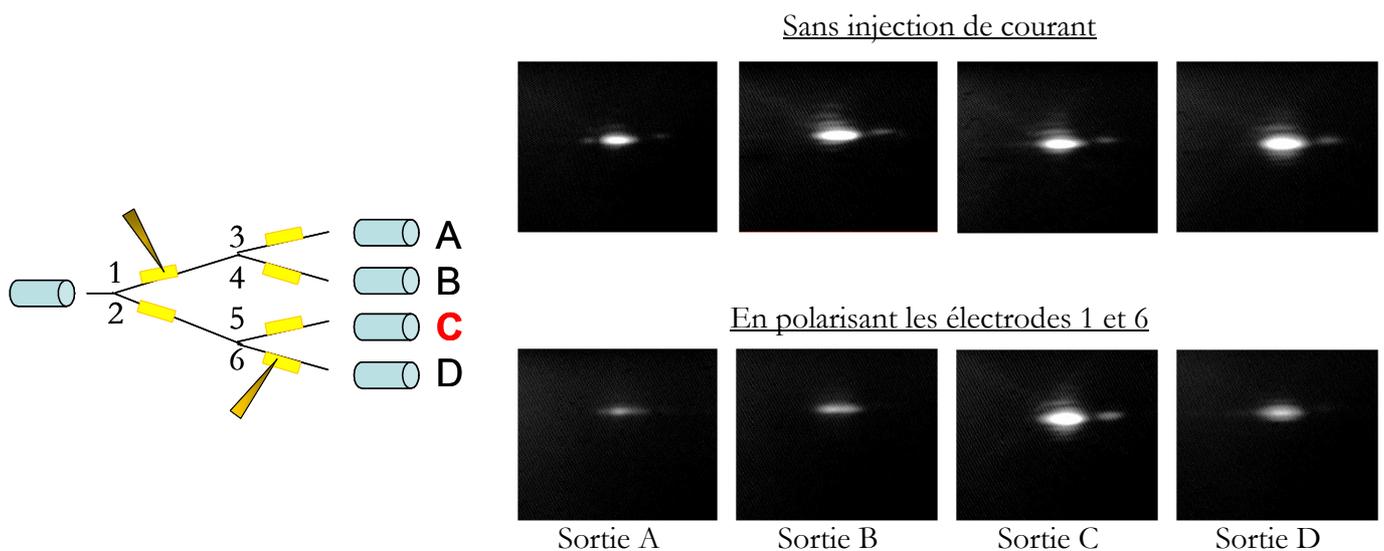


Figure IV-51 : Sorties optiques d'un commutateur 1×4 à 1.55 μm.

Nous avons réalisé cette expérience à 1.3 μm . Dans la figure IV-52, nous présentons les résultats quand nous sélectionnons la sortie B en polarisant les électrodes 2 et 3.

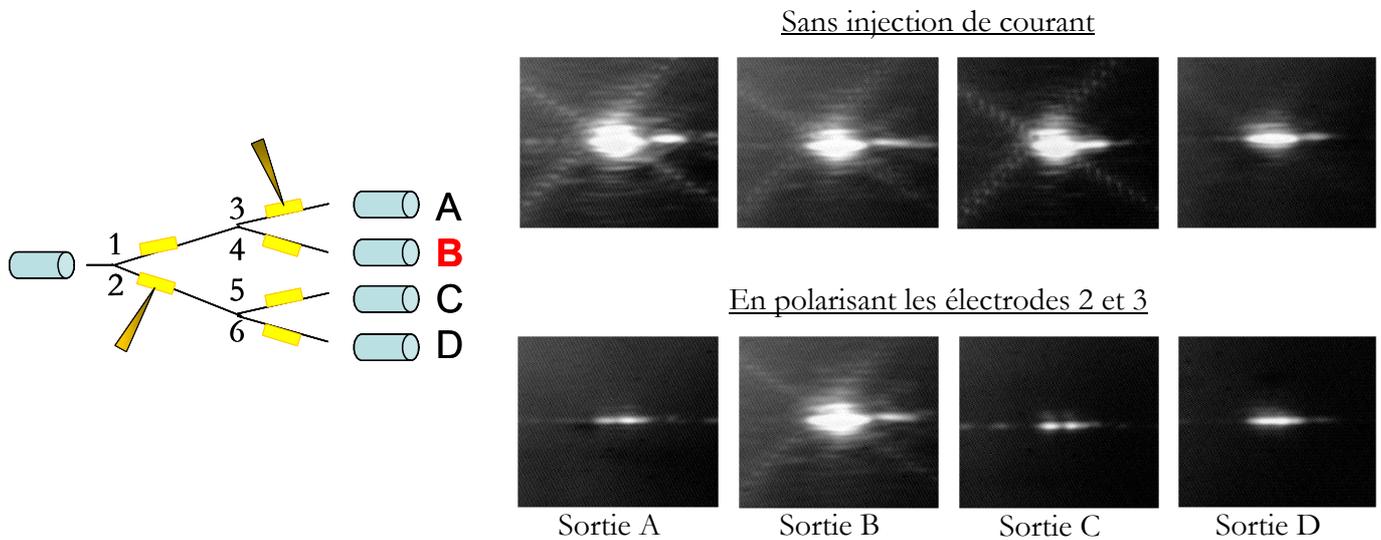


Figure IV-52 : Sorties optiques d'un commutateur 1x4 à 1.3 μm .

3.3.2. Les mesures fibre à fibre

Nous avons effectué trois types de mesures.

Nous avons testé le 1^{er} étage de commutation en mesurant les taux d'extinction en sortie C ou D quand on polarise uniquement l'électrode 1. Sur les graphes, cela correspond à la courbe « un seul point d'injection ».

Nous avons testé le 2^{ème} étage de commutation en mesurant le taux d'extinction en sortie A quand on polarise les électrodes 1 et 2. Il s'agit de la courbe « deux points d'injection ». Enfin, on a suivi la puissance de la lumière dans la voie B quand on polarise les deux électrodes, il s'agit de la puissance commutée et de la courbe « branche allumée ».

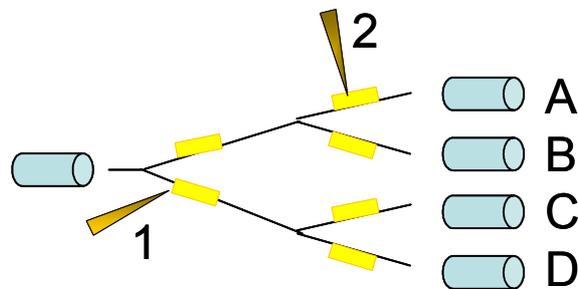


Figure IV-53 : Différentes sorties ont été testées.

Nous avons réalisé les mesures pour les deux longueurs d'onde. Celles-ci confortent les résultats précédents à savoir de meilleurs taux d'extinction à $1.3 \mu\text{m}$ qu'à $1.55 \mu\text{m}$. Nous ne présentons donc que les résultats à $1.3 \mu\text{m}$.

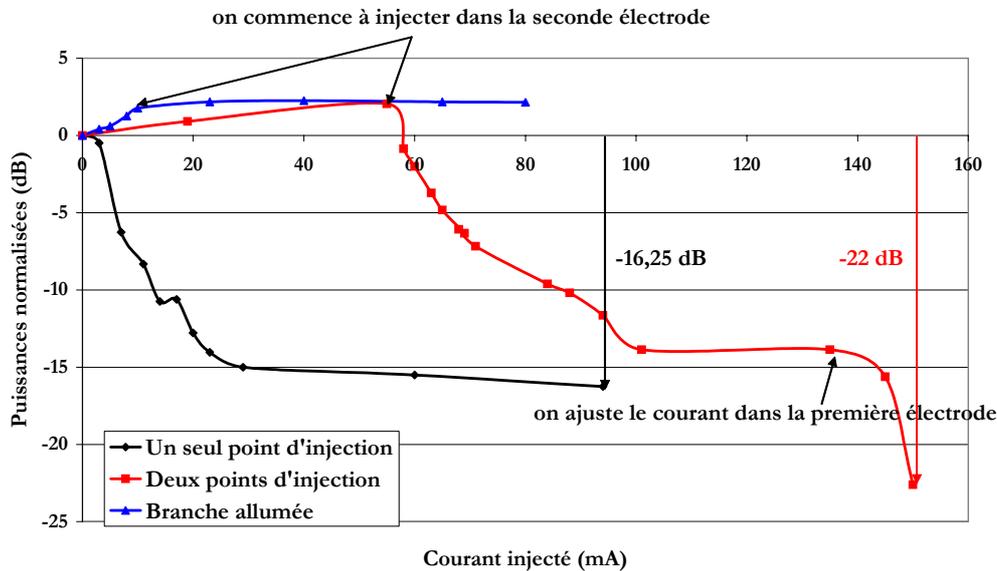


Figure IV-54 : Mesures de puissances normalisées par rapport à l'état initial.

- ◆ Puissance en sortie C (ou D) en polarisant 1 (taux d'extinction).
- Puissance en sortie A en polarisant 1, puis 2 (taux d'extinction).
- ▲ Puissance en sortie B en polarisant 1, puis 2 (gain).

En polarisant l'électrode 1, et en plaçant la fibre en sortie C ou D, nous avons mesuré un taux d'extinction de -16.5 dB à 95 mA (courbe « un seul point d'injection »). Nous avons ensuite déplacé la fibre vers la sortie A pour tester la deuxième polarisation. Nous injectons du courant d'abord dans l'électrode 1. La lumière est déviée dans les sorties A et B. La puissance augmente tant qu'on ne polarise que l'électrode 1. Avec 55 mA , la puissance augmente de 2 dB . Nous polarisons ensuite la seconde électrode. La lumière va donc être déviée vers la sortie B. En sortie A, quand on injecte 80 mA dans l'électrode 2, la puissance diminue de 16 dB (point -14 dB pour 135 mA de la courbe « deux points d'injection »). En ajustant le courant dans la première électrode, nous arrivons finalement à un taux d'extinction de -22 dB .

Nous nous plaçons ensuite derrière la voie B. Nous injectons quelques mA dans la première électrode (10 mA). Quand nous arrivons à un maximum de gain, nous injectons dans la seconde électrode. 70 mA supplémentaire permettent d'obtenir un gain total de 2.1 dB .

A 1.55 μm , les taux d'extinction sont de -6 dB avec une seule polarisation à 110 mA et **-14 dB** avec deux polarisations pour 150 mA. Le gain dans la branche « allumée » est de 1 dB.

Remarque :

- Avec une seule polarisation, nous ne retrouvons pas les -20.5 dB du commutateur unitaire, mais -16 dB.
- Pour réaliser cette courbe, nous avons additionné les valeurs des courants injectés dans les deux électrodes. Nous mesurons ainsi les taux d'extinction en fonction de la consommation totale.

A la différence des matrices 2x2 pour lesquelles les pertes étaient du même ordre de grandeur que celles des commutateurs 1x2 (longueurs et chemins optiques quasiment équivalents), **les pertes dans les commutateurs 1x4 sont en revanche beaucoup plus élevées**. Cela se justifie aisément par la présence d'une seconde électrode sur le chemin optique qui va introduire des pertes par absorption supplémentaires. Il en sera de même pour les matrices 4x4.

Les résultats de mesure de pertes pour ces composants dans les deux épitaxies et pour les deux longueurs d'onde figurent dans le tableau récapitulatif final.

3.4. Les matrices 4x4

Pour clore cette partie, voyons à présent la caractérisation de la matrice 4x4. Les caractérisations ont été faites ici seulement en champ proche. Les intensités étant beaucoup plus faibles que dans les autres composants, nous n'avons pas entrepris de mesures fibre à fibre.

Le guidage plan étant plus important dans ce type de composant, nous avons testé les matrices 4x4 sur les deux épitaxies pour être sûrs de voir un effet, les DOS présentant de meilleurs niveaux d'isolation optique sur l'« épitaxie ternaire ».

3.4.1. L'« épitaxie ternaire »

Nous pouvons observer dans la figure IV-55 les images correspondant aux sorties des matrices 4x4 en injectant optiquement dans une entrée et en polarisant les électrodes de façon à éclairer la sortie 3 :

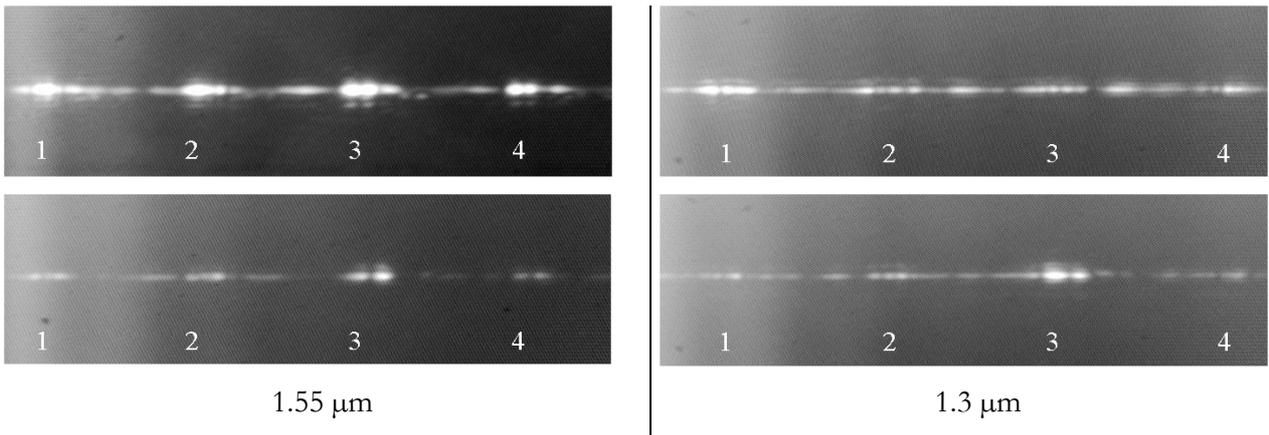


Figure IV-55 : Sorties optiques d'une matrice 4×4 en polarisant deux électrodes. La sortie 3 est la sortie qu'on souhaite « allumer ».

Malgré un guidage plan très important, l'effet de commutation est mis en évidence, pour les deux longueurs d'onde. On remarque d'autre part que le guidage plan est plus important à 1.3 μm ; cela est dû au fait que les guides passifs ont été modélisés à 1.55 μm .

3.4.2. L'« épitaxie quaternaire »

Nous pouvons observer dans la figure IV-56 les images correspondant aux sorties des matrices 4×4 en injectant optiquement dans une entrée et en polarisant les électrodes de façon à éclairer la sortie 2 :

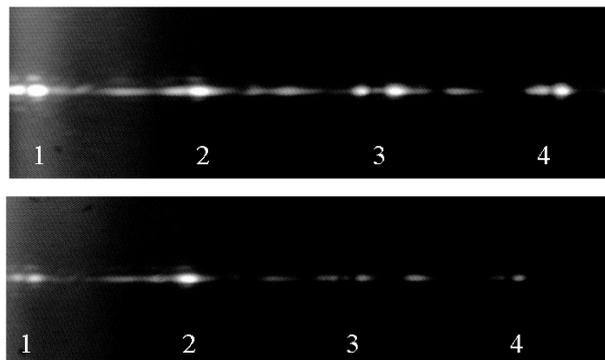


Figure IV-56 : Sorties optiques d'une matrice 4×4 en injectant dans deux électrodes à 1.55 μm . La sortie 2 est la sortie qu'on souhaite « allumer ».

Le premier niveau de commutation agit en faisant commuter les signaux optiques des sorties 3 et 4 vers les sorties 1 et 2. A la suite de cette opération, nous constatons une assez bonne extinction des sorties 3 et 4.

En revanche, le deuxième niveau de commutation agit de façon moins violente puisque la commutation entre les sorties 1 et 2 qui résulte de cette opération est moins nette que celle qui résulte du fonctionnement du premier étage. Nous remarquons donc que le fonctionnement du deuxième étage est sensiblement moins efficace que le fonctionnement du premier étage.

IV-4. CONCLUSION

En guise de conclusion, nous présentons tout d'abord un récapitulatif des résultats obtenus dans le tableau IV-11 :

Taux d'extinction (dB) / [Pertes (dB)]	Épitaxie ternaire		Épitaxie quaternaire tampon	
	1.3 μm	1.55 μm	1.3 μm	1.55 μm.
DOS 1×2	-29 / [24.8]	-16.5 / [23.5]	-20.5 / [21.5]	-12 / [20.3]
DOS 1×4	*	*	-22 / [25.7]	-14 / [24.4]
Matrice 2×2	*	*	-22.2 / [23.1]	-17 / [21.8]
Matrice 4×4	*	*	*	*

Tableau IV-11 : Bilan des performances mesurées à 1.3 μm et à 1.55 μm pour les composants réalisés sur deux épitaxies.

* valeurs non mesurées

Les principales conclusions que nous pouvons tirer de ces caractérisations sont :

- La **diaphotie est meilleure sur l'épitaxie « ternaire »**. Cela peut s'expliquer par la présence de la **couche tampon** dans l'épitaxie « quaternaire » où les porteurs s'étalent. La concentration de porteurs est ainsi moins importante dans la zone intrinsèque et **l'effet plasma est donc moins efficace**.
- Les **performances sont meilleures à 1.3 μm**. Les effets de porteurs et par conséquent la variation d'indice induite sont plus importants à 1.3 μm, c'est-à-dire lorsque l'on se rapproche de la longueur d'onde de coupure du gap du quaternaire, comme nous l'avions annoncé dès le chapitre II.
- La consommation est encore trop élevée. Le courant injecté est de l'ordre de 100 mA pour une tension comprise entre 1.5 et 2V. Des effets importants de commutation ont cependant été relevés pour des courants plus faibles, vers 20 mA, à la longueur d'onde 1.3 μm.
- Le guidage plan est encore très présent. Cela peut nuire à l'isolation optique entre les sorties de la matrice. Les guides de la partie passive ne sont pas encore suffisamment confinés.
- Les pertes très élevées malgré les précautions prises font preuve manifestement d'un trop faible ou mauvais confinement de la lumière dans les guides passifs.

IV-5. REFERENCES

- [1] R. HAMELIN.
Etude et réalisation d'émetteurs optiques integers sur matériaux III-V
Thèse, Université Lille 1, 17 nov. 1995.
- [2] J. VAN DE CASTEELE.
Etude et réalisation de transducteurs opto-hyperfréquences sur matériaux III-V
Thèse, Université Lille 1, 2 oct. 1996.
- [3] S.B. PHATAK, G. KELNER.
Material-selective chemical etching in the system InGaAsP/InP
Journal of the Electrochemical Society, 1979, Vol. 126, n° 2, pp. 287-292.
- [4] M. TONG, K. NUMMILA, A.A. KETTERSON, I. ADESIDA, I. AINA, M. MATTINGLY.
Selective wet etching characteristics of lattice matched InGaAsP/InAsAs/InP
Journal of the Electrochemical Society, 1992, Vol. 139, n° 10, pp. 91-93.
- [5] A. FATHIMULLA, T. LOUGHRAN, J. BATES.
Reactive Ion Etching of indium-based III-V materials using CH₄-H₂-Ar mixtures
Material Research Society Symposium Proceedings, 1989, Vol 144, pp. 501-506.
- [6] J. E. SCHRAMM, E. L. HU, J. MERZ.
Highly selective reactive ion etch process for InP-based device fabrication using methane/hydrogen/argon
Journal of Vacuum Science and Technology, 1993, B 11(6), pp. 2280-2283.
- [7] C.S. WHELAN, T.E. KAZIOR, K.Y. HUR.
High rate CH₄ :H₂ plasma etch processes for InP
Journal of Vacuum Science and Technology, 1997, B 15(5), pp. 1728-32.
- [8] H. E. G. ARNOT, R. W. GLEW, G. SCHIAVINI, L. J. RIGBY, A. PICCIRILLO.
Selective etching of InP and InGaAsP over AlInAs using CH₄/H₂ reactive ion etching
Applied Physics Letters, 1993, Vol. 62, n° 24, pp. 3189-3191.
- [9] Th. BOTTNER, H. KRAUTLE, E. KUPHAL, K. MIETHE, H.L. HARTNAGEL.
Surface and sidewall damage of InP-based optoelectronic devices during reactive ion etching using CH₄/H₂
1996 International conference on InP and related materials, pp 115-118.
- [10] Y. FEURPRIER, Ch. CARDINAUD, G. TURBAN.
Influence of the gas mixture on the reactive ion etching of InP in CH₄-H₂ plasmas
Journal of Vacuum Science and Technology, 1997, B 15(5), pp. 1733-40.
- [11] A. STANO.
Chemical Etching Characteristics InGaAs/InP and InAlAs/InP
Journal of the Electrochemical Society, 1987, Vol. 134, n° 2, pp. 448-452.
- [12] S.M.SZE.
Semiconductor Devices Physics and Technology
John Wiley & Sons, 1985

CONCLUSION GÉNÉRALE

Comme le montrent les résultats qui viennent d'être décrits, cette étude n'est pas encore terminée et réclame une suite. Certes, nous avons validé le principe de commutation d'un type de composant, mais l'objet de notre travail était de concevoir une architecture de matrice de commutation répondant à certaines spécifications. Or, nous avons atteint l'état de l'art en terme de diaphotie en travaillant à la longueur d'onde $1.3 \mu\text{m}$, mais pas en terme de pertes ni de consommation électrique. Dans cette conclusion, nous nous proposons donc, après avoir fait un très bref récapitulatif du travail effectué, de poser les problèmes qui restent à résoudre. On se risquera peut-être à proposer quelques pistes de réflexion.

