

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ

Spécialité : Electronique

par

Nargess CHOUEIB

**Matrices de commutation par effets d'injection de
porteurs sur InP**

Soutenance le 14 février 2008 devant la commission d'examen :

Président :	M. Tuami LASRI	Professeur à l'Université Lille 1 (IEMN)
Rapporteurs :	M. Bernard CRETIN	Professeur à l'Université de technologie de Belfort-Monbéliard
	M. Jean LE BIHAN	Professeur à l'Ecole Nationale d'Ingénieurs de Brest (ENIB)
Directeur de thèse :	M. Didier DECOSTER	Professeur à l'Université de Lille I (IEMN)
Co-directeurs :	M. Joseph HARARI	Maître de Conférences à l'Université de Lille I (IEMN)
Examineurs :	M. Jean CHAZELAS	Directeur de Recherche Associé au CNRS (IEMN) Directeur du Département Techniques Avancées THALES SYSTEMES AEROPORTES
	M. Mohamed ZOAETER	Professeur et Doyen de la Faculté de Génie, Université Libanaise, Beyrouth
	M. François REPTIN	Responsable composants hyperfréquences à la DGA

A mon cher mari qui m'a soutenue tout au long de cette thèse,
à mon adorable fille Fatima-Layane, et à ma famille.

Remerciements

Cette thèse de doctorat a été effectuée au sein de l'équipe Optoélectronique de l'Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologies, dirigé par Monsieur le Professeur Alain CAPPY. Je lui exprime toute ma gratitude de m'avoir permis d'effectuer ces recherches dans de bonnes conditions.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur Tuami LASRI qui me fait l'honneur de présider l'exposé du bilan scientifique de mes recherches.

Je tiens à exprimer mes plus sincères remerciements à Monsieur Bernard CRETIN, Professeur à l'Université de Besançon, et Monsieur Jean LE BIHAN, Professeur à l'Ecole Nationale d'Ingénieurs de Brest, pour avoir accepté de juger ce travail et d'en être les rapporteurs.

Je tiens à témoigner toute ma reconnaissance à Monsieur le Professeur Mohamed ZOAETER, Doyen de la faculté de génie, d'avoir accepté d'assister à la soutenance de cette thèse, ainsi que de son aide et encouragement pour continuer mes études supérieures en France après avoir fini la maîtrise au LIBAN.

Je tiens à remercier Monsieur François REPTIN, ingénieur et responsable composants hyperfréquences à la DGA , d'avoir accepté de faire partie de ce jury.

Je remercie tout particulièrement Monsieur le Professeur Didier DECOSTER, qui m'a accueilli au sein de l'équipe Optoélectronique et qui a dirigé ce travail, pour m'avoir transmis ses connaissances appropriées. Son soutien apporté à la fin de cette recherche, surtout pendant la rédaction de ce mémoire, a donné à cette thèse une forme plus éclaircie.

Monsieur Jean CHAZELAS, Directeur du Département Techniques Avancées de THALES SYSTEMES AEROPORTES et Directeur de recherche associé à l'IEMN, a apporté une motivation supplémentaire à ce travail par son approche industrielle. Je l'en remercie profondément.

Je tiens à exprimer mes sincères remerciements à Monsieur Joseph HARARI, Maître de conférence à l'Université de Lille I, qui a assuré également la direction de ce travail. Ses compétences scientifiques et ses qualités humaines ont contribué à la réussite de cette thèse.

Je tiens à assurer ma sincère et amicale reconnaissance à Monsieur Jean-Pierre VILCOT pour ses qualités tant scientifiques qu'humaines et sa constante bonne humeur.

Je tiens à remercier chaleureusement Malek ZEGAOUI pour ses conseils très précieux et pour avoir contribué à la réussite de cette thèse.

Je tiens à remercier Messieurs Vincent MAGNIN, Stefan MC-MURTRY, et Jean-René COUDEVYLLE pour leur gentillesse et leurs qualités humaines et scientifiques.

Mes profonds remerciements à l'ensemble des personnes de la Centrale de Technologie avec qui j'ai eu l'honneur de travailler, pour leurs conseils très précieux lors de la réalisation des composants. J'espère n'oublier personne dans cette liste : Marc FRANÇOIS, Michel MULLER, Christiane LEGRAND, André LEROY, Pascal TILMANT, Christophe BOYAVAL, Christophe COINON, Annie FATTORINI, Bertrand GRIMBERT, Karine BLARY, Jean-Claude PESANT, Thomas GEHIN, Isabelle ROCH JEUNE, Didier VANDERMOERE.