Un grand avantage dans cette étude est le fait d'avoir bénéficié d'un travail préalable. Nous avons essayé de tirer profit au maximum de ces études qui ont été conséquentes, et ont permis de débayer considérablement les axes de recherche envisageables. En effet, trois types de commutateur avaient déjà été étudiés et réalisés : le TIR, le « cascade » et le DOS. Le premier avait été abandonné à cause d'une trop forte consommation, le deuxième fonctionnait avec de faibles courants mais présentait une trop grande sensibilité à la technologie ou plus justement une sévère intolérance à la déviation technologique, comme par exemple les épaisseurs des couches épitaxiales. Le troisième n'avait pas été caractérisé. Notre principal souci au début de ce travail était de **compléter l'étude précédente** et de décider la meilleure piste à suivre quant au **choix du commutateur**.

La première étape de ce travail a été une étape expérimentale qui a permis de démontrer que le dispositif actif le moins sensible à la technologie est celui dont la structure est de type DOS, dont le principe s'appuie sur une transformation du mode optique dans une jonction Y. Les caractérisations ont consisté à mesurer à la longueur d'onde de travail $1.55 \mu\text{m}$ les pertes fibre à fibre (21 dB), la diaphotie (13.3 dB), la consommation électrique ($80 \text{ mA} \times 1.7 \text{ V}$) et le temps de commutation (4.3 ns). Notre contribution a consisté surtout à démontrer de **meilleures performances en terme de diaphotie en travaillant à une longueur d'onde proche de la longueur de coupure du gap du quaternaire** ($\lambda_c = 1.15 \mu\text{m}$), certainement due à des effets de porteurs supplémentaires qui viennent s'ajouter aux effets plasma, tels que les effets de remplissage de bande. Ces effets sont plus importants à $1.3 \mu\text{m}$ qu'à $1.55 \mu\text{m}$ pour le quaternaire $1.15 \mu\text{m}$. La conséquence immédiate est une plus forte variation d'indice à $1.3 \mu\text{m}$ qu'à $1.55 \mu\text{m}$ pour une même densité de porteurs injectés.

Comme l'une des raisons pour lesquelles nous avons écartés les techniques de commutation par SOA est le bruit de phase rajouté, nous avons vérifié que **ces dispositifs ne détérioraient pas les signaux hyperfréquences** de cette manière.

Enfin, nous avons mis au point une nouvelle technique opto-microondes permettant de déterminer les variations d'indice dues à l'injection de porteurs. Elle est basée sur le report de phase optique sur un signal micro-onde par mélange hétérodyne. Nous avons mesuré des **variations d'indice de 1.10^{-3} à 30 mA**.

Une fois la démonstration faite sur un commutateur DOS, il s'agissait de **démontrer la fonction de commutation sur une matrice complète 4x4**. Mais avant, nous avons tenté de résoudre ou réduire quelques problèmes annexes à la fonction de commutation.

Notre premier souci a été de travailler sur l'amélioration du couplage entre les guides passifs et les fibres d'entrée et de sortie ; ceci nous a amenés à concevoir et réaliser technologiquement des **adaptateurs de mode intégrés monolithiquement au guide optique** afin de réduire les pertes d'insertion fibre-à-fibre dues à la désadaptation de modes entre la fibre optique et le guide d'onde de la matrice. Leur caractérisation a confirmé des améliorations de couplage avec une fibre clivée d'environ **3 dB** et une **meilleure tolérance à l'alignement** avec la fibre.

Nous nous sommes ensuite intéressés à la recherche des causes principales de pertes. Nous avons tout d'abord différencié les pertes de couplage des pertes de propagation. Les **pertes de couplage sont de 10 dB** pour les deux faces et les **pertes de propagation de 8 dB/cm**. Parmi les pertes de propagation, nous avons distingué les pertes intrinsèques d'absorption dans le substrat et des pertes de rayonnement qui apparaissent dans plusieurs conditions : contact avec les flancs de gravure, modification brutale des paramètres géométriques du guide, mode du guide pas suffisamment confiné... En introduisant une **couche tampon non intentionnellement dopée**, nous avons mesuré une **réduction des pertes par absorption de 3.5 dB/cm**. Pour les pertes par rayonnement, notre unique contribution a été d'étudier les guides courbes et de mesurer les pertes supplémentaires introduites par les guides courbes dans nos matrices (**1.7 dB par courbure**). Lors de cette étude sur les pertes, nous avons également mis en évidence de **fortes pertes par absorption dans les électrodes : 90 dB/cm**, ce qui introduit des pertes par commutateur de l'ordre de 6 dB. Une solution pour diminuer considérablement les pertes était de supprimer l'InGaAs dans les structures. De plus, cette solution permettait d'envisager l'incorporation des transitions optiques monolithiquement intégrées aux matrices de commutation et réduisant également les pertes. Ces solutions restaient réalisables à condition de démontrer que **des contacts ohmiques pouvaient être effectuées sur l'InGaAsP**. Nous avons donc vérifié par des caractérisations électriques la possibilité de remplacer la couche de

ternaire par une couche d'InGaAsP, de même nature que le cœur du guide, pour réaliser le contact électrique.

Nous avons ensuite tenté de vérifier en modélisation l'influence de deux paramètres géométriques sur la diaphotie, paramètres qui nous semblaient intéressants de modifier et qui néanmoins ne remettaient pas en cause la structure générale du composant. Cela nous a conduit à **modifier légèrement la topologie des électrodes**, modification qui devait apporter une amélioration en terme de diaphotie à 1.55 μm .

A partir de là, nous avons commencé la réalisation technologique des composants tels que des commutateurs 1×2, 1×4, des matrices 2×2 mais aussi des composants plus complexes tels que la matrice 4×4. Nous avons travaillé sur **deux épitaxies**, la première est inchangée par rapport aux premiers travaux et la seconde prend en compte les modifications que nous avons mises en évidence pour réduire les pertes à savoir l'introduction d'une couche tampon et la suppression de l'InGaAs. La fabrication technologique a été **réalisée avec succès** mais au prix de nombreux essais nécessaires pour mener à bien chaque étape du procédé. Les travaux de caractérisation ont finalement permis d'aboutir à une **démonstration qualitative de tous les composants**. Des diaphoties de **-30 dB** ont été obtenues sur les commutateurs DOS 1×2 et des diaphoties d'au moins -20 dB ont été obtenues sur les commutateurs 1×4 ou sur les matrices 2×2. Sur la plupart des composants, la diaphotie décroît plutôt rapidement jusqu'à 30 mA puis à tendance à diminuer plus lentement voire à saturer. La cause pourrait être un **étalement des porteurs** rendant l'effet plasma moins efficace. Par conséquent, les valeurs de diaphotie annoncées ont été obtenues au prix de consommations encore très élevées. De plus, nous avons également constaté la **non adiabaticité** de la jonction Y constituant le DOS.

Ces différents constats nous font bien sentir que **le DOS n'est pas encore optimisé**, que ce soit d'un point de vue de la structure épitaxiale que d'un point de vue topologique. Pour rendre la transition adiabatique, il serait peut-être intéressant de s'inspirer des travaux de Moosburger *et Al.* [1] voués à l'optimisation d'un commutateur sur guides polymères et basé sur une jonction Y **adiabatique**. Ils annoncent des diaphoties de -43 dB pour une variation d'indice de l'ordre de 1.10^{-3} . C'est notamment ce que s'attache à faire M. Zegaoui, dans le cadre d'une thèse dans l'équipe Optoélectronique. En effet, ses travaux, actuellement menés sur des structures semblables aux nôtres, se consacrent à **l'amélioration de la structure du DOS**.

Rendre la transition adiabatique devrait avoir une conséquence aussi bien sur la diaphotie que sur la consommation. Mais ce n'est peut-être pas suffisant. Quelle que soit la couche épitaxiale, il pourrait également y avoir des étalements de courant latéraux, entraînant une saturation de la commutation. Nous pourrions alors imaginer une étape technologique supplémentaire et envisager des

structures avec une **isolation latérale** de la zone active, empêchant de cette façon l'étalement du courant, comme cela est le cas dans les références [2, 3]. Une autre solution intéressante pour diminuer la consommation serait d'envisager l'utilisation de **puits quantiques** à la place de la couche de quaternaire. En effet, la présence des puits permettrait de capturer les électrons injectés et d'obtenir ainsi une plus grande variation de la densité de porteurs et donc de l'indice de réfraction.

Au vu des performances meilleures à 1.3 μm qu'à 1.55 μm , nous sommes également tentés de vouloir utiliser en guise de cœur de la structure **un matériau dont la fréquence de coupure du gap se rapproche de la longueur d'onde de travail**. Soit conserver le quaternaire $\text{InGaAsP}_{\lambda=1.15\mu\text{m}}$ et travailler à 1.3 μm . Soit utiliser un autre composé quaternaire comme le $\text{InGaAsP}_{1.35\mu\text{m}<\lambda<1.45\mu\text{m}}$ et travailler à 1.55 μm .

Enfin l'un des points faibles qui effraient les utilisateurs potentiels sont les pertes fibre à fibre. Dans notre étude, nous avons pris quelques mesures particulières pour réduire les pertes. Or cette réduction des pertes ne s'est pas avérée très significative par rapport à la réduction escomptée. Nous avons ainsi obtenu des pertes de l'ordre de 20 dB, ce qui pour l'application envisagée ne permettrait pas de cascader plusieurs matrices. Une première approche en vue de limiter encore ces pertes serait de considérer l'utilisation d'**adaptateurs de mode aux épitaxies plus épaisses** permettant de définir des structures caractérisées par un mode propre encore plus proche de celui de la fibre. De plus, on pourrait envisager d'intégrer des adaptateurs de mode à la fois en entrée et en sortie de composant. Enfin, en procédant à un **traitement anti-réfléchissant** sur les faces latérales du composant, on améliorerait ainsi le couplage d'environ 30%.

Nous pourrions également évoquer ici la possibilité de transférer la technologie développée tout au long de cette thèse sur un matériau dont l'indice serait plus proche de celui du verre. Ainsi, l'**utilisation de polymères ou de verre** semble attrayante dans une optique d'hybridation en envisageant de les utiliser pour les parties passives des matrices.

Malgré la re-gravure, la présence de guidage plan témoigne bien d'un **mauvais confinement du mode optique**, entraînant de nombreuses pertes par rayonnement. Cet étalement du mode optique sous la transition en Y pourrait également expliquer une moins bonne efficacité de l'effet plasma. Il n'est pas certain que cette structure de guide soit également adéquate pour constituer une matrice complète 4x4 longue de 7.5 mm. Il est important de rappeler ici que nous avons souhaité conserver une structure qui avait fait ses preuves pour le commutateur 1x2 et démontrer simplement la faisabilité d'une matrice complète. Nous avons donc conservé entre autres la structure des guides passifs. Or ces guides avaient été définis, lors des travaux de I. Cayrefourcq de telle façon que leur mode propre soit aussi proche que possible de celui de la fibre. A cette époque, il n'était pas encore question

d'adaptateurs de mode ni de commutateurs DOS. Ils ont été optimisés en prenant en compte essentiellement le critère « pertes de couplage ».

En fait, les commutateurs DOS que nous avons caractérisés sont le fruit de plusieurs études d'optimisation mais chaque élément a été optimisé séparément. Il faudrait peut-être repartir d'une structure de guide différente de meilleur confinement (étude de la hauteur des rubans, étude de l'épaisseur du cœur), structure de guide à optimiser en même temps que la partie active des commutateurs. La difficulté réside dans le fait que **tous les paramètres sont dépendants** et peuvent avoir des conséquences sur les pertes, la diaphotie et la consommation par exemple.

Une autre alternative complètement différente et innovante serait d'envisager les **micro-guides**. Pourvus d'adaptateurs de mode ad hoc, ils pourraient présenter des apports bénéfiques en terme de confinement et donc d'isolation optique, et en terme de consommation, mais surtout en terme de taille, caractéristique à ne pas négliger si l'on souhaite utiliser de nombreuses matrices les unes derrière les autres ou si l'on souhaite augmenter l'ordre de la matrice.

Actuellement la matrice 4×4 que nous avons réalisée mesure 825 μm de large sur 7.5 mm de long. Une allumette ! Or la partie « active » constituée des deux étages de commutation s'étale seulement sur 2.1 mm. La matrice est donc constituée à 70% d'éléments passifs. Mais le pire, c'est que cette matrice n'est pas fibrable. Si elle l'était, les dimensions seraient une largeur minimale de 750 μm et une longueur pratiquement double de l'actuelle ! Si on avait voulu réaliser une matrice fibrable, cela aurait pris beaucoup de place limitant *a fortiori* le nombre de composants réalisés sur une même épitaxie. Dans ce cas, il serait impératif d'avoir recours à des micro-guides [4] qui permettent d'avoir des changements de direction plus immédiats, ou des guides où les arêtes bisautées [5, 6] permettent à la lumière de se réfléchir, autorisant alors des changements de direction abrupts.

Ceci renouvelle par conséquent le sujet de commutation pour lequel on sent bien qu'il existe un certain nombre de pistes à explorer pour aboutir à un objet dont les performances seraient celles voulues par les utilisateurs système.

Références

- [1] R. MOOSBURGER, C. KOSTRZEWA, G. FISCHBECK, K. PETERMANN.
Shaping the digital optical switch using evolution strategies and BPM
IEEE Photonics Technology Letters, 1997, Vol. 9, n° 11, pp. 1484-1486.

- [2] K. ISHIDA, H. NAKAMURA, H. MATSUMARA, T. KADOI, H. INOUE.
InGaAsP/InP optical switches using carrier induced refractive index change
Applied physics letters, 1987, Vol. 50, n° 3, pp. 141-142.

- [3] K.WAKAO, K.NAKAI, M.KUNO, M.YAMAKOSHI
InGaAsP/InP Optical Switches Embedded with Semi-Insulating InP Current Blocking Layers
IEEE Journal of Selected Areas in Communications, 1988, Vol. 8, n° 7, pp. 1199-1204.

- [4] V. VAN, P. P. ABSIL, J. V. HRYNIEWICZ, P.-T. HO.
Propagation loss in single-mode GaAs-AlGaAs microring resonators: measurement and model
IEEE Journal of Lightwave Technology, 2001, Vol. 19, n° 11, pp. 1734-1739.

- [5] Y. H. QIAN, M. OWEN, A. C. BRYCE, J. H. MARSH, C. D. W. WILKINSON, R. V. PENTY, I. H. WHITE, S. PERRIN, D. ROGERS, M. ROBERTSON.
Process development on the monolithic fabrication of an ultra-compact 4x4 optical switch matrix on InP/InGaAsP material
11th International Conference IPRM, 1999, Davos, Suisse

- [6] L. H. SPIEKMAN, Y. S. OEI, E. G. METAAL, F. H. GROEN, P. DEMEESTER, M. K. SMIT.
Ultrasmall waveguides bends: the corner mirrors of the future?
IEE Proceedings-J, 1995, Vol. 142, n° 1, pp. 61-65.

LES ANNEXES

L'exposé de ce travail ne pourrait être intelligible sans un rappel de quelques généralités d'optique intégrée (le matériau, les différents types de guides d'onde, les pertes du matériau) ainsi qu'une introduction aux principales techniques de modélisation, de caractérisation et de fabrication des composants, qui favoriseront la compréhension des chapitres de ce mémoire. Afin de ne pas trop alourdir le manuscrit et de ne pas faire perdre de temps aux spécialistes, j'ai choisi de présenter ces notions de base en annexes. J'ai jugé ces notions utiles pour les lecteurs avides d'informations supplémentaires et complémentaires. Pour encore plus de détails, les lecteurs sont invités à consulter les références répertoriées à la fin de chaque chapitre et annexe.

ANNEXE A

L'OPTIQUE INTÉGRÉE EN III-V

L'optique intégrée est née du besoin de traiter directement le signal lumineux arrivant en fin de fibre optique, sans avoir à le transformer en signal électrique. Les composants d'optique intégrée peuvent regrouper les fonctions d'émission, de modulation, de commutation et de détection de la lumière, le dénominateur commun étant la notion de guidage de l'onde lumineuse. Les transmissions utilisant des fibres optiques en silice, monomodes, utilisent une longueur d'onde correspondant aux domaines de dispersion ($\lambda=1.3 \mu\text{m}$) ou d'atténuation ($\lambda=1.5 \mu\text{m}$) minimales. Dans ces travaux, les composants sont conçus pour fonctionner et être monomodes aux deux longueurs d'onde. Le choix des semiconducteurs III-V se justifie par la possibilité de réaliser tous les éléments de la chaîne de transmission présents autour de la fibre, grâce aux nombreuses propriétés de ces matériaux.

L'ambition de cette annexe est tout d'abord de présenter les matériaux III-V et de familiariser ensuite le lecteur à quelques notions de l'optique intégrée, telles que les guides optiques ou les pertes optiques.

A-1. LES MATERIAUX

Une bonne connaissance des matériaux est indispensable pour choisir les matériaux adaptés aux composants souhaités et leur donner, si possible, des performances optimisées pour les fonctions désirées. Les dispositifs modernes exigent de maîtriser la composition, les dopages, la structure etc. des matériaux avec lesquels ils sont construits. Dans notre cas, l'une des premières questions à laquelle nous devons répondre est : comment guider la lumière ? Une bonne sélection des matériaux constitue déjà un bon élément de réponse. Nous présentons ici les différentes possibilités qui nous sont offertes pour le choix des matériaux.

1.1. Les différents matériaux

Le choix d'un semi-conducteur doit se faire d'après l'ensemble de ses propriétés électroniques, optiques, thermiques, mécaniques et économiques. Le silicium est de loin le semi-conducteur le plus utilisé, mais ce n'est certainement pas grâce à ses propriétés optiques (transitions indirectes) et à ses propriétés de transport (le silicium est le semi-conducteur industriel le moins rapide au vu des mobilités des électrons et des trous). Vu sous ces aspects, le silicium peut être jugé comme étant un semi-conducteur moyen. La littérature montre que les guides optiques intégrés sont usuellement fabriqués, en fonction de leurs applications, en verre, en polymères, en Niobate de Lithium ; mais les matériaux III-V de la filière GaAs ou InP sont très utilisés pour les applications en optoélectronique

La famille des semiconducteurs III-V est constituée de corps composés contenant à parts égales un élément de la colonne III et un élément de la colonne V de la classification périodique (tableau A-1).

III	IV	V
B	C	N
Al	Si	P
Ga	Ge	As
In	Sn	Sb
Tl	Pb	Bi

Tableau A-1 : Classification de Mendeleev.

Mais parmi tous les composés binaires III-V possibles, tous ne présentent pas le même intérêt pour constituer des matériaux actifs en optoélectronique et en électronique rapide. En revanche, les composés à base de gallium ou d'indium ont des propriétés très intéressantes. Le tableau A-2 donne

une comparaison de ces deux binaires sur leurs propriétés utiles en microélectronique et en optoélectronique.

Propriétés à 300 K	GaAs	InP
Paramètre de maille (Å)	5.653	5.868
Largeur de bande interdite E_g (eV)	1.43	1.35
Masse effective de l'électron (m_n/m_0)	0.0665	0.0796
Mobilité des électrons (cm^2/Vs) pour $n=10^{17} \text{ cm}^{-3}$	4000	3200
Mobilité des trous (cm^2/Vs) pour $p=10^{17} \text{ cm}^{-3}$	250	150
Conductivité thermique (W/cm.K)	0.46	0.74

Tableau A-2 : Comparaison de caractéristiques variées pour le GaAs et l'InP [1].

Les matériaux III-V formés à partir de Ga ou In d'une part, et P ou As d'autre part, cristallisent dans le système de la blende de Zinc. Leur réseau cristallin est décomposable en deux sous-réseaux cubiques à faces centrées (cfc) interpénétrés. L'un de ces réseaux est constitué d'atomes du groupe III, l'autre est constitué d'atomes du groupe V. Les valeurs des paramètres cristallins (ou de maille) des deux principaux composés binaires sont données dans le tableau A-2.

1.2. Les caractéristiques

Les matériaux III-V sont généralement élaborés par croissance épitaxiale sur un substrat massif de type p, n ou semi-isolant. Pendant la croissance épitaxiale, on peut doper volontairement les couches avec des impuretés de nature connue et en concentration maîtrisée. Ce sont évidemment des matériaux aux propriétés extrêmement intéressantes pour les applications en micro-optoélectronique (gap direct, mobilité électronique élevée, possibilité de substrats semi-isolants, hétérostructures...). Nous allons ici nous intéresser aux hétérostructures.

Il est possible de fabriquer des alliages ternaires et quaternaires par substitution partielle de l'un des éléments par un élément de la même colonne. L'énergie de bande interdite de ces alliages varie en fonction de la composition du matériau ternaire ou quaternaire. Ainsi, ces matériaux composés offrent une grande diversité de compositions permettant de faire varier les propriétés optiques et électroniques pourvu que l'accord des mailles cristallines soit vérifié. Le diagramme de la figure A-1 montre les évolutions de la largeur de bande interdite avec le paramètre cristallin des composés III-V et de leurs alliages. La présence d'un point de rebroussement indique l'apparition d'un « gap » indirect. Une attention toute particulière doit être faite aux horizontales correspondant aux paramètres cristallins de l'arséniure de gallium et de phosphure d'indium qui sont les deux substrats III-V utilisés dans l'industrie

optoélectronique. Sur InP, peut se réaliser l'épitaxie de $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ dont la largeur de bande interdite permet une absorption à $1,55\ \mu\text{m}$ et le quaternaire GaInAsP émettant à $1,3\ \mu\text{m}$ et à $1,55\ \mu\text{m}$.

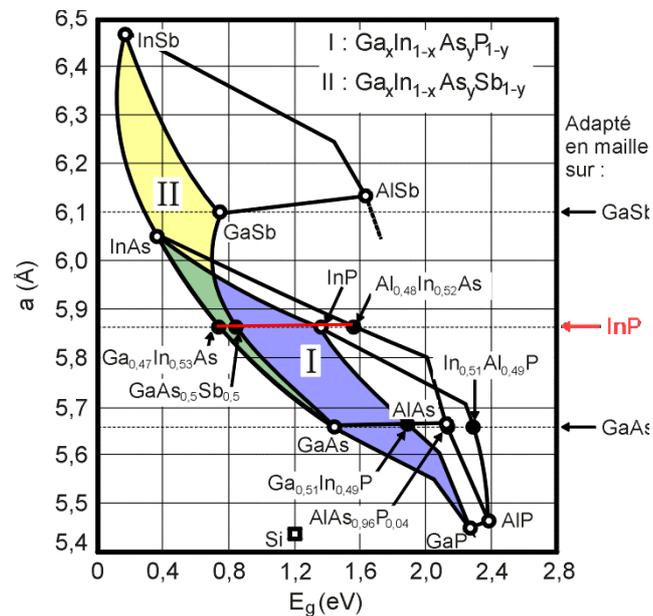


Figure A-1 : Paramètres des matériaux en accord de maille sur InP.

1.3. GaAs ou InP ? [2]

Les seules fonderies industrielles existantes en filière III-V étant celles de GaAs et d'InP, notre choix s'est porté vers l'une de ces deux solutions. Mais, la filière GaAs amène une difficulté au niveau de la structure des guides. En effet, l'indice de réfraction de ce matériau étant plus fort que celui d'AlGaAs, il servira de matériau de cœur pour le guide optique ; mais il est nécessaire de faire croître une couche d'AlGaAs importante entre ce cœur et le substrat pour éviter les pertes optiques (couche d'isolation optique). Ce n'est pas une difficulté insurmontable mais inexistante en technologie InP.

Nous nous sommes donc orientés vers les matériaux de la filière InP. La gamme de matériaux, ternaires ou quaternaires, susceptibles d'être déposés en accord de maille avec l'InP sont matérialisés sur la droite rouge du graphique de la figure A-1 et sont récapitulés dans le tableau suivant, avec leurs énergies de bande interdite et leurs indices de réfraction :

Matériaux adaptés sur InP	Eg (eV)	Indice n $\lambda=1.55\mu\text{m}$	Indice n $\lambda=1.3\mu\text{m}$	Ref
InP	1.34	3.1647	3.2026	[4]
Ga _{0.47} In _{0.53} As	0.75	3.57 – 0.086i	3.57 – 0.114i	[5] [6]
InGaAsP $\lambda = 1.1\mu\text{m}$	1.12	3.282		
InGaAsP $\lambda = 1.15\mu\text{m}$	1.08	3.315	3.382	
InGaAsP $\lambda = 1.2\mu\text{m}$	1.03	3.35		[7] [8]
InGaAsP $\lambda = 1.25\mu\text{m}$	0.99	3.38		
InGaAsP $\lambda = 1.3\mu\text{m}$	0.95	3.41		
In _{0.52} Al _{0.48} As	1.6	3.21		[9]
AlGaInAs				

Tableau A-3 : Paramètres des matériaux en accord de maille sur l'InP. [3]

La lumière étant guidée par le matériau d'indice le plus élevé, tous les matériaux quaternaires, d'indices de réfraction supérieurs à celui de l'InP, pourraient être d'éventuelles couches guidantes.

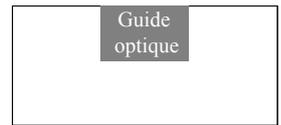
- L'InGaAs étant absorbant à 1.55 μm (indice de réfraction complexe), le faisceau lumineux se propageant dans la structure ne doit pas être en contact avec ce matériau, qui ne peut donc constituer la couche guidante.
- L'AlInAs n'est pas une solution viable d'un point de vue électrique, ce matériau ayant un gap trop important, supérieur à celui de l'InP.
- Les quaternaires AlGaInAs sont des candidats intéressants. Cependant l'équipe épitaxie de l'ITEMN possède une maîtrise et une maturité plus grandes pour la croissance de l'InGaAsP. Pour éviter d'augmenter les difficultés de réalisation, nous avons donc choisi un cœur de guide en InGaAsP.

A-2. LES DIFFERENTS TYPES DE GUIDES D'ONDE [10]

La réalisation de circuits optiques intégrés nécessite des guides d'ondes tridimensionnels permettant aussi bien un confinement latéral que vertical de la lumière. Le confinement vertical est classiquement obtenu en faisant croître l'une sur l'autre par épitaxie des couches de matériaux d'indice différent. Le confinement latéral, reposant également sur un contraste d'indices, peut être obtenu de diverses manières conduisant à différents types de guides dont les sections sont illustrées ci-après.

Remarque : Sur les schémas, le substrat est en blanc, le guide optique est en gris. Les couleurs sont d'autant plus foncées que l'indice optique est élevé.

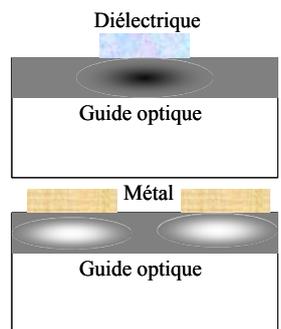
▪ *Les guides enterrés* : Le guide est formé près de la surface soit par diffusion d'un métal, soit par échange d'ions, soit par implantation ionique. Ce type de guide peut permettre facilement le dépôt d'électrodes en vue d'une modulation optique ou même d'une commutation.



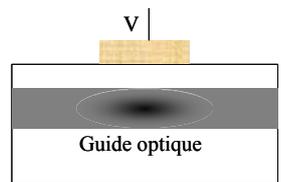
▪ *Les guides à arêtes* : La couche guidante est la couche supérieure. Le confinement latéral est obtenu par la création d'arêtes. Les pertes au niveau des parois sont importantes et inévitables.



▪ *Les guides chargés par un ruban* : On charge la couche guidante par un ruban de diélectrique ou de métal. Cela crée un champ de contrainte dans le cristal qui modifie localement l'indice de réfraction. Un diélectrique entraîne une augmentation de l'indice alors qu'un métal entraîne une diminution. La variation de l'indice dépend du matériau déposé (de son indice) mais également de paramètres géométriques tels que l'épaisseur du film déposé et l'épaisseur du guide.



▪ *Les guides électro-optiques* : Ce type de guide est formé en plaçant une électrode au-dessus de la couche guidante. On intercale une couche tampon afin de minimiser les pertes dues à la présence du métal. L'application d'un champ électrique entraîne un déplacement des porteurs libres et une légère déformation du réseau cristallin. Il en résulte une variation de l'indice de réfraction.



Ces structures sont les topologies de base pour la réalisation de guides optiques, mais la plupart des guides effectivement réalisés ont en fait des structures hybrides entre ces précédentes topologies. Pour l'application qui nous intéresse, justement, nous avons retenu une solution hybride entre le guide à arête, le guide chargé et le guide électro-optique. Il s'agit d'un guide en arête, sur lequel on peut déposer une électrode et dans lequel une couche de confinement a été intercalée. Ces structures sont illustrées figure A-2.

Le guide optique destiné simplement à la propagation de la lumière, ou guide « passif », est constitué :

▪ Dans la direction verticale, qui correspond au sens de croissance des matériaux sur le substrat, d'une épaisseur d' $\text{InGaAsP}_{\lambda = 1.15\mu\text{m}}$ de 0.2 ou 0.3 μm épitaxiée sur le substrat d' InP puis d'une couche de confinement supérieur d' InP pouvant aller jusqu'à 1.7 μm d'épaisseur.

▪ Dans la direction horizontale la gravure en arête de la couche d'InP conduit à une différence d'indices effectifs (cf. annexe B) qui permet de confiner la lumière. La largeur d'arête est d'environ 5 μm .

Le guide optique actif destiné à réaliser la fonction de commutation est un guide en arête, comme le guide « passif », sur lequel est déposée une électrode. Dans ce cas, pour faciliter l'injection des porteurs, une couche à petit gap (InGaAs) est prévue entre le haut du guide en InP et l'électrode métallique. Cette structure est illustrée figure A-2.

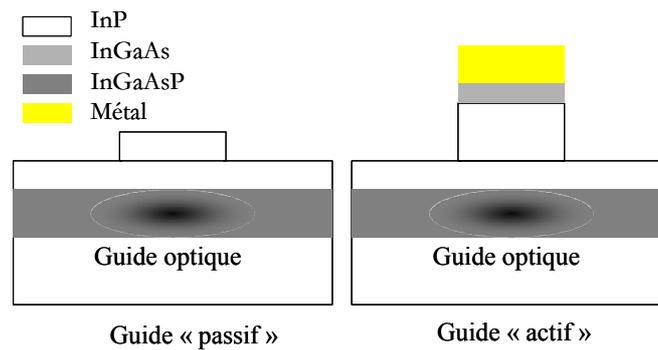


Figure A-2 : Structures des guides utilisés.

A-3. LES PERTES INTRINSEQUES

Nous nous attachons dans cette partie à présenter les différentes origines des pertes intrinsèques dans les structures guidantes, que nous avons un peu passées sous silence dans le chapitre III, contrairement aux deux autres sources de pertes mieux abordées.

Les pertes qualifiées d'intrinsèques sont celles que l'on peut mesurer sur un guide plan après clivage de l'épitaxie, sans technologie spécifique. Les pertes qualifiées d'intrinsèques, sont principalement dues à deux phénomènes distincts : l'absorption et la dispersion ou diffusion. L'absorption est fonction de nombreux paramètres dont la composition, le dopage et la densité de porteurs libres dans le milieu de propagation, chacun jouant un rôle prépondérant dans les diverses formes de l'absorption. Quant à la diffusion, elle est due à des variations localisées de l'indice de réfraction, provenant d'inhomogénéités du matériau telles que la rugosité des interfaces, la présence de défauts cristallins, la présence de champs de contraintes ou encore la présence d'impuretés...

3.1. Les pertes par absorption [11, 12]

Un semiconducteur est caractérisé par son énergie de gap E_g , l'énergie séparant la bande de valence de la bande de conduction. Lorsqu'un tel semi-conducteur interagit avec un photon d'énergie $h\nu$, la mécanique quantique indique que la probabilité d'absorption liée à une transition bande à bande est non nulle si $h\nu > E_g$. L'absorption est la manifestation des interactions entre un photon d'énergie $h\nu$ et un électron d'énergie E_1 , le produit de cette réaction est un électron d'énergie $E_2 = E_1 + h\nu$. E_2 correspond à un état d'énergie autorisé dans le matériau. Cependant, quand les cristaux sont imparfaits, l'absorption fondamentale peut être observée pour des valeurs de $h\nu$ inférieures à E_g . Cette singularité est due à une déformation des diagrammes de bandes causée par la présence de porteurs libres et d'impuretés dans le cristal.

Il existe deux sources de pertes par absorption : l'absorption interbande et l'absorption intrabande.

3.1.1. L'absorption interbande

L'absorption interbande classique résulte du phénomène de photocréation de porteurs lorsque les photons, associés à l'onde lumineuse qui se propage dans le guide, ont une énergie supérieure à l'énergie de la bande interdite du matériau constituant la structure. Cependant par un choix judicieux de la longueur d'onde (c'est-à-dire $\lambda \geq \lambda_c = 1.24/E_g$ où λ_c est la longueur d'onde de coupure) ou des matériaux, l'absorption disparaît. La longueur d'onde de coupure de quelques matériaux est donnée dans le tableau A-4.

Matériau ($T=300K$)	GaAs	InP	InGaAsP
E_g (eV)	1.42	1.35	0.75 → 1.35
λ_c (μm)	0.87	0.92	0.92 → 1.65

Tableau A-4 : Energie de bande interdite et longueur d'onde de coupure de l'InP, GaAs et du quaternaire associé.

Dans le cas qui nous intéresse, on peut donner l'exemple de l'InGaAs. En effet, ce matériau est utilisé pour assurer un bon contact ohmique avec l'électrode des guides « actifs ». Ce matériau a un gap de 0.75eV, ce qui correspond à une longueur d'onde d'émission de 1.65 μm . Cela signifie que ce matériau absorbera tous les photons d'énergie supérieure ou égale à 0.75eV, soit ayant des longueurs d'onde inférieures ou égales à 1.65 μm . Il faudra faire en sorte d'éloigner le plus possible le faisceau lumineux de cette couche superficielle d'InGaAs.

Un autre phénomène favorise l'absorption interbande. Il s'agit de la **formation de queues de bandes**, due à des interactions entre porteurs libres et impuretés. Cela peut être provoqué par une forte injection de porteurs de charge ou pour des niveaux de dopage élevés. Les impuretés ionisées et les porteurs libres interagissent en produisant un champ électrique local. Ce champ, exerçant une force coulombienne sur les électrons et les trous au voisinage des impuretés, induit une modification dans la répartition des états d'énergie. L'apparition de ces nouveaux états autorisés se traduit par l'apparition de queues de bandes sur le diagramme des bandes de valence et de conduction, qui se trouve ainsi modifié. Les transitions directes mais également indirectes sont permises car la quantité de mouvement nécessaire à ce deuxième type de transitions est absorbée par l'impureté [7, 13].

Enfin, le phénomène de **rétrécissement de gap**, qui se produit dans un nuage de charge où les forces coulombiennes induisent une répulsion entre les charges de même signe, résulte d'une diminution de l'énergie du bord de la bande de conduction et d'une augmentation de celle de la bande de valence.

Si ces trois phénomènes induisent une augmentation de l'absorption, il existe un autre phénomène, toujours du à la présence de porteurs libres, qui a tendance à réduire le coefficient d'absorption en réduisant la probabilité de transition bande à bande. Il s'agit du **remplissage de bande**, également appelé effet Burstein-Moss. La densité d'états de la bande de conduction d'un semiconducteur est faible, un petit nombre d'électrons est donc suffisant pour combler les premiers états de la bande de conduction. La transition fondamentale nécessite alors l'apport d'une énergie supérieure à l'énergie de gap nominal. Il y a donc une diminution de la probabilité de transition et donc du taux d'absorption [14].

3.1.2. L'absorption intrabande

L'absorption intrabande, encore appelée **absorption par effet plasma** résulte de transitions de porteurs libres d'un état d'énergie E_1 à un état d'énergie supérieur E_2 accompagnées d'un changement du vecteur d'onde. Il s'agit d'une transition indirecte. Ce changement de vecteur d'onde nécessite, pour que le principe de conservation de quantité de mouvement soit respecté, l'intervention d'un troisième élément dans la transition, comme une impureté ionisée ou un élément dopant. Il en résulte de nouveaux niveaux d'énergie autorisés dans le matériau et situés à l'intérieur de la bande interdite. Ainsi, l'InP qui possède un grand gap (1.35eV) n'absorbe pas à la longueur d'onde de 1.55 μm qui correspond à une énergie plus faible. Mais la présence de niveaux d'énergie correspondant à des éléments dopants situés dans la bande interdite permet d'avoir des transitions moins énergétiques qui peuvent correspondre à cette longueur d'onde et donc absorber une partie du signal [15].

Sans détailler les mécanismes et les calculs du coefficient d'absorption, on peut simplement souligner que :

- le coefficient d'absorption augmente rapidement avec le dopage,
- en associant l'absorption fondamentale, l'absorption par formation de queues de bande,

par rétrécissement du gap, par effet plasma mais en tenant compte du remplissage de bande, on obtient l'absorption intrinsèque du matériau. A titre d'exemple, l'absorption intrinsèque de l'InP est de 0.6 cm^{-1} à $1.55 \text{ }\mu\text{m}$.

3.2. Les pertes par dispersion

La dispersion est le deuxième phénomène qui peut engendrer une dissipation de l'énergie optique. Les pertes par dispersion ont généralement deux origines : la dispersion en volume et la dispersion en surface.

3.2.1. La dispersion en volume

La dispersion de la lumière dans le volume que constitue le guide est liée aux imperfections du réseau cristallin telles que les impuretés, les défauts cristallins (lacunes, dislocations). Ces imperfections peuvent entraîner des variations locales de l'indice de réfraction dans la couche guidante. Des études faites sur les conséquences de ces variations locales de l'indice montrent que les pertes associées sont proportionnelles au nombre de ces défauts et dépendent fortement de la dimension de ceux-ci. A titre indicatif, le nombre de défauts présents dans un substrat d'InP est de l'ordre de $10000/\text{cm}^3$ contre $1000/\text{cm}^3$ dans le cas du GaAs [16]. De manière générale, les variations de l'indice s'étendent sur des distances très inférieures à la longueur d'onde guidée et la diffraction de la lumière sur ces imperfections est négligeable dans le domaine spectral qui nous intéresse. Ces pertes sont négligées mais leur existence montre qu'une importance particulière doit être donnée quant à la qualité de la croissance épitaxiale de la couche guidante.