Mes remerciements spéciaux s'adressent à tous les membres de l'équipe Optoélectronique, El Hadj DOGHECHE, Dorothée BERNARD, Cathy SION, Sophie MARICOT, Mathieu HALBWAX et les thésards que j'ai côtoyés : Marie, Michèle, Naïma, Stéphane, Christophe, Sophie, Denis, Gwenn et Antoine.

Je remercie aussi Pierre ARMANT pour sa gentillesse et sa serviabilité. Bien sûr, je n'oublie pas ceux que j'ai pu rencontrer et côtoyer au sein du laboratoire. J'adresse cependant un clin d'œil particulier à Karine, Freddy, Elisabeth et Antony.

En dehors de l'IEMN, je remercie profondément les personnes de mon entourage qui m'ont soutenue tout au long du travail de thèse. J'espère n'oublier personne : Maha SHMAYSANI, Zaynab SALLOUM, Sahar ASSI, Ihab SBEITY, Rodayna ELHAJJ HASSAN, Amal KACHAKECH, Isabelle DOCQUIER, Chawki MAKKI, Fadi ABDEL SATER, Nabil ELZEIN, Haidar AKL, Abbas KOAIK, Leila MOUFTAH, Amal IRANI, Angela ISSA, Amira CHARFI, Malika ZINE.

Je tiens à témoigner ici toute ma reconnaissance et mon amour à mes parents et mes beaux parents. Surtout mes adorables frères et sœurs : Tarek, Nadia, Ali, Layla. Je remercie tout particulièrement mon adorable mère et ma chère belle mère pour leur soutien et leurs prières. Le fait que vous ayez toujours cru en moi fait de moi ce que je suis aujourd'hui.

TABLE DES MATIÈRES

Introduction.....	1
Références de l'introduction	6
Préambule.....	11
1. Optique intégrée sur InP	11
1.1. Matériaux de la filière InP	11
1.2. Propriétés optiques des matériaux de la filière d'InP	12
1.3. Effet des porteurs libres sur les propriétés optiques	13
1.4. Phénomènes de recombinaisons électrons-trous	14
2. Structures des guides optiques	15
3. Commutateur DOS à très faible diaphotie	16
Références du préambule	18
 Chapitre I : Conception d'une matrice passive 2X2 pour la commutation.....	 21
1.1. Introduction	23
1.2. Structure des guides passifs	23
1.3. Optimisation de la structure matricielle	25
1.3.1. Matrice à base d'arcs de cercle	25
1.3.1.1. Première approche	25
A. Choix du rayon de courbure	26
B. Choix de l'angle de croisement θ	27
C. Choix de la largeur de matrice l	29
D. Choix de la différence de chemin optique Δl	29
E. Optimisation	29

1.3.1.2. Deuxième approche	32
1.3.2. Matrice à base de courbes en Sinus	35
1.3.2.1. Principe de la conception	36
A. Influence de la longueur L_d sur les pertes dans le guide sinus de la diagonale	39
B. Influence de la longueur L_d sur la diaphotie	41
C. Amélioration du croisement entre guides	43
a. Détermination de la largeur X de la zone de transition	44
b. Détermination de la valeur de la longueur L_1	45
c. Détermination de la valeur de la longueur L_2	47
d. Détermination de la valeur de la longueur L_3	48
D. Influence de X_m sur la symétrie de puissance en sortie	50
E. Amélioration du guide à l'entrée	52
a. Détermination de la largeur de départ X_t	54
b. Détermination de la valeur de la longueur L_{t1}	55
c. Détermination de la valeur de la longueur L_{t2}	57
1.4. Conclusion	58
Références du chapitre I	60
 Chapitre II : Etude expérimentale de la matrice 2X2 passive	 63
2.1. Réalisation technologique des matrices passives	65
2.1.1. Epitaxies	66
2.1.2. Composants réalisés	67
2.1.3. Opérations technologiques	69
2.1.4. Amincissement	76
2.1.5. Clivage	77
2.2. Caractérisation des composants réalisés	78
2.2.1. Banc de caractérisation	78

2.2.2. Mesures en champ proche	80
2.2.3. Mesures fibre à fibre	83
2.2.3.1. Démarche	83
2.2.3.2. Caractérisation des composants à base de quaternaire InGaAsP _{1.18}	84
2.2.3.3. Caractérisation des composants à base de quaternaire InGaAsP _{1.3}	91
2.3. Conclusion	96
Références du chapitre II	98
 Chapitre III : Conception d'une matrice active 2X2 pour la commutation.....	 101
3.1. Introduction	103
3.2. Démarche	103
3.3. Epitaxie	105
3.4. Guides passifs et actifs	106
3.5. Géométrie du commutateur	108
3.6. Optimisation de la matrice	110
3.6.1. Conditions à respecter	110
3.6.2. Détermination de la valeur optimale des paramètres	119
3.7. Pertes calculées des matrices optimisées	134
3.8. Conclusion	138
Références du chapitre III	139
 Chapitre IV : Etude expérimentale de la matrice 2X2 active	 141
4.1. Réalisation technologique des matrices actives	143
4.1.1. Epitaxie	144