3.2.2. La dispersion surfacique

La dispersion surfacique est due à la rugosité inévitable des surfaces délimitant la couche guidante. Les frontières entre les zones d'indices différents présentent toujours des irrégularités, qui même minimales, perturbent la propagation des modes optiques. Ces imperfections de surface délimitant le guide jouent le rôle de centres de dispersion et une partie de la lumière est perdue par diffusion à chaque réflexion de celle-ci sur les surfaces. L'énergie initialement guidée fuit hors du guide par l'intermédiaire des modes rayonnés. Typiquement ces pertes sont comprises entre 0.3 dB/cm et 2 dB/cm respectivement pour les guides monomodes et multimodes.

ANNEXE B

INTRODUCTION À LA MODÉLISATION

Dans cette annexe, nous décrivons les outils de modélisation nécessaires à l'étude de la propagation guidée et des circuits d'optique intégrée. Pour ce faire, il est indispensable de partir des équations de Maxwell, afin d'en déduire les équations caractéristiques des modes de propagation dans des guides à géométrie variable.

B-1. LES EQUATIONS DE BASES

Le but de cette partie est d'exposer très succinctement la théorie de la propagation guidée. Pour plus de détails, on pourra se reporter à des ouvrages spécialisés et références [1, 2].

1.1. Équations vectorielles de propagation des ondes optiques

Pour résoudre un problème de propagation optique dans une structure donnée, la première étape est de déterminer les champs \vec{E} et \vec{H} en régime stationnaire en utilisant les **équations de Maxwell**, qui donnent l'équation de propagation, et les conditions aux limites, c'est-à-dire les relations de continuité des champs aux traversées d'interfaces. Ces équations de Maxwell sont :

$$r\vec{\partial}t\vec{E}(\vec{r},t) = -\frac{\partial\vec{B}(\vec{r},t)}{\partial t} \quad (\text{Éq.1}) \quad r\vec{\partial}t\vec{H}(\vec{r},t) = \vec{J}(\vec{r},t) + \frac{\partial\vec{D}(\vec{r},t)}{\partial t} \quad (\text{Éq.2})$$

$$\text{div}\vec{D}(\vec{r},t) = \rho(\vec{r},t) \quad (\text{Éq.3}) \quad \text{div}\vec{B}(\vec{r},t) = 0 \quad (\text{Éq.4})$$

Dans ces équations \vec{E} et \vec{H} représentent respectivement les champs électrique et magnétique, \vec{D} et \vec{B} les inductions électrique et magnétique, \vec{J} et ρ sont respectivement le vecteur densité de courant et la densité de charges, $\vec{r}(x,y,z)$ est le vecteur position dans l'espace et t le temps. Le champ et l'induction magnétiques sont reliés l'un à l'autre par la perméabilité magnétique tandis que le champ et l'induction électriques le sont par la permittivité électrique.

$$\vec{B}(\vec{r},t) = \mu(\vec{r})\vec{H}(\vec{r},t) \quad (\text{Éq.5}) \quad \vec{D}(\vec{r},t) = \varepsilon(\vec{r})\vec{E}(\vec{r},t) \quad (\text{Éq.6})$$

avec $\varepsilon(\vec{r}) = \varepsilon_0\varepsilon_r(\vec{r})$ et $\varepsilon_r(\vec{r}) = n^2(\vec{r})$, n indice de réfraction du milieu. Dans les cas qui nous intéressent, l'indice n est constant par intervalles. Dans notre étude, on se limite à la résolution des équations dans un matériau non magnétique, non chargé et isolant soit: $\mu(\vec{r}) = \mu_0$; $\rho(\vec{r},t) = 0$; $\vec{J}(\vec{r},t) = \vec{0}$.

Si on se place dans le cas d'un régime harmonique, on considère alors une onde électromagnétique monochromatique de pulsation ω qui se propage dans le milieu et on admet une variation des champs \vec{E} et \vec{B} en fonction du temps en $\exp(j\omega t)$. Les équations de Maxwell s'écrivent maintenant :

$$r\vec{\partial}t\vec{E}(\vec{r}) = -j\omega\mu_0\vec{H}(\vec{r}) \quad (\text{Éq.7}) \quad r\vec{\partial}t\vec{H}(\vec{r}) = j\omega\varepsilon(\vec{r})\vec{E}(\vec{r}) \quad (\text{Éq.8})$$

$$\text{div}(\varepsilon(\vec{r})\vec{E}(\vec{r})) = 0 \quad (\text{Éq.9}) \quad \text{div}\vec{H}(\vec{r}) = 0 \quad (\text{Éq.10})$$

En combinant ces équations, on aboutit à l'équation d'onde du champ électrique :

$$\Delta \vec{E}(\vec{r}) + \vec{\nabla} \left(\frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{\varepsilon}_r(\vec{r})}{\varepsilon_r(\vec{r})} \cdot \vec{E}(\vec{r}) \right) + k_0^2 \varepsilon_r(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) = \vec{0} \quad \text{ici } \Delta = \vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla} \quad (\text{Éq.11a})$$

et à l'équation d'onde du champ magnétique :

$$\Delta \vec{H}(\vec{r}) + \frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{\varepsilon}_r(\vec{r})}{\varepsilon_r(\vec{r})} \times (\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r})) + k_0^2 \varepsilon_r(\vec{r}) \vec{H}(\vec{r}) = \vec{0} \quad (\text{Éq.11b})$$

Ces deux équations décrivent la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu diélectriques. k_0 est le vecteur d'onde associé à une propagation dans le vide et est relié à la longueur

d'onde λ_0 dans le vide par : $k_0 = \sqrt{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0} = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ (Éq.12) où μ_0 et ε_0 sont respectivement la

perméabilité et la permittivité du vide.

Dans le cas d'un milieu homogène et continu, les variations d'indice dans l'espace peuvent être négligées et on se ramène au cas où $\delta\varepsilon/\delta r$ est nul. Les équations vectorielles se réduisent alors aux

équations de Helmholtz :

$$\Delta \vec{E}(\vec{r}) + k_0^2 \varepsilon_r(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) = \vec{0} \quad (\text{Éq.13a}) \quad \text{ou encore :} \quad \Delta \vec{E}(\vec{r}) + \omega^2 \varepsilon(\vec{r}) \mu_0 \vec{E}(\vec{r}) = \vec{0} \quad (\text{Éq.14a})$$

$$\Delta \vec{H}(\vec{r}) + k_0^2 \varepsilon_r(\vec{r}) \vec{H}(\vec{r}) = \vec{0} \quad (\text{Éq.13b}) \quad \Delta \vec{H}(\vec{r}) + \omega^2 \varepsilon(\vec{r}) \mu_0 \vec{H}(\vec{r}) = \vec{0} \quad (\text{Éq.14b})$$

1.2. Approximations [3, 4]

En toute rigueur, les équations de propagation à résoudre sont vectorielles, mais en pratique, étant donné la complexité de ces équations, on admet certaines approximations. Les plus utilisées sont les approximations scalaire et paraxiale. Ces deux restrictions facilitent considérablement la résolution des équations de propagation tout en n'étant pas trop restrictives.

1.2.1. L'approximation scalaire

Le fait de négliger les variations de $\varepsilon(\vec{r})$ permet d'aboutir aux équations de Helmholtz plus simples, que l'on peut encore écrire sous la forme :

$$[\Delta + k_0^2 n^2] \vec{E} = \vec{0} \quad (\text{Éq.15})$$

Il n'y a donc pas de couplage entre les composantes des champs, qui obéissent chacune à l'équation scalaire d'Helmholtz. Bien sûr, de manière générale, les composantes sont couplées par l'intermédiaire des interfaces et conditions aux limites. L'approximation scalaire consiste donc à supposer qu'il n'y a pas de couplage entre les différentes composantes du champ. On supposera par conséquent que si un faisceau polarisé entre dans un guide optique, il reste polarisé dans la même direction tout au long de la propagation. On considère donc le champ comme le produit d'un scalaire avec un vecteur pointant toujours dans la même direction et les équations vectorielles sont réduites à des équations scalaires.

Cette approximation revient à décomposer les analyses en deux études pour deux polarisations perpendiculaires du champ électrique : pour toutes les structures guidantes (2D, 3D), la propagation se fait selon un mode quasi-TE ou quasi-TM proche de modes TE ou TM.

1.2.2. L'approximation paraxiale

Les solutions à l'équation 15 sont des ondes planes de la forme $\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}_0(\vec{r}) \exp(-j\beta \cdot \vec{r})$ où β représente la constante de propagation de l'onde plane dans la structure guidante et vérifie $\beta^2 = n_0^2 \cdot k_0^2$.

En considérant de plus que l'onde optique se propage dans la direction z , la composante spatiale du champ électrique peut s'exprimer sous la forme :

$\vec{E}(x, y, z) = \vec{E}_0(x, y) \exp(-j\beta \cdot z)$. En injectant cette solution dans l'équation de Helmholtz, on aboutit au résultat suivant :

$$\bar{\Delta}_{x,y} \vec{E}_0(x, y) + \frac{\partial^2 \vec{E}_0(x, y)}{\partial z^2} - 2j\beta \frac{\partial \vec{E}_0(x, y)}{\partial z} + (\omega^2 \varepsilon \mu_0 - \beta^2) \vec{E}_0(x, y) = \vec{0} \quad (\text{Éq.16})$$

C'est ici que l'approximation paraxiale intervient. Elle considère de faibles variations d'amplitude du

champ électrique pendant la propagation ; elle autorise $\left| \frac{\partial^2 \vec{E}_0(x, y)}{\partial z^2} \right| \ll \left| 2\beta \frac{\partial \vec{E}_0(x, y)}{\partial z} \right|$ et permet

d'arriver à l'équation de Fresnel : $\bar{\Delta}_{x,y} \vec{E}_0(x, y) + (\omega^2 \varepsilon \mu_0 - \beta^2) \vec{E}_0(x, y) = 2j\beta \frac{\partial \vec{E}_0(x, y)}{\partial z}$ (Éq.17)

Même si les équations de propagation en sont considérablement réduites, il a été montré, par comparaison avec une technique non paraxiale, que les résultats de calculs utilisant cette approximation paraxiale diffèrent très peu de ceux obtenus par la première et donc que l'approximation paraxiale est applicable à une vaste gamme de structures d'optique intégrée [5, 6].

1.3. Notion d'indice effectif

La constante de propagation dans le vide est : $k_0 = \sqrt{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0} = \frac{2\pi}{\lambda_0}$. La constante de propagation dans un matériau homogène d'indice n est : $k = \sqrt{\omega^2 \varepsilon \mu_0} = \frac{2\pi}{\lambda_0} n = k_0 n$.

Dans le cas où il s'agit d'un empilement de matériaux d'indices de réfraction différents, on introduit la notion d'indice effectif (n_{eff}), qui permet d'assimiler la structure guidante constituée de différents matériaux à un matériau homogène d'indice n_{eff} . La constante de propagation de ce milieu est

alors appelée β et est reliée à k_0 par la relation : $\beta = k_0 n_{\text{eff}}$. Par conséquent, l'équation de propagation peut s'écrire de la manière suivante :

$$\vec{\Delta}_{x,y} \vec{E}_0(x, y) + k_0^2 (n^2 - n_{\text{eff}}^2) \vec{E}_0(x, y) = \vec{0} \quad (\text{Éq.18})$$

Les solutions dépendent du signe de la quantité $(n^2 - n_{\text{eff}}^2)$ et sont de la forme :

$$E_0(x, y) = A \exp(\alpha j(x + y)) + B \exp(-\alpha j(x + y)) \quad (\text{Éq.19}) \quad \text{avec } \alpha = k_0 \sqrt{n^2 - n_{\text{eff}}^2}$$

Si on multiplie l'équation 19 par les termes traduisant les dépendances temporelle et spatiale selon l'axe de propagation, on obtient l'expression complète du champ. L'inconnue principale dans cette équation est l'indice effectif, les constantes A et B découlant des conditions aux limites de la structure étudiée.

1.4. Application aux guides plans

Dans le cas d'une structure bidimensionnelle (confinement dans une direction, propagation dans l'autre), le confinement se fait selon la direction y et la propagation selon z. La structure est considérée infinie selon l'axe x. Ce guide est constitué d'un cœur d'indice de réfraction n_1 et de deux couches adjacentes d'indices n_0 et n_2 .

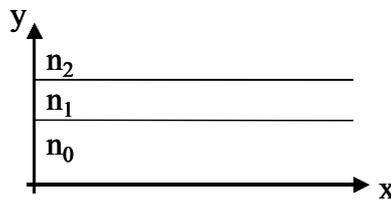


Figure B-1 : Structure tri-couche.

Si l'on réécrit l'équation 19 en une dimension, on obtient :

$$E_0(y) = A \exp(j\alpha y) + B \exp(-j\alpha y) \quad \text{avec } \alpha = k_0 \sqrt{n^2 - n_{\text{eff}}^2}$$

Lorsque n_{eff} est supérieur à n , la solution de l'équation (ou la forme du mode) est sinusoïdale ; par contre lorsque n_{eff} est inférieur à n , la solution est exponentielle. Il apparaît que la condition de guidage équivaut à une condition sur l'indice effectif : celui-ci doit être compris entre l'indice de réfraction de la couche guidante et le plus grand des deux autres indices : $\sup(n_0, n_2) < n_{\text{eff}} < n_1$. La lumière sera guidée dans une structure trois couches si n_{eff} est inférieur à l'indice de réfraction du cœur du guide et supérieur à ceux des couches de confinement.

Cette condition sur les indices des matériaux n'est pas suffisante. Elle doit être corrélée aux dimensions des couches constituant le guide. Pour un guide constitué de l'empilement de couches

d'indices $n_0 < n_1 > n_2$, on a la relation suivante, obtenue à partir de la condition de continuité de la dérivée du champ électrique aux interfaces guide-substrat et guide-gaine.

$$d_m = \frac{\lambda}{2\pi\sqrt{n_1^2 - n_0^2}} * \left\{ \text{Arctg} \sqrt{\frac{n_0^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_0^2}} + m\pi \right\} \quad (\text{Éq.20}),$$

m représentant le nombre de modes guidés par la structure si l'épaisseur de la couche guidante d'indice n_1 est comprise entre d_{m-1} et d_m . Une structure monomode est une structure n'ayant qu'un seul mode solution, le mode fondamental. d_m est appelée épaisseur de coupure du mode d'ordre m . L'épaisseur de coupure d'un mode est définie, à une longueur d'onde donnée, comme l'épaisseur de la couche guidante en dessous de laquelle le mode ne peut plus se propager dans le guide. Ainsi il existe une épaisseur d_0 en dessous de laquelle nous n'aurons pas de mode guidé, sauf pour une structure symétrique ($n_0 = n_2$) pour laquelle cette épaisseur devient nulle ; autrement dit, il y a toujours un mode de propagation pour un guide plan symétrique, quelle que soit l'épaisseur du guide. On définit de même l'épaisseur de coupure du mode d'ordre 1, comme l'épaisseur maximale de la couche guidante au-dessus de laquelle le guide n'est plus monomode.

B-2. PRESENTATION DES OUTILS DE MODELISATION

L'étude de composants optoélectroniques et photoniques faisant intervenir l'optique guidée nécessite bien sûr l'utilisation de modèles optiques, d'autant plus que la complexité des phénomènes physiques et la multitude des paramètres intervenant dans le fonctionnement des matrices de commutation font de la modélisation une démarche extrêmement utile, pour une étude complète de ces composants à un coût raisonnable.

Nous présentons ici les modèles et outils utilisés, ce qui permettra de mieux appréhender les résultats des travaux de modélisation exposés dans les chapitres suivants. Ces programmes de simulation ont été développés à l'I.E.M.N. [7 à 9]. Au cours de ce travail, nous avons adapté ces programmes à nos diverses applications en vue de la réalisation d'une matrice de commutation.

La modélisation se fait en deux temps. Il s'agit dans un premier temps de calculer les modes propres susceptibles de se propager dans les structures étudiées. Nous utilisons alors **l'analyse modale**. Ensuite, on s'intéresse à la propagation en tenant compte de divers phénomènes physiques interférant avec la lumière tels que l'absorption ou le couplage de modes. Nous employons cette fois-ci **la méthode des faisceaux propagés**, plus communément appelée BPM pour Beam Propagation Method.

2.1. L'analyse modale [10, 11]

L'analyse modale à une dimension semble être l'outil de simulation à la base de toute étude de composant optique. Pour toute optimisation de composant photonique, il est nécessaire de procéder au préalable à une analyse modale à une dimension de la structure de guide optique utilisée. C'est une approximation qui s'avère très satisfaisante, suffisante dans de nombreux cas et utilisée dans de nombreux laboratoires. Cette analyse donne les champs de propagation stationnaires, les profils des modes guidés ainsi que les indices effectifs correspondants (indispensables à la méthode des indices effectifs utilisée en BPM2D). Elle permet de définir la géométrie du guide en fonction du nombre désiré de modes et éventuellement de leur profil.

Cette méthode analytique développée dans l'équipe Optoélectronique depuis plusieurs années [12] a été utilisée dans ce travail pour les cas à une dimension. Considérons donc une propagation suivant l'axe z et le plan du guide perpendiculaire à la direction y (le guide est uniforme et invariant selon la direction x). Dans ce cas, le champ électrique décrivant le mode de propagation TE (\vec{E} selon x) s'écrit :

$$\vec{E}(r) = E_x(y, z) = E_x(y) \exp(-j\beta z) \vec{e}_x \quad (\text{Éq.21})$$

où β est la constante de propagation de l'onde guidée dans la structure. L'équation de Helmholtz devient alors :

$$\frac{\partial^2 E_x(y)}{\partial x^2} + k_0^2 (n_i^2 - n_{eff}^2) E_x(y) = 0 \quad (\text{Éq.22})$$

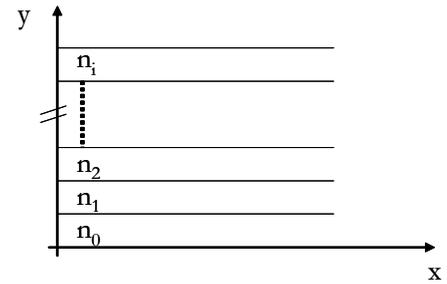
pour $i=0, 1, 2, \dots, i$ correspondant aux différents milieux.

Le caractère modal de la propagation guidée apparaît lorsque l'on résout les équations 21 et 22 et que l'on applique des conditions de continuité qui imposent des solutions physiques. Les champs électrique et magnétique doivent être continus ; cela revient, dans le cas des ondes TE, à imposer la continuité du champ électrique et de sa dérivée. En tenant compte du signe de la valeur de $n_i^2 - n_{eff}^2$, on écrit les solutions de l'équation 22 dans chaque milieu i :

$$E_{x,i}(y) = A_i \exp(j\alpha y) + B_i \exp(-j\alpha y) \quad \text{avec} \quad \alpha^2 = k_0^2 (n_i^2 - n_{eff}^2) \text{ si } n_i^2 > n_{eff}^2$$

$$E_{x,i}(y) = A_i \exp(ay) + B_i \exp(-ay) \quad \text{avec} \quad a^2 = k_0^2 (n_{eff}^2 - n_i^2) \text{ si } n_i^2 < n_{eff}^2$$

En appliquant les conditions de continuité du champ électrique aux interfaces ainsi que celles de sa dérivée, il est possible d'établir à chaque interface i une relation entre les champs $E_{x,i}(y_i)$ et $E_{x,i+1}(y_i)$. On obtient un système d'équations d'inconnues A_i , B_i et n_{eff} . La résolution de ces équations se fait par dichotomie. n_{eff} est fixé à une valeur arbitraire variant entre les deux valeurs extrêmes d'indice des matériaux présents dans la structure. Pour chacune de ces valeurs, le déterminant du système est



calculé. Lorsque celui-ci est nul, n_{eff} correspond à un mode de propagation. Le calcul des profils de mode se fait ensuite en injectant les constantes de propagation des différents modes ainsi calculées.

Ici, dans la résolution de l'équation décrivant le comportement des ondes TE, seules les composantes (E_x , H_y , H_z) sont non nulles. Le cas de l'onde TM pour laquelle les composantes (H_x , E_y , E_z) sont non nulles se traite de la même manière.

2.2. La BPM [13, 15]

Pour réaliser des composants et des circuits d'optique intégrée, il est indispensable d'obtenir un confinement bidimensionnel de la lumière. Dans ce cas, le guide plan n'est plus suffisant et une structure tridimensionnelle doit être utilisée. De même, un modèle à plus d'une dimension est nécessaire pour connaître les profils des champs dans les deux directions perpendiculaires à la direction de propagation ainsi que l'évolution de ces champs au cours de la propagation. Dans l'équipe, nous disposons pour cette étude de la propagation de modèles basés sur la méthode des faisceaux propagés, fondée sur les différences finies. Nous distinguons la BPM2D et la BPM3D selon que l'on travaille à deux ou trois dimensions. Dans l'absolu, toutes les structures que l'on veut modéliser sont tridimensionnelles. Néanmoins, nous pouvons utiliser une BPM 2D en appliquant la **méthode des indices effectifs**. La BPM 3D s'applique directement sans passer par cette transformation.

2.2.1. Principe

La BPM est une méthode de simulation de la propagation des ondes optiques reposant également sur la résolution des équations de Maxwell. Ce modèle consiste à injecter à l'entrée du composant un champ qui se propagera par itérations successives. Il faut préalablement établir la forme du champ initial. Celle-ci est déterminée par l'utilisateur et peut correspondre à un faisceau gaussien similaire à l'injection à partir d'une fibre, ou encore à un mode propre de la structure qui a été déterminé par analyse modale. La forme du champ électrique à chaque pas est déterminée à partir de son expression au pas précédent. On peut, à tout instant, et donc à tout z , avoir accès au rapport de puissance entre entrée et sortie ou, plus généralement, entre diverses zones du composant. Les différentes BPM se particularisent d'une part, par les approximations concédées et d'autre part, par les techniques de résolution utilisées. On parle entre autres de FFT-BPM, pour « Fast Fourier Transform BPM » [4, 16] et de FD-BPM, pour « Finite Differences BPM » [15, 17, 18]. Dans notre cas nous utilisons un algorithme qui utilise la méthode des différences finies ; il permet de considérer des structures à fort contraste d'indice et utilise les approximations scalaire et paraxiale décrites précédemment. Ces approximations facilitent considérablement la résolution des équations de propagation tout en n'étant pas trop restrictives.

Repartons de l'équation de Fresnel donnée par la formule 17 :

$$\bar{\Delta}_{x,y} E(x, y, z) - 2i\beta \cdot \frac{\partial E(x, y, z)}{\partial z} + (k_0^2 \cdot n^2(x, y, z) - \beta^2) E(x, y, z) = 0$$

où β est la constante de propagation. La méthode des différences finies permettant d'exprimer les dérivées d'un champ en un point par rapport aux valeurs de ce champ aux points voisins, l'équation de Fresnel dans une structure discrétisée selon l'axe de propagation devient :

$$2i\beta \cdot \frac{E(x_l, y_m, z_{n+1}) - E(x_l, y_m, z_n)}{z_{n+1} - z_n} = \bar{\Delta}_{x,y} E(x_l, y_m, z_n) + (k_0^2 \cdot n^2(x_l, y_m, z_n) - \beta^2) E(x_l, y_m, z_n) = 0$$

avec $l=1, 2, \dots, L$; $m=1, 2, \dots, M$; $n=1, 2, \dots, N$; n est le pas de propagation selon z .

Ainsi, nous pouvons déterminer le champ en "n+1" à partir du champ connu en "n". Bien entendu la structure est également discrétisée selon x et/ou y selon l'algorithme utilisé (2D ou 3D). Alors la largeur de la fenêtre est W_x , discrétisée en L points, la hauteur de la fenêtre est W_y , discrétisée en M points et la longueur de la structure W_z est discrétisée en N tranches distantes l'une de l'autre de δz .

2.2.2. BPM2D et méthode des indices effectifs [19]

La BPM2D consiste en la simulation de la propagation de la lumière dans un plan. L'un des axes de ce plan sera la direction de propagation, l'autre une direction transverse. Sur cet axe les variations d'indice de la structure délimiteront les zones guidantes. La BPM-2D est très efficace pour l'étude de structures bi-dimensionnelles telles que les guides plans, mais la BPM-2D permet néanmoins d'étudier les structures tri-dimensionnelles par l'intermédiaire de la méthode des indices effectifs.

La méthode des indices effectifs consiste, en effet, à décomposer un guide tridimensionnel en deux guides plans. Sur la figure B-2, le guide en arête A peut être décomposé en un guide plan transversal B formé par des milieux d'indice n_i et un guide latéral C formé par des milieux d'indices effectifs n_{ei} calculés dans le guide précédent (n_{e1} calculé au niveau de l'arête, n_{e2} calculé autour de l'arête). La résolution de l'équation caractéristique des modes TE ou TM pour le guide plan C est enfin effectuée pour connaître l'indice effectif n_{eff} de propagation du mode se propageant dans la structure tridimensionnelle A. Cet artifice est très efficace et n'entraîne pas une augmentation des erreurs importante tant que l'on se borne à l'étude de structures à faible confinement, ce qui sera majoritairement le cas dans nos structures.

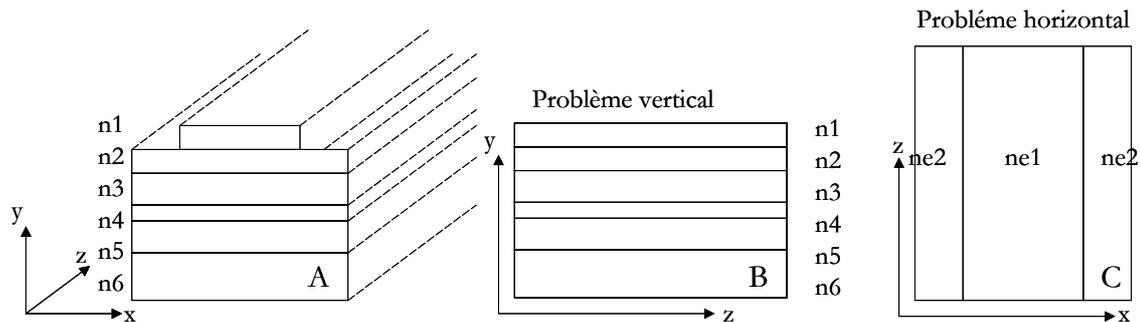


Figure B-2 : Principe de la méthode des indices effectifs.

Pratiquement, le problème vertical se traite directement en reportant les vraies valeurs des indices de réfraction des divers matériaux. Cela correspond à la structure épitaxiale dont on vérifie la capacité à confiner et guider la lumière. Le mode se propageant dans cette structure a une certaine constante de propagation. Cette valeur correspond à un mode se propageant dans cette structure d'indice variable dans le sens vertical et invariable dans la direction horizontale. A cette constante de propagation peut être associée une valeur d'indice effectif ne_1 , dépendant évidemment des épaisseurs et de la nature des matériaux qui constituent la structure guidante. On peut d'ailleurs signaler que :

- l'indice effectif de la structure verticale augmente avec l'épaisseur de la couche supérieure d'InP,
- cette augmentation tend à saturer,
- il y a un écart entre le calcul d'indice en mode TE et en mode TM. Cela signifie que le comportement de la structure, simulé à l'aide de la méthode des indices effectifs, sera différent selon le mode de polarisation optique, ce qui obligera à faire deux simulations pour chaque structure de composant étudiée.

Cette étape de calcul d'indice effectif de chaque zone est utile pour la simulation horizontale du composant. Nous pouvons également avoir recours à l'analyse modale pour tout ce qui concerne le calcul d'indice effectif. Dans le sens horizontal, nous ne pouvons appliquer directement aucune valeur d'indice de matériau qui représentera le guide et la zone autour du guide. Le problème horizontal se traite en considérant une structure guide constituée de trois couches d'indices de réfraction correspondant aux indices effectifs. On peut alors calculer l'indice effectif global $neff$ du mode optique. En revanche, pour appliquer correctement cette méthode il est nécessaire de faire attention à la polarisation du faisceau optique qui traverse le guide. Il faut garder à l'esprit que nous travaillons en BPM2D mais que la structure que l'on simule est tridimensionnelle. De ce fait il faut changer de mode

de polarisation optique de l'onde quand on travaille dans le sens vertical puis quand on étudie la propagation dans le plan horizontal.

Remarque : Les confinements sont différents en mode TE et en mode TM. De manière qualitative, le mode TM est plus confiné latéralement et moins confiné verticalement.

Enfin, il est utile de signaler que la BPM2D permet ainsi de simuler des structures 3D dans un temps relativement court et peut être couplée à une technique d'optimisation telle que les algorithmes génétiques, que nous le verrons par la suite. Passons maintenant au principe général de la BPM 3D qui a pour avantage de considérer la structure dans son ensemble sans transformation préalable ; elle est donc applicable de façon plus directe.

2.2.3. BPM3D

Bien que, comme on vient de le voir, la BPM2D permette l'étude de structures 3D, elle n'en est pas moins limitée. En effet, dans le cas des guides à fort confinement, la méthode des indices effectifs induit des erreurs pouvant être importantes. L'approche tridimensionnelle devient alors une nécessité.

Dans ce cas, la structure est considérée dans son ensemble. On doit définir sa topologie selon les deux axes transverses à la direction de propagation, puis suivre pas à pas l'évolution d'un profil de mode incident que l'on aura choisi. Les discrétisations de la structure se font dans les trois directions. Cette méthode est a priori plus précise que la BPM 2D mais également plus contraignante au niveau des temps de calculs. En effet, elle nécessite un pas en z petit de l'ordre de 0.05 à $0.1 \mu\text{m}$ au maximum. L'étude des commutateurs de plusieurs centaines de μm de long sera donc gourmande en temps de calcul. Si bien que l'association de cette méthode avec un algorithme d'optimisation est pour le moment difficilement envisageable.

2.3. Les Algorithmes Génétiques [20]

La conception des composants d'optique intégrée s'appuie principalement sur ces deux modélisations. Ces méthodes numériques d'analyse et de simulation de comportement optique permettent de valider une structure, mais pour aller jusqu'à l'optimisation, en particulier quand les variables ne sont pas indépendantes, il peut être appréciable de disposer d'une procédure de recherche du maximum à convergence rapide. Dans cette étude, nous avons donc eu parfois recours aux **algorithmes dits « génétiques »**.

Définir et optimiser un composant consiste à en déterminer tous les paramètres afin que ses performances soient les « meilleures ». Cela repose donc sur notre capacité à évaluer l'adéquation des performances du composant avec l'utilisation envisagée. Les performances se mesurent en termes de

pertes du composant, de diaphotie ou font appel à différentes notions telles que sa consommation, son encombrement ou encore la complexité de sa fabrication. Dans notre cas, les paramètres sur lesquels nous pouvons agir sont multiples et peuvent être classés en deux catégories. D'une part, les paramètres relatifs à la structure épitaxiale et d'autre part, ceux relatifs à la géométrie du composant.

De nombreuses méthodes d'optimisation ont vu le jour, mais beaucoup sont basées sur un algorithme à caractère systématique, ce qui engendre un nombre d'essais inutiles. En revanche, d'autres solutions, basées sur la théorie de l'évolution des espèces de Darwin aujourd'hui largement acceptée, évitent cet écueil. Ce sont des méthodes **évolutionnaires** parmi lesquelles on compte les algorithmes génétiques, qui exploitent les caractéristiques d'adaptation et de développement des systèmes naturels.

Les Algorithmes Génétiques ont été introduits dans l'équipe Optoélectronique [7] pour l'étude et l'optimisation de structures de commutateurs, de photo-détecteurs et des adaptateurs de mode optiques. Ils sont particulièrement bien adaptés aux problèmes caractérisés par un grand nombre de paramètres. Il s'agit de simuler l'évolution d'une population d'individus qui, dans notre cas, sera une population de composants potentiels, pendant plusieurs générations à laquelle on applique des opérateurs génétiques tels que la mutation ou la reproduction et que l'on soumet à une sélection naturelle. De génération en génération la population évolue et s'adapte de mieux en mieux à l'environnement traduisant l'adéquation entre produit et utilisation. On améliore ainsi la qualité en fonction des applications envisagées. Le vocabulaire connu de la génétique est également utilisé. Nous parlons donc de population de composants (individus) caractérisés par l'ensemble (chromosomes) des paramètres (gènes).

Pour plus de détails, le lecteur pourra consulter le cours sur réseau Internet de V. Magnin [21].

ANNEXE C

LES TECHNOLOGIES UTILISÉES

Faire un composant à semi-conducteur relève de technologies sophistiquées, qui peuvent influencer d'une manière significative les performances des dispositifs. La diminution de leurs dimensions, l'augmentation de leur complexité et l'exigence d'une excellente reproductibilité nécessitent une maîtrise des technologies de plus en plus rigoureuse.

Nous introduisons dans cette annexe les technologies indispensables à la fabrication de nos composants : croissance épitaxiale des couches actives, lithographie, gravures sèches et humides, métallisations...

C.1. L'ÉPITAXIE

En optoélectronique III-V, le matériau massif (substrat) peut rarement être utilisé directement car les dispositifs impliquent généralement des structures multicouches d'épaisseur variable, de dopage différent et surtout de matériaux à gap variable. De telles structures sont élaborées par les techniques de croissance épitaxiale, telles que l'épitaxie en phase liquide, en phase vapeur ou par jets moléculaires. C'est ce dernier principe qui est utilisé à l'ITEMN. La croissance épitaxiale est fondée sur le phénomène d'orientation mutuelle de cristaux dû à des analogies étroites dans l'arrangement des atomes des faces communes. L'épitaxie ne sera notamment possible que s'il existe une maille plane et simple, quasi-identique en forme et en dimension dans les deux réseaux et si les ions du cristal orienté qui remplacent ceux du cristal support sont de même signe. Ce substrat est alors non seulement un support mécanique mais aussi le germe pour la croissance monocristalline.

L'épitaxie par jets moléculaires (EJM ou MBE pour *Molecular Beam Epitaxy*) repose sur le fait que toute espèce cristalline peut être sublimée et interagir avec un substrat porté à température convenable pour obtenir un dépôt monocristallin sur cette cible plus froide. Le bâti de MBE de l'ITEMN qui a effectué les croissances utilisées dans ce travail, comprend deux sources gaz (phosphine PH_3 , et arsine AsH_3) et cinq sources solides (gallium, indium et aluminium pour les éléments III, silicium et béryllium pour les dopages de type n et p respectivement), ce qui permet, outre les alliages GaAs et InP, de synthétiser les alliages ternaires et quaternaires suivants : GaAlAs, GaInAs, GaInP, GaAsP, GaInAsP, AlGaInAs, AlGaInP.

C.2. LA MICROLITHOGRAPHIE

Ethymologiquement, la microlithographie est un moyen de reproduction de dessins à l'échelle microscopique avec des motifs de l'ordre du micron. Un composant est réalisé à partir d'un empilement de différentes couches et défini par un ensemble de pavés qui peuvent être isolants (silice, nitrure de silicium, polymère etc.), semiconducteurs, conducteurs (or, titane, ...) ou des zones localisées modifiées physicochimiquement par diffusion, par implantation ou par tout autre processus. Chaque pavé est obtenu séquentiellement par transfert sélectif à partir d'ouvertures réalisées dans un matériau spécifique (masque), généralement un polymère organique (résine) sensible aux rayonnements tels que : rayons X, électrons, ions, ultraviolets etc. La création de ces ouvertures nécessite un procédé de type photographique à partir d'une séquence :

- irradiation / insolation,
- développement,
- rinçage.

La lithographie regroupe toutes les étapes nécessaires à la définition de la structure géométrique des composants.

2.1. Les techniques d'insolation

Un grand nombre de techniques de lithographie existe. Nous présentons ici les deux techniques disponibles à l'I.E.M.N. : la lithographie optique (U.V.) ou photolithographie et la lithographie électronique (e-beam).

2.1.1. La lithographie optique (U.V.) ou photolithographie

Elle est certainement la méthode la moins coûteuse à mettre en œuvre tout en autorisant des résolutions de l'ordre du demi-micron. Elle consiste à insoler une résine sensible aux U.V. à travers un masque qui pourra être ou ne pas être en contact avec la surface ; on parlera alors respectivement de lithographie de contact (cas de l'IEMN) ou de proximité. Dans le premier cas, la résolution et la qualité d'impression seront limitées principalement par la déformation due à la pression exercée par le masque sur la résine. Dans le cas de la lithographie de proximité, la résolution sera limitée par la diffraction. Les limites de résolution sont reculées par l'utilisation de l'ultra-violet profond (deep UV).

2.1.2. La lithographie électronique (e-beam)

Elle consiste à utiliser des faisceaux d'électrons accélérés pour insoler une résine « électro-sensible ». La longueur d'onde de de Broglie d'un électron accéléré par un champ de 25 keV étant de 0.074 Å, on comprend immédiatement l'intérêt d'une telle technique pour résoudre les problèmes de diffraction. De plus, la charge de l'électron nous permet de contrôler la direction de propagation et la taille du spot du faisceau électronique grâce à un jeu de lentilles électromagnétiques. L'écriture directe est donc possible. La résolution dépend donc uniquement de la largeur du faisceau électronique qui est typiquement comprise entre 0.01 et 0.25 µm. Le choix de ce paramètre résulte d'un compromis entre résolution et temps d'exposition.

2.2. Le choix des résines

Le choix de la résine utilisée se fait non seulement en fonction du type d'insolation envisagée, mais également en fonction du procédé auquel devra résister le masque (RIE, gravure humide,

implantation...). Comme nous venons de le voir, les résines peuvent être photosensibles ou électrosensibles. Une résine optique ou photosensible est une solution organique sensible aux photons de longueur d'onde allant de 200 à 500 nm. Pour une résine électronique, les principes sont les mêmes que pour les résines optiques, seul le mode d'absorption de l'énergie issue du faisceau change. Si dans le cas des résines optiques, l'absorption ne pouvait se faire qu'en des sites particuliers, dans le cas des résines électroniques, on dispose d'assez d'énergie pour casser n'importe quelle liaison chimique.

Dans chacune de ces familles, on distingue deux types de résines, appelées positives ou négatives selon que la partie insolée est dissoute lors du développement ou non. Une résine optique, par exemple, est dite positive si sa sensibilité augmente avec l'exposition aux photons U.V. (elle sera alors soluble dans une solution « développer »). Elle est dite négative si les parties soumises aux photons U.V. se polymérisent et deviennent alors insolubles dans le « développer ».

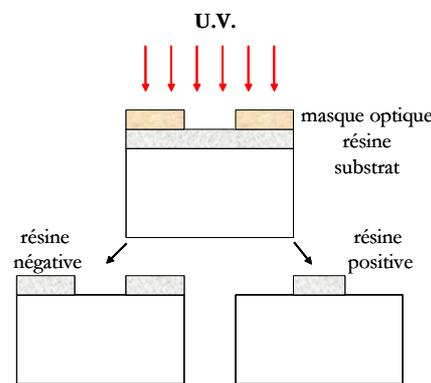


Figure C-1 : Comportement des résines positives et négatives sous insolation UV ou électronique.

Les résines optiques positives sont principalement utilisées pour la réalisation de contacts. Les résines négatives sont principalement utilisées pour la réalisation de mésas. Elles ne résistent pas bien aux procédés RIE et restent largement utilisées pour les attaques humides de dimensions moyennes.