4.1.2. Composants réalisés	145
4.1.3. Spécificités technologiques de la matrice active	148
4.1.3.1. Structure PIN	148
a. Contact ohmique P ⁺	148
b. Electrodes	149
c. Reports d'électrodes	149
d. Contact face arrière	150
4.1.3.2. Techniques d'isolation optique	150
a. Gravure profonde	150
b. Dépôt de titane	150
4.1.4. Séquences technologiques	152
4.1.5. Etapes technologiques détaillées	158
4.1.5.1. Dépôt des électrodes	158
4.1.5.2. Gravure des couches dopées P ⁺	162
4.1.5.3. Définition des guides optiques	164
4.1.5.4. Définition des trous d'isolations	167
4.1.5.5. Définition des zones absorbantes en titane	171
4.1.5.6. Planarisation / isolation électrique	174
4.1.5.7. Dépôt des plots de contact	178
4.1.5.8. Amincissement	180
4.1.5.9. Métallisation de face arrière (contact N ⁺)	180
4.1.5.10. Clivage	182
4.1.6. Conclusion	182
4.2. Caractérisation des composants actifs réalisés	182
4.2.1. Banc de caractérisation	182
4.2.2. Caractérisation des guides droits	185
4.2.3. Mesures à l'aide des interféromètres de Mach-Zehnder	192
4.2.4. Caractérisation des matrices 2X2 actives	194
4.2.5. Conclusion de l'étude expérimentale	202
4.3. Conclusion	202
Références du chapitre IV	204

Conclusion générale	207
Références de la conclusion générale	211
Annexe A : Les outils de modélisation	213
A.1. Equations vectorielles de propagation des ondes optiques	215
A.2. La méthode des faisceaux propagés ou BPM	216
A.2.1. Concepts généraux	216
A.2.2. Méthode des faisceaux propagés en deux dimensions	218
A.2.3. Méthode des faisceaux propagés en trois dimensions	218
A.3. L'analyse modale	219
Références de l'annexe A	220
Annexe B : Techniques de Fabrication.....	223
B.1. La lithographie	225
B.1.1. Lithographie électronique	225
B.2. La métallisation	226
B.2.1. Technique de lift-off	226
B.3. La Gravure	227
B.3.1. La gravure humide	227
B.3.2. La gravure sèche	227
Références de l'annexe B	229

Introduction

L'histoire de la commutation optique, à l'IEMN, a commencé en 1995 avec la thèse de Ian Cayrefourcq [1] ; il s'agissait à l'époque de répondre à une attente et à un besoin de Dassault Electronique qui envisageait d'introduire l'optique dans les antennes hyperfréquences à balayage électronique [2, 3] pour les systèmes embarqués ; les avantages sont, en effet, maintenant bien connus : poids et encombrement réduits des fibres, immunité aux interférences et parasites électromagnétiques, faibles pertes, grande bande passante, ...

Dans une telle perspective, la commutation est une fonction de base pour le traitement optique des signaux hyperfréquences ; en particulier, on peut espérer créer une loi de retard hyperfréquence en commutant entre des chemins optiques de longueur différente, pour répondre aux exigences du balayage électronique. Il résulte de la définition de ce besoin système, la nécessité de disposer de composants réalisant cette fonction de commutation avec de très hautes performances :

- Ø Faibles pertes d'insertion (<3dB).
- Ø Temps de commutation très court (<10ns).
- Ø Très faible diaphotie (<-35dB).
- Ø Faible consommation (<50mW).
- Ø Faible sensibilité à la polarisation optique.
- Ø Bruit rajouté sur le signal hyperfréquence négligeable...

Ces performances avaient conduit Dassault Electronique à choisir la voie de la commutation par injection de porteurs dans les circuits intégrés optiques sur InP. En effet, les voies concurrentes sont soit trop lentes (effets thermo-optiques et magnéto-optiques [4-10]), soit trop gourmandes en consommation (effets acousto-optique, Pockels [11-23]), soit trop bruyantes (amplification optique à semiconducteur (SOA) [24]).

Des travaux très solides avaient été engagés jusqu'à cette période par les grands laboratoires de télécommunications optiques (ALCATEL, BELL, NTT, ...) sur la commutation optique [25-40]. Des gros efforts avaient été fournis par ces laboratoires pour obtenir un commutateur par effet de porteurs libres en optique intégrée sur InP. A l'issue de ces travaux, le constat était assez sévère : si les propriétés de l'InP semblaient prometteuses pour la commutation rapide, les diaphoties obtenues avec tous les objets fabriqués à cette époque plafonnaient autour de -20dB, ce qui semblait insuffisant pour des applications en télécommunications optiques. C'est pourquoi, tous les grands laboratoires des télécommunications optiques

avaient décidé d'arrêter leurs travaux sur la commutation par effet d'injection de porteurs au bénéfice d'une commutation par amplificateur optique sur InP. Cette dernière voie, fondée sur l'utilisation de l'amplification optique à semiconducteur (SOA) conduisait à des diaphoties avoisinant les -40dB et semblait très prometteuse pour le traitement des signaux numériques [41-52]. Cependant, l'amplification optique à semiconducteur ne semblait pas appropriée au traitement des signaux analogiques, ce qui s'est confirmé par la suite [24]. C'est la raison pour laquelle Dassault Electronique, à cette époque, s'était tourné vers l'IEMN, pour poursuivre cet effort de recherche dont les objectifs représentaient un véritable " challenge " : il s'agissait de faire mieux que les grands laboratoires de télécommunications optiques, notamment en diaphotie, et nous partions de zéro! C'est ainsi que s'est déroulée la première thèse sur la commutation par Ian CAYREFOURCQ [1] qui avait étudié deux commutateurs de base sur InP : le commutateur à réflexion totale (ou TIR) et un commutateur à guides couplés dont il avait proposé la structure et qui avait été breveté par Dassault Electronique.

Le premier commutateur à réflexion interne totale (TIR) [1,53-55] est constitué de guides sécants pourvus d'une électrode permettant d'injecter des porteurs à l'intersection entre les deux guides. L'injection des porteurs, qui a pour effet de diminuer l'indice optique, a pour conséquence de créer l'équivalent d'un micro-miroir à l'intersection des deux guides. Il en résulte que, lorsqu'aucun courant n'est injecté, la lumière poursuit son chemin le long de son guide d'entrée, et se réfléchit sur le micro-miroir au niveau de l'intersection pour ressortir par le deuxième guide si l'on injecte un courant (figure 1).

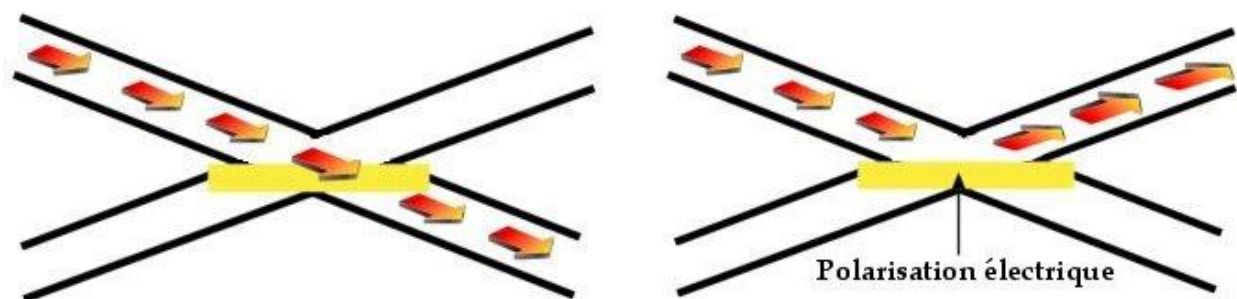


Figure 1. Fonctionnement passif et actif du commutateur à réflexion totale (TIR)

Il s'est avéré, à l'issue des travaux de Ian CAYREFOURCQ [1], que ce commutateur est très gourmand en courant de commutation (>100mA). Il était donc impropre à l'application envisagée.

Le deuxième composant était un commutateur à guides couplés (EOC) [1, 56-58], conçu de telle façon que la totalité de la lumière se couple à un guide adjacent, sauf si l'on injecte des

porteurs entre ses guides ; la modification d'indice de réfraction qui résulte de l'injection de porteurs entre les deux guides couplés empêche le couplage de la lumière avec le deuxième guide qui, par conséquent, poursuit son chemin dans le guide initial d'entrée (figure 2).