Les résines électroniques négatives sont caractérisées par un moins bon contraste que les résines électroniques positives, la résolution s'en trouve donc affectée. Cependant, leur résistance aux procédés de RIE est grande, ce qui peut permettre d'envisager la réalisation de mésas sans passer par un masque métallique intermédiaire.

Après insolation aux U.V. ou aux électrons et révélation, le substrat reproduit exactement le dessin du masque. La résine idéale, positive ou négative, doit posséder un certain nombre de propriétés : facilité de dépôt, bonne adhérence lors du dépôt et du développement, sensibilité élevée aux radiations, contraste important, grande résolution, grande résistance à la gravure, bonne résistance mécanique, stabilité dans le temps.

2.3. Process type

Dans ce qui suit, nous nous proposons de citer les diverses étapes constituant un procédé lithographique optique. Il s'agit ici d'un process de gravure.

- ***Etuvage*** : déshydratation du substrat
- ***Dépôt de la résine*** : cela consiste à recouvrir de façon uniforme le substrat avec la résine. Le film de résine est déposé par centrifugation et son épaisseur est fonction de la vitesse et de l'accélération de rotation, de la durée de l'opération et de la nature de la résine, mais aussi de la centrifugeuse utilisée et des conditions d'installation du matériel. Des courbes, représentant la variation de l'épaisseur de résines déposées en fonction des paramètres cinétiques de la centrifugation sont donc tracées pour chaque machine et ne sont valables qu'à l'PIEMN. On se reporte à ces courbes pour choisir les paramètres de dépôt. La qualité d'un dépôt est principalement caractérisée par la variation de son épaisseur le long d'un axe radial. Dans le cas où l'on envisagerait de réaliser des motifs proches de la résolution maximale, cette caractéristique devient primordiale. Les trois paramètres, interdépendants, sont optimisés pour atteindre cette qualité maximale. L'optimisation du dépôt est, on le devine, très laborieuse et demande beaucoup d'essais. Par chance, l'PIEMN a une longue expérience dans ce domaine ; nous nous sommes donc appuyés sur son savoir-faire et avons utilisé ses recettes tout en vérifiant leur compatibilité avec nos exigences.
- ***Recuit ou séchage*** : Il s'agit ici d'évaporer les solvants et d'obtenir une bonne adhérence de la résine. Les températures sont typiquement de l'ordre de la centaine de degrés. Les temps sont en revanche très variables selon la résine utilisée. Dans certains cas, le développement est très sensible à l'histoire thermique du film de polymère ainsi qu'à la présence éventuelle de solvant résiduel.
- ***Insolation*** : l'exposition de la résine à travers un masque comportant des zones opaques et transparentes amène à impressionner certaines plages de l'échantillon. La durée de l'insolation dépend de la nature de la résine. Elle est typiquement de quelques secondes. Certains process nécessitent des recuits post-insolation.
- ***Développement*** : celui-ci s'effectue dans un développeur approprié. Pour réaliser un bon développement, il faut immerger la surface à traiter dans la solution. Par agitation du bain ou non, les surfaces insolées se dissolvent. Cette durée ne doit pas être dépassée de crainte d'une légère attaque de la résine par le développeur (« surrévélation »). Après développement, le matériau doit subir un rinçage à l'eau distillée ou à l'alcool pendant une à deux minutes, puis il sera séché par azote sec.

Comme on le présage une fois encore, l'optimisation du process comportant trois étapes indissociables, recuit, exposition, développement, nécessiterait la prise en compte de très nombreux

paramètres tels que la température et le temps de recuit, la dose d'insolation, le temps de révélation, la concentration du révélateur... Nous nous reposerons une fois encore sur le savoir-faire des technologues de l'ITEMN et également des résultats technologiques développés dans la thèse précédente. Ici, nous voulons simplement attirer l'attention du lecteur sur l'importance de respecter très précisément les recettes.

- **Gravure**, elle s'opère dans les zones non recouvertes de résine après le développement.
- **Élimination de la résine**, après gravure, la résine toujours présente sur le substrat est enlevée grâce à l'action d'un réactif approprié, ou finition dans un plasma à oxygène.

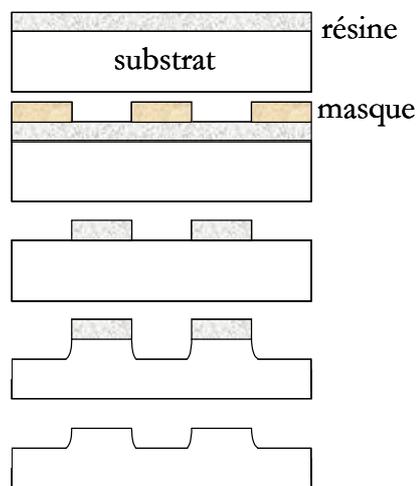


Figure C-2 : Photolithographie pour gravure.

Tous les paramètres d'enduction, de recuit, d'insolation et d'exposition ont été détaillés au moment venu dans les chapitres exposant la technologie des composants.

2.4. Process particulier, le “lift-off”

Par définition, un lift-off est l'opération inverse d'une gravure. Le principe de la technique est représenté sur la figure C-3. Le film de résine est d'abord étalé sur toute la surface (a). Il est ensuite insolé et développé à l'aide d'un masque négatif, de sorte qu'il laisse à nu les zones sur lesquelles doit se trouver le dépôt (b). Ce dépôt est fait sur toute la surface, et bien sûr à basse température pour ne pas dégrader la résine. Ainsi, le matériau déposé n'est en contact avec le substrat que dans les zones ouvertes de la résine (c). Puis, la résine est attaquée par un solvant inerte pour le dépôt et le semiconducteur. Toutes les parties de dépôt qui se trouvaient au-dessus de la résine attaquée s'en vont en même temps que la résine, ne laissant ainsi qu'un dépôt avec les motifs recherchés (d).

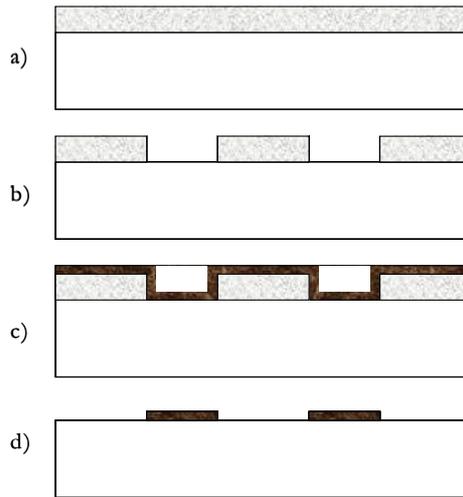
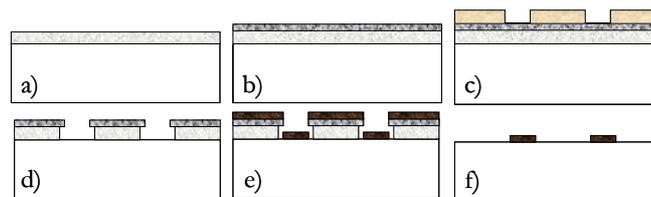


Figure C-3 : Schéma explicatif du « lift-off ».

L'approche « lift-off » est intéressante car elle s'adapte bien aux dépôts d'or et de platine qui sont difficiles à attaquer par les moyens conventionnels et donc à photograver par les techniques classiques.

Une variante du « lift-off » tel qu'il vient d'être décrit est la « méthode de la casquette ». C'est une technique à double couche, une couche superficielle mince et une couche de dessous plus épaisse et plus soluble. Une méthode simple pour obtenir ces deux couches consiste à utiliser une même résine épaisse et à agir sur la cinétique de traitement de ce matériau (traitement chimique de la surface) pour réaliser deux couches aux propriétés chimiques différentes, ou faire un bicouche avec deux résines différentes.



- a) dépôt de résine,
- b) traitement de surface,
- c) masque,
- d) gravure,
- e) métallisation (ou diélectrique)
- f) « lift-off » de la résine

Figure C-4 : Schéma du procédé « casquette »

C'est cette variante du « lift-off » classique que l'on a utilisée à chaque fois que l'on devait faire un dépôt métallique.

C.3. LES DEPOTS DE METAUX ET DIELECTRIQUES

Les éléments constitutifs d'un composant microélectronique ou optoélectronique ne sont pas uniquement des semiconducteurs, même si ces semiconducteurs peuvent être considérés comme étant les éléments actifs du dispositif. Pour que le composant soit utilisable (et viable), il faut en plus réaliser des dépôts divers sur ces semiconducteurs :

- Des dépôts métalliques : contact ohmique, contact Schottky, surépaissement etc.,
- Des dépôts diélectriques : passivation, isolation etc.

3.1. Les dépôts métalliques

3.1.1. Contact métal-semiconducteur

La structure et les propriétés de ces contacts doivent être optimisées sachant qu'ils peuvent être à l'origine de défauts, de contraintes, de résistances électriques parasites, de résistances thermiques etc. et donc affecter les propriétés des dispositifs. La mise en contact d'un métal avec un semi-conducteur entraîne l'apparition d'un champ électrique lié à une zone de charge d'espace, dont la largeur dépend essentiellement du dopage du semi-conducteur n (ou p) au voisinage de la surface. A fort dopage, l'épaisseur de charge d'espace est faible. Les porteurs traversent alors la charge d'espace par effet tunnel (cas d'un contact ohmique). Quand le dopage est plus faible, le contact métal-semiconducteur est redresseur (cas d'un contact Schottky). Nous n'avons réalisé que des contacts ohmiques ; nous ne présenterons qu'eux.

3.1.2. Contact ohmique

Un contact métal-semiconducteur est dit ohmique quand sa caractéristique I-V est linéaire et symétrique sur plusieurs décades de courant par rapport à l'origine. Le contact assure le passage du courant et la liaison entre la puce et l'extérieur. Il doit présenter la plus faible résistance électrique possible. La méthode la plus simple pour former un bon contact ohmique est de doper très fortement la surface du semiconducteur.

Pratiquement, des métaux contenant des dopants (Be ou Ge dans l'or pour former une fine couche de type p^+ ou n^+ sur les matériaux III-V, GaInAs ou InP de type p, ou InP de type n respectivement) sont alliés sur le semiconducteur. Dans notre étude, les couches qui reçoivent le contact sont déjà surdopées. Le contact n est déposé sur l'InP n^+ , tandis que le contact p est déposé sur l'InGaAs p^+ , matériau à petit gap. Nous reviendrons plus tard sur la qualité de ces contacts ohmiques.

Typiquement, dans notre étude, la séquence métallique utilisée pour le contact ohmique p est Pt/Ti/Pt/Au. Le contact n face arrière est constitué d'une couche d'or.

3.1.3. Recuit flash

Le dépôt du contact est suivi d'un recuit flash dont le but est de faire diffuser et obliger les éléments dopants à passer sur des sites où ils sont électriquement actifs (positions substitutionnelles) ; dans notre cas, la température de ce recuit est de l'ordre de 470°C et dure 40 secondes.

3.1.4. Techniques de dépôt

Pour la réalisation de mes composants, j'ai utilisé l'évaporation sous vide par canon à électrons pour le contact p face avant et la technique de pulvérisation cathodique pour le contact n face arrière.

- Contact avant, contact p : par évaporation

Il existe deux types d'évaporation. L'évaporation sous vide par effet Joule et l'évaporation sous vide par canon à électrons. Cette dernière technique est utilisée à l'I.E.M.N.

L'énergie nécessaire à l'évaporation est fournie par un faisceau d'électrons orientés et accélérés par des bobines et un aimant permanent, et par une haute tension. Contrairement à l'effet Joule, il permet d'évaporer des matériaux ayant un point de fusion supérieur à celui du creuset. Le faisceau est localisé sur le centre du creuset, et n'échauffe le composé que localement, sans atteindre les parois. Le creuset, refroidi par circulation d'eau, est usiné dans du cuivre, métal bon conducteur de la chaleur et facile à refroidir. Les conditions sur la qualité du vide sont identiques à celles de l'effet Joule. Le contrôle de l'épaisseur se fait par un mesureur à quartz.

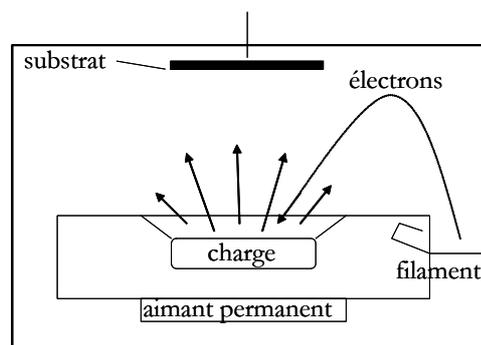


Figure C-5 : Schéma d'un bâti d'évaporation par canon à électrons.

- Contact arrière, contact n : par pulvérisation

Le matériau que l'on souhaite déposer est constitutif de la cible de pulvérisation, laquelle est la cathode d'un circuit électrique. La cible est solide. Le substrat sur lequel on souhaite déposer le film pulvérisé est placé sur une anode, positionnée elle-même à quelques centimètres de la cathode. Ces deux électrodes sont placées dans une chambre à vide. Du gaz argon est introduit dans cette chambre. Le champ électrique accélère des électrons, lesquels vont frapper des atomes d'argon et en ioniser. Ces particules chargées sont accélérées par le champ électrique, les ions vont vers la cathode. Quand les ions frappent la cathode, ils peuvent pulvériser des atomes de la cible. Ces atomes éjectés partent dans une direction aléatoire, et certains se déposent, en film mince, sur le substrat (anode).

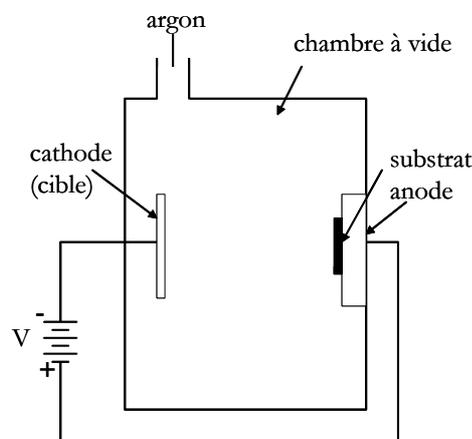


Figure C-6 : Schéma d'un bâti de pulvérisation cathodique.

3.2. Les dépôts de diélectriques

Pour leurs propriétés d'isolation (électrique et/ou chimique), des films diélectriques sont utilisés en maints endroits dans un composant. Les diélectriques sont des isolants ayant des résistivités de l'ordre de $10^{15} \Omega \cdot \text{cm}$. Majoritairement, ce sont soit des oxydes (SiO_2 , Al_2O_3), soit des nitrures (AlN , Si_3N_4). Dans la construction des dispositifs, ils peuvent jouer plusieurs rôles.

3.2.1. Rôle de passivation

Le diélectrique isole chimiquement le dispositif (ou certaines parties du dispositif, la surface par exemple) de l'extérieur. L'atmosphère ambiante ne doit pas influencer les propriétés du dispositif. Autrement dit, le film diélectrique doit être une barrière de diffusion à tous les éléments et ne pas entraîner de contraintes électriques et mécaniques sur la structure à semiconducteurs qu'il doit protéger.

3.2.2. Rôle d'isolation électrique (c'est notre cas)

Ici, le diélectrique de par ses propriétés électriques (haute résistivité), peut isoler électriquement, entre eux, des éléments actifs sur une même plaquette semiconductrice.

3.2.3. Rôle optique

L'indice de réfraction des diélectriques est différent de celui des semiconducteurs. Cette propriété est utilisée notamment pour réaliser des faces anti-reflets au niveau des faces clivées. Nous ne l'utiliserons pas ici.

3.2.4. Les techniques de dépôt

Le dépôt par PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition) est un procédé basé sur le fait qu'un grand nombre de constituants des matériaux que l'on souhaite déposer existe sous forme gazeuse. La méthode consiste à faire passer les vapeurs de ces produits à l'aide de gaz porteurs (Ar, He, N₂) à proximité des substrats. La décomposition des gaz réactifs initiée par la réaction chimique, se produit principalement dans le plasma et donne le dépôt solide désiré sur le substrat. Les caractéristiques d'une telle technique sont :

- Une température de dépôt relativement basse (en général, inférieure à 300°C)
- Une vitesse de déposition rapide
- Dépôt peu dense (en comparaison avec la technique LPCVD 'Low Pressure Chemical Vapor Deposition')
- Risque de contamination chimique

Dans notre cas, la technique PECVD a été essentiellement utilisée pour déposer des couches d'oxyde de silicium.

Indice de réfraction	n=1.45
Pression	1 Torr
Débits des gaz	250 sccm – SiH ₄ 700 sccm – N ₂ O
Puissance	20 W
Température	300°C

Tableau C-1 : Conditions de dépôt de la silice SiO₂

C.4. LES GRAVURES

La gravure consiste à enlever de faibles épaisseurs de matériau, dans des zones délimitées et de façon reproductible. Elle est une étape indispensable dans la fabrication de nos dispositifs. On classe les types de gravures en deux catégories, les gravures humides et les gravures sèches. Les gravures humides, ou gravures en solutions aqueuses, bien que souvent isotropes, peuvent faire preuve d'une anisotropie selon les plans cristallographiques. Les gravures sèches sont quant à elles, caractérisées par une forte anisotropie permettant d'obtenir des structures de très grand facteur de forme. L'une des représentantes les plus connues de ce type d'attaques est la gravure ionique réactive (Reactive Ion Etching, RIE, en terminologie anglaise).

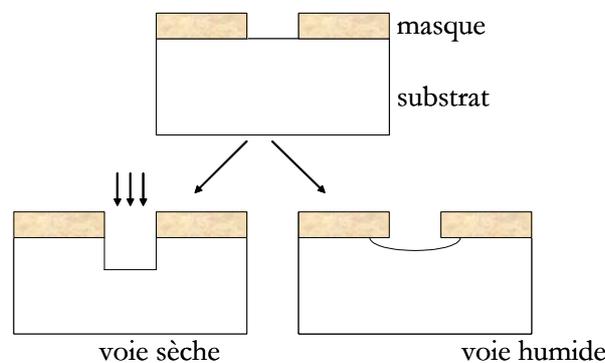


Figure C-7 : Représentation schématique d'une gravure humide et sèche.

4.1. Les gravures humides

On les appelle ainsi pour les différencier par rapport aux nouvelles méthodes basées sur l'utilisation de gaz ou d'ions. Les solutions chimiques utilisées sont des sources d'attaque de matériau ; elles dissolvent de la matière à une vitesse lente reproductible. Les vitesses d'attaque sont typiquement de l'ordre de $1 \mu\text{m}/\text{min}$ et, bien sûr, elles dépendent des concentrations des diverses solutions. A titre d'exemple, nous avons utilisé une solution de $\text{H}_3\text{PO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ dans les proportions 5/1/40 pour graver l'InGaAs ou l'AlInAs, qui sert de couche d'arrêt, comme on le verra par la suite. Ces gravures sont sélectives par rapport à l'InP.

La gravure humide est de moins en moins utilisée dans les méthodes modernes de fabrication de circuits intégrés ; les procédés de gravure sèche l'ont largement remplacée.

4.2. Les gravures sèches

4.2.1. Principe

La solution d'attaque liquide est remplacée par un gaz, un faisceau d'ions ou un faisceau de photons. L'attaque est directive, anisotrope. Dans l'idéal, la gravure sèche doit permettre de procéder à des gravures fines, de dimensions submicroniques. Le principe consiste à former un composé volatil évacué par la suite grâce à une pompe à vide.

4.2.2. Techniques de gravure

Il existe différentes techniques de gravure sèche. Une des plus connues, utilisée à l'I.E.M.N. dans le cadre de ces travaux, est la gravure ionique réactive.

La gravure ionique réactive consiste à accélérer des ions réactifs vers la surface du matériau à graver. Le mécanisme de la gravure ionique réactive est physico-chimique. Il résulte de la combinaison d'une attaque chimique et d'un bombardement ionique. La prédominance d'un effet sur l'autre se définit en jouant sur plusieurs paramètres tels que la pression de travail, la puissance RF, les éléments chimiques présents et leur pression partielle. Le principe repose sur une décharge capacitive entre deux plateaux parallèles baignant dans un plasma réactif, les plaques à graver se trouvant sur la cathode, comme le montre la figure C-8.

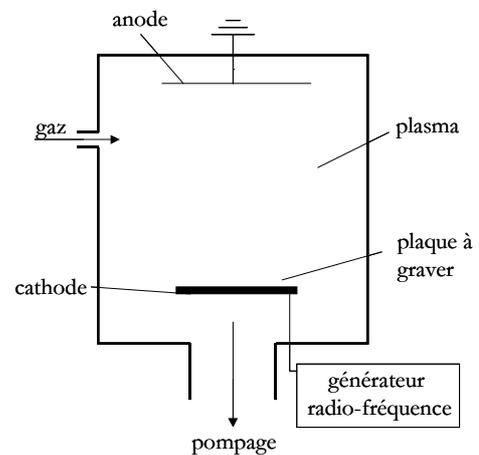


Figure C-8 : Schéma de principe de la gravure ionique réactive.

La gravure RIE a également été utilisée pour graver les résines et la silice. Le tableau C-2 indique quelques mélanges de gaz couramment utilisés pour la gravure de matériaux diélectriques ou semiconducteurs.

Matériau à graver	Mélange de gaz
Arséniure de gallium	$\text{Cl}_2 + \text{H}_2 / \text{CCl}_2\text{F}_2$
Phosphure d'indium	$\text{CH}_4 + \text{H}_2 / \text{CH}_3\text{I} + \text{O}_2$
Silice	$\text{CF}_4 + \text{O}_2 / \text{CHF}_3 + \text{O}_2 / \text{CHF}_3 + \text{CF}_4$
Résine	O_2

Tableau C-2: quelques gaz utilisés pour la gravure ionique réactive

C.5. L'AMINCISSEMENT

L'aminçissement est une étape sensible et délicate mais inévitable. Il consiste à polir les plaquettes jusqu'à une épaisseur finale d'environ 150 μm , épaisseur satisfaisante pour permettre un clivage correct des composants. Cela est primordial pour que l'injection optique soit possible. Deux voies sont possibles pour réaliser cette étape : procédé mécano-chimique et procédé chimique. Dans les deux cas de figure, il faut avant tout protéger nos composants situés sur la face avant. Nous procédons pour cela à un dépôt de résine d'épaisseur conséquente, d'une dizaine de microns. La difficulté après cette étape réside dans le fait que la plaque très mince est fragile et les risques de casse sont augmentés.

C.6. LE CLIVAGE

Le principe du clivage consiste à créer des amorces, par une pointe dure (diamant par exemple), dans la direction appropriée 110 ou $1\bar{1}0$ (a), puis à exercer une contrainte mécanique sur la face arrière, comme le montre la figure C-6 (b), de façon à ce que l'amorce se propage à travers toute la plaque dans le plan souhaité du cristal. On obtient ainsi des barrettes (c) ; les faces clivées sont les faces d'injection. Ces barrettes peuvent ensuite être fractionnées, à l'aide d'un diamant, dans une direction perpendiculaire aux clivages précédents afin d'individualiser chaque composant, alors dans leur forme finale.

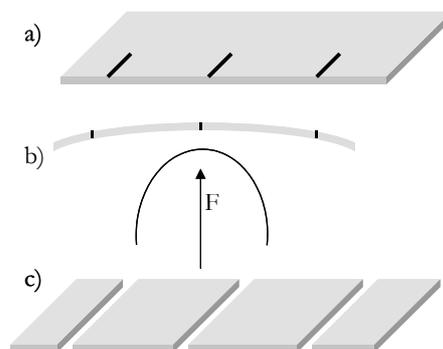


Figure C-9 : Découpe de la plaque.

Cette technique permet d'obtenir des précisions de l'ordre de la dizaine de microns, ce qui est tout à fait tolérable pour notre application.

ANNEXE D

LES MÉTHODES DE CARACTÉRISATION

Dans cette annexe, nous exposons les différentes techniques de caractérisation optique et opto-hyperfréquences que nous avons utilisées pour caractériser les composants. La caractérisation a pour but de mesurer les propriétés optiques, optoélectroniques et hyperfréquences de nos composants notamment en termes de pertes, diaphotie, consommation, temps de commutation...

Ces mesures nécessitent l'utilisation de bancs de caractérisation optique et hyperfréquence et la mise en place de différents montages permettant d'accéder à toutes ces propriétés et caractéristiques des composants.

D-1. LE BANC DE CARACTERISATION OPTIQUE

Pour les caractérisations électro-optiques, deux types de bancs ont été réalisés. Tout d'abord, un banc visant à vérifier d'une façon plutôt qualitative le fonctionnement des composants, nous permet de visualiser les profils d'intensité de la lumière en sortie du composant. En analysant l'image obtenue, on peut obtenir une valeur approchée des performances comme la diaphotie. Un second banc dévolu aux mesures de pertes fibre à fibre a également été monté. Ces bancs illustrés dans la figure II-16 permettent :

- l'injection de la puissance lumineuse, issue d'une source laser, dans la structure guidante,
- le positionnement des composants,
- la visualisation optique de la sortie des composants ou la mesure d'une caractéristique du composant,
- la récupération de la puissance optique en sortie de guide dans une fibre optique.

Pour l'injection de lumière, des sources laser monomode de longueurs d'onde d'émission de 1.3 μm ou 1.55 μm sont utilisées. La lumière émise par ces sources est couplée dans une fibre optique monomode, pour être guidée et injectée dans le composant. L'intérêt de ce montage est de pouvoir changer de source, sans dérégler l'injection de la lumière dans l'échantillon. L'injection dans les composants se fait en couplage direct par la tranche avec une fibre monomode clivée de largeur de mode à $1/e$ de 9 μm (SMF-28) ou lentillée de diamètre 2.5 μm . La sélection de la polarisation d'entrée peut être effectuée en faisant tourner la fibre optique par l'intermédiaire d'un contrôleur de polarisation fibré. Le banc est constitué de trois dispositifs de micro-positionnement permettant le double alignement du composant avec la fibre d'entrée et celle de sortie.

Les sources optiques infrarouge que nous avons utilisées sont :

- une source laser accordable EXFO FLS 2600, fonctionnant sur la plage 1520-1570 nm, émettant de 0 à 6dBm,
 - une diode laser PHILIPS CQF 939 fonctionnant à la longueur d'onde de 1.55 μm ,
 - une source laser ORTEL 3541A-Eo8 fonctionnant à la longueur d'onde de 1.3 μm ,
- et un atténuateur variable EXFO FVA 3100 permettant de diminuer l'intensité de notre signal de 1.2 à 50 dB.

Les fibres optiques sont disposées dans des supports qui assurent leur parallélisme par rapport à la direction z. Chaque support est solidaire d'un positionneur à micro-déplacement Melles Griot à trois axes, x, y et z avec une commande manuelle (grossière) et une commande par déplacements piézo-électriques (fine). Ce dispositif permet un alignement aussi précis que 40 nm, assurant une bonne reproductibilité des conditions d'injection. Le composant est également placé sur un support à

déplacements micrométriques manuels et piézo-électriques mais pratiquement tous les degrés de liberté dans l'espace sont prévus. Des mouvements de translation et de rotation sont autorisés selon les deux directions transverses à la fibre, pour l'alignement transversal (x, y) d'une part et pour les alignements d'angle θ_x, θ_y d'autre part. Le système permet de faire varier l'angle d'attaque ou l'alignement guide / faisceau d'entrée. Ce support d'échantillon est métallisé pour permettre l'application d'un courant ou d'une tension aux bornes du composant. En sortie de guide est placé soit un objectif de microscope pour l'observation de la sortie du guide optique, soit une seconde fibre reliée à un photodétecteur. On dispose d'une binoculaire de grossissement maximal de 40 pour réaliser les alignements avec suffisamment de précision. L'ensemble du banc est disposé sur une table anti-vibrations.

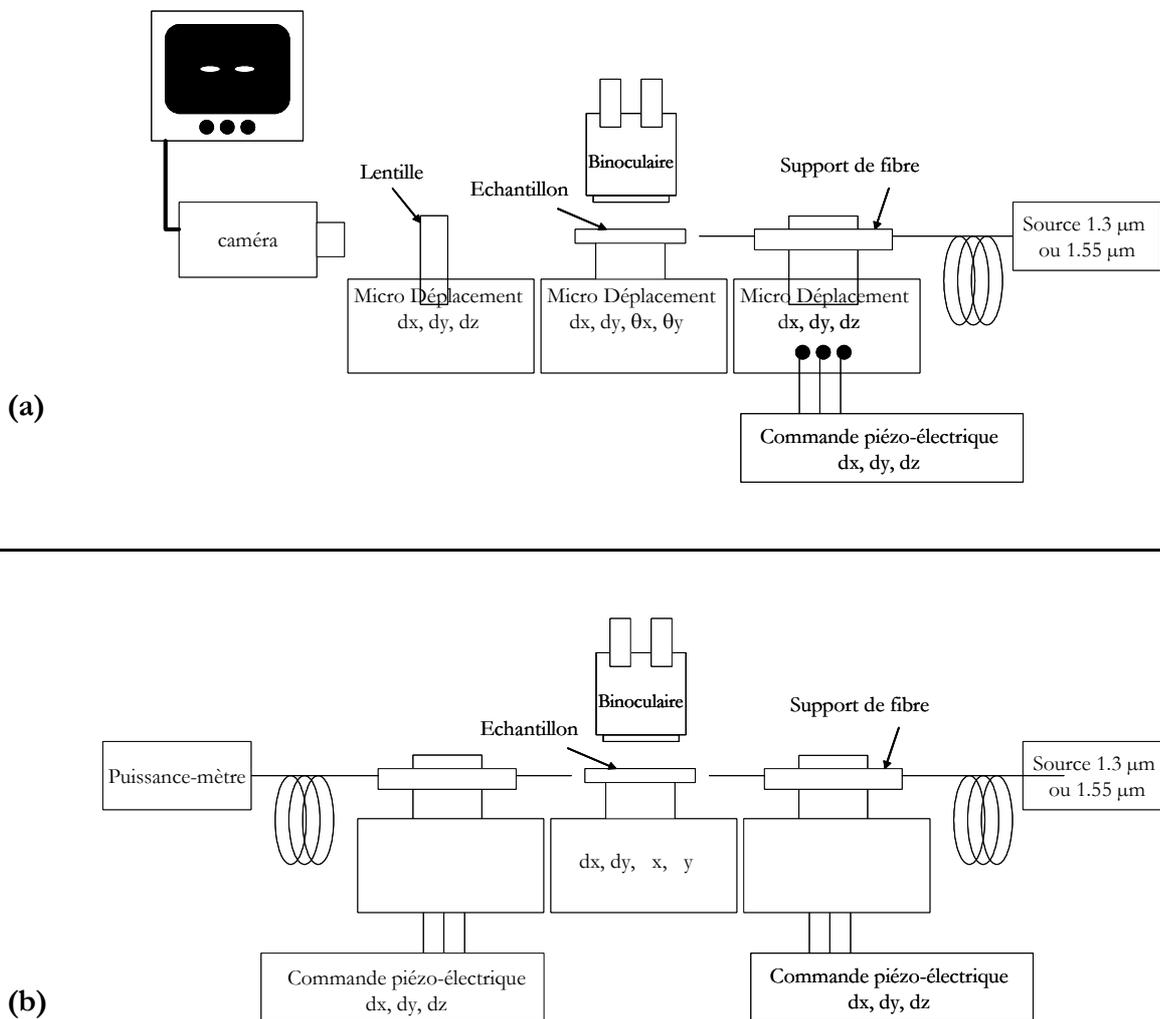


Figure D-1 : schémas de montage :

- (a) banc de mesure en champ proche
- (b) banc de mesure fibre à fibre

1.1. Les mesures en champ proche [1, 2]

1.1.1. Champ proche et champ lointain

Il existe principalement deux méthodes qui permettent d'accéder à l'analyse de la répartition spatiale des modes guidés des composants optoélectroniques : l'analyse du champ lointain ou celle du champ proche. Si l'analyse du champ lointain est bien adaptée à la caractérisation de fibres optiques ou de lasers, elle est difficilement applicable dans le cas de guides optiques. En effet, la longueur de ces composants, en général de quelques millimètres, n'est pas suffisante pour que la puissance lumineuse, non couplée aux modes guidés, soit éliminée (phénomène de diffraction parasite de la part des modes rayonnés dans l'air ou le substrat pouvant interférer avec le mode du guide). Le champ lointain est en général inexploitable à cause de cette lumière parasite. Le banc de caractérisation est donc fondé sur l'analyse du champ proche, qui consiste à visualiser l'image agrandie de la face de sortie du guide, obtenue au moyen d'un objectif de microscope, placé de telle sorte que son foyer coïncide avec le bout du guide. Cette visualisation s'effectue à l'aide d'une caméra IR et d'un moniteur de contrôle.

1.1.2. Le banc de mesure

Sur la figure D-1 est présentée une vue schématique du dispositif expérimental :

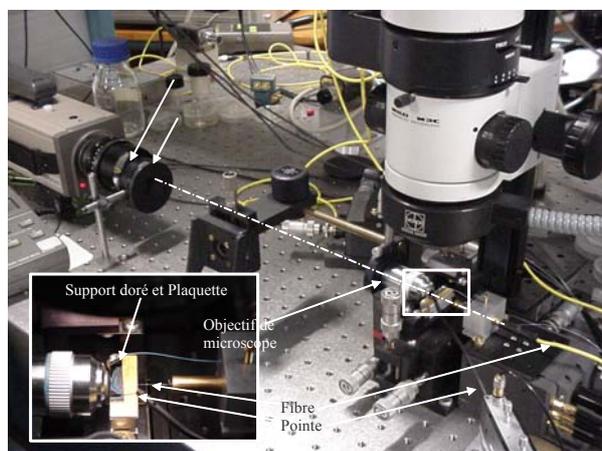


Figure D-2 : Photographie du banc de caractérisation en champ proche.

La photographie de la figure D-2 montre ce banc. La sortie du guide optique est observée à l'aide d'un objectif de microscope de grossissement 40 et d'un système de visualisation, dans notre cas une caméra infra-rouge. L'objectif de microscope permet de focaliser sur la face clivée des composants et de renvoyer l'image du champ proche sur la caméra. Le non respect de cette distance focale entraîne une déformation du profil du mode guidé. Son alignement sur l'axe optique est également délicat. Cet

objectif est également monté sur un dispositif micromécanique qui permet un positionnement dans les trois directions. L'image ainsi formée est projetée sur une caméra infra-rouge de marque JFW, de gamme de fonctionnement en longueur d'onde qui s'étend de $0.8 \mu\text{m}$ à $2.2 \mu\text{m}$. Elle est raccordée à un moniteur et un micro-ordinateur pourvu d'un logiciel d'acquisition d'image. On visualise alors sur le moniteur, après agrandissement, l'image du mode (ou des modes) en sortie de guide. On détermine ainsi l'étendue du mode dans la direction parallèle ou perpendiculaire au substrat. Avec cette méthode, on peut également remonter à la distribution spatiale du mode en analysant l'image. En toute rigueur, il convient de tenir compte de la fonction de transfert de l'optique d'agrandissement.

1.1.3. La méthode d'alignement

Détaillons maintenant l'opération d'alignement. Dans un premier temps, on aligne la puce avec la fibre d'entrée. On choisit pour cela un guide droit sur la plaquette. La fibre est placée au dessus de la puce, l'extrémité de celle-ci étant alignée sur la sortie du guide. En déplaçant verticalement le porte-échantillon, on cherche à aligner la plaquette avec la fibre par contacts successifs. A chaque fois qu'une partie de la fibre et de la plaque sont en contact, on peut voir nettement par transparence. En modifiant l'inclinaison de la plaque, selon l'un des axes de rotation du support, on arrive à observer un contact de toute la longueur de la fibre sur la plaque de façon simultanée. La plaque sera alors parallèle à la fibre. Avec l'autre axe de rotation on aligne le guide droit avec la fibre. On aura ainsi placé les guides passifs sur l'axe de la fibre.

Pour permettre une première approche de la mise au point du banc, c'est-à-dire de l'alignement de la fibre, de l'objectif de microscope et de la caméra, nous utilisons par commodité une source optique émettant dans le visible, un faisceau He-Ne de longueur d'onde $\lambda=0.632 \mu\text{m}$. En émettant dans le rouge, ce faisceau nous permet de nous assurer que la fibre, l'objectif de microscope et la caméra sont bien situés sur le même axe. L'alignement préalable de l'He-Ne facilite celui des sources émettant à $1.3 \mu\text{m}$ ou $1.55 \mu\text{m}$. On règle ensuite la focalisation de l'objectif de microscope qui sera, par la même occasion, mis au point sur un plan qui contient la face de sortie du guide optique. A partir de là, le point de focalisation de l'objectif et l'axe optique du système, défini par la fibre, l'objectif de microscope et la caméra, sont déterminés. Les trois éléments devront rester sur le même axe sans pouvoir se déplacer dans les directions transversales. En revanche on déplace la fibre parallèlement aux guides passifs jusqu'à ce qu'elle soit positionnée au dessus des faces d'entrées de ceux-ci pour procéder à l'injection de la lumière dans les composants. A partir de maintenant, le seul élément que l'on peut déplacer dans les directions transverses à l'axe optique du système est la plaquette de façon à intercaler les guides à observer sur cet axe optique.

Que la fibre injecte dans l'air ou dans le substrat, on observe des franges d'interférence à la caméra. Les franges sont d'intensité différentes quand il s'agit d'une propagation dans l'air ou dans le substrat. Quand la fibre injecte dans la couche guidante, une ligne unique plus lumineuse est observée entre ces deux familles de franges. On déplace donc la plaquette verticalement jusqu'à trouver cette ligne lumineuse. L'alignement dans la direction verticale est alors réalisé, la plaquette se trouve à la bonne hauteur par rapport à la fibre. Il suffit ensuite de déplacer la plaquette horizontalement pour positionner devant la fibre un guide à observer qui confiner la lumière.

L'acquisition d'image se fait donc sur le micro-ordinateur dont le logiciel permet de sauvegarder les images. L'image recueillie par la caméra est souvent saturée et l'utilisation de l'atténuateur optique variable permet de prendre plusieurs images avec des niveaux d'atténuation différents.

La mesure en champ proche en sortie de guide est une méthode pratique et rapide qui permet d'observer facilement les diviseurs de puissance et les commutateurs, contrairement à la méthode fibre à fibre pour laquelle l'alignement de plusieurs fibres devient difficile. Elle permet, de plus, de vérifier le caractère monomode ou multimode d'un guide et de nous informer sur la portion de lumière confinée dans le guide. Mais elle ne permet pas cependant de tenir compte de la fonction de transfert de l'optique d'agrandissement.

1.2. Les mesures fibre à fibre

La photographie de la figure D-3 présente le second banc. Il est identique au premier. Seul l'objectif de microscope et la caméra infra-rouge sont remplacés par un micro-déplacement supportant la fibre de sortie connectée au détecteur.

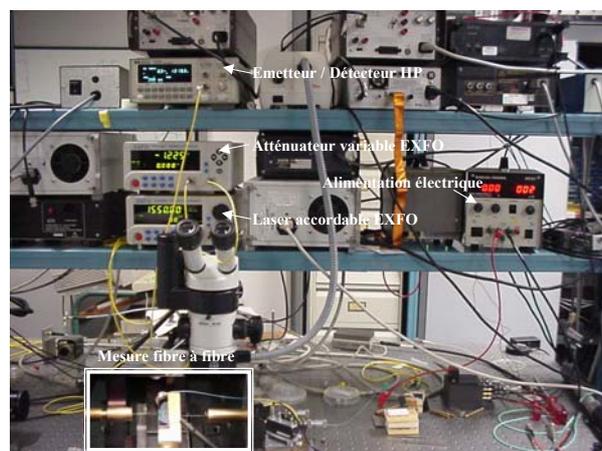


Figure D-3 : Photographie du banc de caractérisation fibre à fibre.

La méthode exposée précédemment reste valable pour ce type de mesure. Elle permet de faire l'alignement de la première fibre sur le guide optique, à l'aide de la caméra. On déplace alors le bloc correspondant à l'objectif de microscope pour le remplacer par un support de fibre piézo-électrique, du même type que celui qui est utilisé en entrée. Pour faciliter cette étape on peut avoir recours à nouveau au laser He-Ne. On injecte de la lumière rouge dans la fibre de sortie de façon à la positionner approximativement à la hauteur du guide : lorsque l'on observe des franges à la surface de la plaque c'est que notre fibre est placée trop haut par rapport à la couche guidante, lorsque l'on n'observe plus de signal c'est que la fibre est trop basse et que la lumière est absorbée par le substrat. Il existe une position intermédiaire où l'on observe un point lumineux à l'entrée du guide. Nous sommes alors proches de l'alignement avec la couche guidante. Nous pouvons alors déconnecter le laser HeNe et raccorder la fibre de sortie à un détecteur, qui sert à affiner l'alignement fibre / guide par le contrôle de la puissance maximale.

La mise au point de ce banc est très délicate. Il s'agit essentiellement d'optimiser l'efficacité de couplage et de connaître les tolérances mécaniques du montage. L'injection est principalement caractérisée par deux paramètres :

- le diamètre du faisceau issu de la fibre optique,
- la position du faisceau par rapport à la normale à la face du guide.

Dans les deux cas le recouvrement entre le faisceau et les modes propres de la structure est modifié.

Les différentes remarques suivantes montrent combien l'alignement du système est délicat et qu'il nécessite des micro-déplacements de grande précision ($<0.1 \mu\text{m}$) :

1. désalignement des axes : on cherche en premier lieu le couplage optimum en ajustant tous les paramètres ; on s'assure ainsi que le mode excité est bien le mode guidé. On fait ensuite varier l'alignement de l'axe du guide par rapport à l'axe du faisceau excitateur.

2. désalignement angulaire : dans ce cas après avoir recherché le couplage maximum, on fait varier l'angle entre l'axe du faisceau et celui du guide. Puisqu'il est très difficile de placer le guide sur l'axe de rotation, on doit pour chaque variation rechercher le maximum correspondant.

3. distance fibre-guide : si cette distance ne correspond pas à un minimum de réflexion sur la face du guide (cavité Fabry-Perot), l'efficacité de couplage est fortement affectée. Un intervalle d'air entre la fibre et le guide peut induire des réflexions multiples, sensibles si les faces sont bien parallèles, la rugosité faible et les indices assez différents. Ici, étant donné les moyens d'obtention des facettes d'injection, on ne contrôle pas bien le parallélisme fibre / facette d'entrée et la rugosité n'est pas toujours négligeable. Mais, les indices de réfraction des divers milieux sont relativement différents, on peut donc très bien avoir des réflexions multiples.

1.3. Les caractérisations optiques

Les caractérisations optiques d'une structure de guide ou de commutateur consistent à déterminer ou vérifier essentiellement :

- le type de propagation dans les guides optiques seuls (monomodes...),
- les pertes de propagation de ces guides optiques,
- les pertes de couplages dans ces guides optiques,
- l'atténuation du mode guidé en présence des couches de contact pour en déduire le coefficient d'absorption,
- la diaphotie optique qui traduit en quelque sorte l'« efficacité » de commutation, en fonction du courant injecté, et donc de la consommation.

Elles permettent également de remonter à certaines valeurs plus spécifiques comme la mesure de l'indice effectif de la structure, ou la variation de l'indice effectif en fonction de l'intensité de courant injecté dans la partie active d'un commutateur.

D-2. LE BANC DE CARACTERISATION OPTO-MICROONDE

Il est également possible de monter un banc de caractérisation opto-microonde avec un signal optique émis par la source laser modulé en amplitude par un signal hyperfréquence. En sortie, une photodiode se charge de transformer la puissance optique transmise en signal hyperfréquence. La modulation de la porteuse optique par le signal électrique peut être faite par une modulation externe ou une modulation directe.

2.1. Description du matériel dédié

L'émetteur est constitué soit d'une diode laser à 1.3 μm modulable directement (module Ortel 3541A) soit d'une diode laser à 1.55 μm modulable en externe (diode laser PHILIPS CQF 939 + modulateur Sumitomo MZ 5-40). Dans les deux cas, la porteuse optique est modulée à plusieurs GHz ; elle est injectée dans le commutateur à l'aide d'une fibre clivée. Le signal optique en sortie est récupéré par une fibre clivée selon la méthode fibre à fibre et converti dans un photodiode rapide (Discovery DSC 40S de bande passante 16 GHz). Le signal électrique en sortie est observé sur un analyseur de spectre électrique (HP8563E) permettant également la mesure du bruit de phase. Etant données les limites imposées par les différents éléments constituant la chaîne de mesure (Té de polarisation, câbles, connectiques, photodiode), nous avons limité notre étude aux fréquences comprises entre 1 et 12 GHz.

Enfin, nous avons utilisé un analyseur de réseau vectoriel, le Hewlett Packard 8720C qui permet d'effectuer des mesures dans la gamme de fréquences allant de 10 MHz à 20GHz.

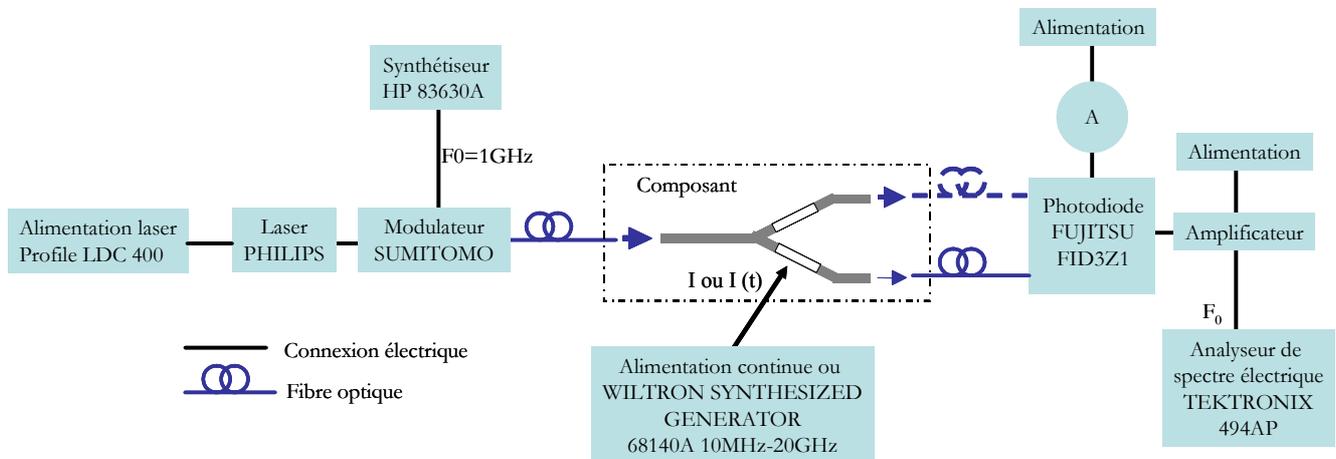


Figure D-4 : Exemple de schéma de banc de caractérisation opto-hyperfréquences.

2.2. Les caractérisations opto-hyperfréquences

Pour s'affranchir de phénomènes parasites comme l'électroluminescence à $1.15 \mu\text{m}$, nous avons eu recours à des caractérisations opto-hyperfréquences classiques, qui nous ont permis notamment de mesurer ou de vérifier :

- la diaphotie sur le signal hyperfréquence,
- le bruit de phase du signal hyperfréquence transporté,
- le temps de commutation.

Nous avons également mis au point un banc de caractérisation fondé sur l'hétérodynage optique ou battement de deux porteuses optiques qui nous a permis d'accéder à la variation d'indice induite par l'injection de porteurs. Dans l'expérience montrée, il s'agit d'un mélange cohérent. C'est une technique tout à fait originale pour l'application envisagée.

ANNEXE E

RÉSISTIVITÉ DE CONTACTS OHMIQUES PAR MESURE TLM

La méthode TLM (Transmission Line Method), proposée par W. Shockley, permet de caractériser les contacts ohmiques horizontaux tels que ceux que nous utilisons pour nos transistors. En traitant les contacts comme une ligne de transmission résistive, la résistance de contact R_C ($\Omega \cdot \text{mm}$) s'écrit :

$$R_C = \frac{\sqrt{R_{\text{carré}} \cdot \rho_C}}{W}$$

Cette expression a été établie en faisant l'hypothèse d'une résistance carré homogène du semiconducteur ($R_{\text{carré}} = R'_{\text{carré}}$ où $R_{\text{carré}}$ est associée à la couche du semiconducteur entre les contacts et où $R'_{\text{carré}}$ représente la couche sous le contact) et d'une longueur effective du contact L_T faible devant la longueur d du contact de largeur W (voir figure 1).

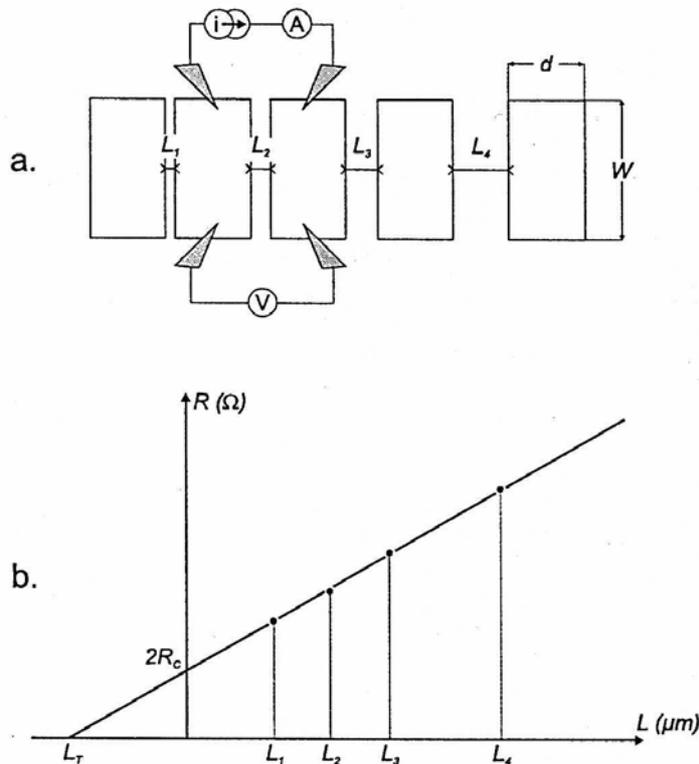


Figure E-1 : mesures des résistances de contact par la méthode TLM : a- structure de test et mesure 4 pointes, b- résistance mesurée entre 2 contacts en fonction de la distance qui les sépare.

La détermination expérimentale de la résistance de contact R_C permet de calculer la résistivité spécifique de contact ρ_C . La technique, illustrée sur la figure 1-a, consiste à utiliser des motifs de tests composés de contacts ohmiques planaires tous de dimensions identiques (longueur d et largeur W). Ces contacts, formés sur la surface du semiconducteur, sont espacés par des distances variables (L_1, L_2, L_3, \dots).

A l'aide de la méthode dite "des 4 pointes", permettant de s'affranchir des résistances entre les pointes et le contact, on mesure la résistance entre 2 plots consécutifs pour les différents espacements. On trace ainsi une droite caractéristique (figure 1-b) d'équation :

$$R(L) = R(0) + \frac{R_{\text{carré}}}{W} \cdot L \quad \text{où } L \text{ est la distance entre deux contacts ohmiques.}$$

On constate que $R(0) = 2 R_C$ (ordonnée à l'origine) et que la longueur de transfert L_T est donnée par l'abscisse à l'origine.

RÉFÉRENCES DES ANNEXES

ANNEXE A

[1] A. DARGYS, J. KUNDROTAS.
Handbook on physical properties of Ge, Si, GaAs and InP
 Vilnius, Science and Encyclopedia Publishers, 1994.

[2] J. L. PEYRE, E. BOUCHEREZ, M. RENAUD, A. GOUTELLE, B. MARTIN, J. F. VINCHANT.

Device integration on Indium Phosphide for photonic switching applications
 Integrated optics 94, conference SPIE, London, Nanofabrication technologies and device integration, Vol SPIE 2213, pp. 250-258.

[3] T. P. PEARSALL.
GaInAsP Alloy Semiconductors
 John Wiley and sons, 1982.

[4] E. GINI, H. MELCHIOR.
The refractive index of InP and its temperature dependence in the wavelength range from 1.2 μm to 1.6 μm
 IPRM'96, pp. 594-597.

[5] T. W. NEE, A. K. GREEN.
Optical properties of InGaAs lattice matched to InP
 Journal of Applied Physics, 1990, Vol. 68, n° 10, pp. 5314-5317.

[6] D. HAHN, O. JASCHINSKI, H.-H. WEHMANN, A. SCHLACHETZKI, M. VON ORTENBERG.
Electron-Concentration dependence of absorption and refraction in In_{0.53}Ga_{0.47}As near band edge
 Journal of electronic materials, 1995, Vol. 24, n°10, pp. 1357-1361.

[7] F. FIEDLER, A. SCHLACHETZKI.
Optical parameters of InP Based Waveguides
 Solid State Electronics, 1987, Vol. 30, n° 1, pp. 77-83.

[8] B. BROBERG, S. LINDGREN.
Refractive index of In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y} layers and InP in the transparent wavelength region
 Journal of applied physics, 1984, Vol 55, n°8, pp. 3376-3381.

[9] S. NOJIMA, H. ASAHI.
Refractive indices of InGaAs/InAlAs multi-quantum layers grown by molecular-beam epitaxy
 Journal of Applied Physics, 1988, Vol. 63, pp. 479-483.

[10] D. L. LEE.
Electromagnetic Principles of Integrated Optics

Ed. John Wiley & sons, 1986.

[11] W. P. DUMKE, M. R. LORENZ, G. D. PEMIF.

Intra and interband free carriers absorption and the fundamental absorption edge in n type InP
 Physical review 13, 1970, Vol. 1, n° 12, pp. 4668-4673.

[12] K. SATZKE, G. WEISER, R. HÖGER, W. THULKE.

Absorption and electroabsorption spectra of an In_{1-x}Ga_xP_{1-y}As_y/InP double heterostructure
 Journal of applied physics, 1988, Vol. 63, n° 11, pp. 5485-5490.

[13] H. C. HUANG, S. YEE, M. SOMA.
The carrier effects on the change of refractive index for n type GaAs at $\lambda=1.06, 1.3$ and $1.55 \mu\text{m}$
 Journal of Applied Physics, 1990, Vol. 67, n° 3, pp. 1497-1503.

[14] J. G. MENDOZA-ALVAREZ, R. H. YAN, L. A. COLDREN.

Contribution of the band filling effect to the effective refractive index change in double heterostructure GaAs/AlGaAs phase modulator
 Journal of applied physics, 1987, Vol. 62, n° 11, pp. 4548-4553.

[15] HUNSPERGER.
Integrated Optics: Theory and Technics
 Springer Series in Optical Sciences, Second Edition 1985

[16] K.J. EBELING.
Integrated opto-electronics
 Springer Verlag, 1992

ANNEXE B

[1] G. GUEKOS.
Photonic Devices for Telecommunications : How to Model and Measure
 Springer-Verlag, 1999.

[2] HUNSPERGER.
Integrated Optics: Theory and Technics
 Springer Series in Optical Sciences, Second Edition 1985

[3] Y. CHUNG, N. DAGLI.
An assesment of finite difference beam propagation method
 IEEE Journal of Quantum Electronics, 1990, Vol. 26, n° 8, pp. 1335-1339.

[4] J. VAN ROEY, J. VAN DER DONK, P. E. LAGASSE.
Beam propagation method: analysis and assessment
 Journal of Optical Society of America, 1981, Vol. 71, n° 7, pp. 803-810.

- [5] G. L. YIP, P. C. NOUTSIOS.
An improved finite difference vector beam propagation formulation for graded index waveguides.
IEEE Photonics Technology Letters, 1994, Vol. 6, n° 4, pp. 543-545.
- [6] J. HARARI, F. JOURNET, O. RABII, G. JIN, J. P. VILCOT, D. DECOSTER.
Modeling of Waveguide PIN Photodetectors Under Very High Optical Power
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 1995, Vol. 43, n° 9, pp. 2304-2310.
- [7] V. MAGNIN.
Contribution à l'étude et à l'optimisation de composants optoélectroniques
Thèse, Université de Lille 1, 22 oct. 1998.
- [8] O. RABII
Etude de Photodétecteurs PIN-Guide et MSM Intégré à un Guide Optique pour des Applications en Ondes Millimétriques
Thèse, Université Lille 1, 12 décembre 1995.
- [9] L. JOANNES.
Etude et réalisation de circuits optiques avec micromiroirs intégrés, sur matériaux diélectriques
Thèse, Université de Lille 1, 10 novembre 2000.
- [10] G. KRIJUNEN.
All optical switching in non linear integrated optic device
PhD; printed by Febodruk-Euschede, the Netherlands.
- [11] J. F. LARCHANCHE.
Etudes pour la réalisation d'un modulateur électro-optique à ondes progressives sur polymères
Thèse, Université de Lille 1, 24 janvier 2001.
- [12] R. BELLINI.
Etudes théoriques et expérimentales de guides optiques à base de polymères pour la réalisation de commutateurs électro-optiques
Thèse, Université de Lille 1, 10 novembre 2000.
- [13] J. HEAS, J. WILLEMS.
Beam propagation methods
Cours COMOPTEC RUGent.
- [14] J. M. LIU, L. G. GOMELSKY.
Vectorial beam propagation method
Journal of Optical Society of America, 1992, Vol. 9, n° 9, pp. 1574-1585.
- [15] W. P. HUANG, C. L. XU, S. T. CHU, S. K. CHAUDHURI.
The finite-difference beam propagation method: analysis and assessment
IEEE Journal of Lightwave Technology, 1992, Vol. 10, n° 3, pp. 295-305.
- [16] M. D. FLEIT, J. A. FLECK.
Light propagation in graded-index optical fibers
Applied Optics, 1978, Vol. 17, pp. 3990-8.
- [17] F. XIANG, G. L. YIP.
An explicit and stable finite difference 2D vector beam propagation method
IEEE Photonics Technology Letters, 1994, Vol. 6, n° 10, pp. 1248-1250.
- [18] D. SCHULTZ, C. GLINCENER, E. VOGES.
Novel generalized finite difference beam propagation method
IEEE Journal of Quantum Electronics, 1994, Vol. 30, n° 4, pp. 1132-1140.
- [19] D. L. LEE.
Electromagnetic Principles of Integrated Optics
Ed. Wiley.
- [20] D. WHITLEY.
A genetic algorithm tutorial
Technical Report CS-93-103, 1993, Colorado State University
- [21] <http://www.polytech-lille.fr/~vmagnin/index.html>

ANNEXE C

O. WADA, H. HASEGAWA.
InP-Based Materials and Devices : Physics and Technology
John Wiley & sons, 1999.

S. M. SZE.
Semiconductor Devices Physics and Technology
John Wiley & Sons, 1985

W. B. GLENDINNING, J. N. HELBERT.
Handbook of VLSI microlithography. Principles, technology and applications,
Noyes publications.

Indium Phosphide and Related Materials: Processing, Technology, and Services.
A. Katz Editor, Artech House, 1992.

ANNEXE D

[1] G. GUEKOS.
Photonic Devices for Telecommunications : How to Model and Measure
Springler-Verlag, 1999.

[2] HUNSPERGER.
Integrated Optics: Theory and Technics
Springer Series in Optical Sciences, Second Edition 1985