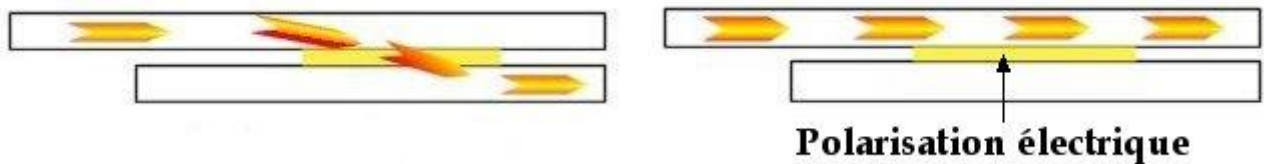


Figure 2. Fonctionnement passif et actif du commutateur à guides couplés (EODC)

Cette technique avait l'avantage, en principe, de pouvoir être généralisée à plusieurs guides couplés et ne nécessitait qu'une seule injection des porteurs pour obtenir une commutation pouvant s'établir entre 1, 2, 3, voire 4 guides de sortie [57]. Ce principe, extrêmement séduisant, conduisait donc à un commutateur 1X4 (à 1 entrée et 4 sorties) très compact et peu gourmand en consommation. C'est ce qui avait justifié la prise d'un brevet par Dassault Electronique. C'est aussi ce qui a justifié la poursuite de l'étude dans le cadre de la thèse de Yves HERNANDEZ [66] soutenue par la Délégation Générale pour l'Armement (DGA) et Thalès Systèmes Aéroportés.

A la suite de restructurations, l'entreprise de Dassault Electronique avec laquelle nous collaborions est devenue, à cette époque, Thalès Systèmes Aéroportés. C'est Jean CHAZELAS qui a repris l'action commutation optique chez Thalès Systèmes Aéroportés. A partir de ce moment là, un mouvement d'ensemble entre Thalès Systèmes Aéroportés et l'IEMN se crée avec pour but d'aboutir au composant convoité. Dès lors, peu de laboratoires [58-65] se penchent sur ce sujet qui est considéré, ou trop loin des composants utilisables pour les uns, ou pas assez exploratoire pour les autres. Malgré tout, l'IEMN poursuit ses efforts, d'abord au travers de la thèse de Yves HERNANDEZ [66]. Cette thèse, soutenue par la Délégation Générale pour l'Armement (DGA) et par Thalès Systèmes Aéroportés, démontre l'extrême sensibilité à la technologie du commutateur à couplage (EODC) inventé par Ian CAYREFOURCQ et sa quasi-inaptitude à fonctionner comme un futur composant. Une variation très faible, et justifiée, des paramètres technologiques de ce commutateur, peut conduire à un non fonctionnement total du commutateur. C'est pourquoi, la fin de la thèse de Yves HERNANDEZ a été consacrée à un troisième commutateur appelé Digital Optical Switch (DOS) fondé sur le principe d'une jonction Y déséquilibrée en indice optique par un courant injecté dans l'un des bras de sortie de cette jonction (figure 3) [66-69].

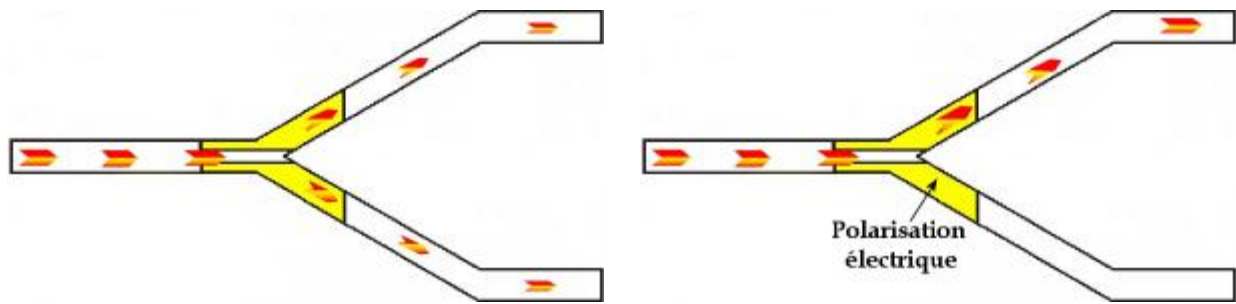


Figure 3. Fonctionnement passif et actif du commutateur DOS

On sent bien que ce commutateur, qui rappelle un peu l'image de la balance Roberval, devait être susceptible de fonctionner à tous les coups, au besoin, en rattrapant un déséquilibre avec une bonne valeur de courant injecté. C'est dans cet esprit que Yves HERNANDEZ [66] a vérifié l'aptitude du commutateur DOS à fonctionner avec une certaine robustesse vis-à-vis de la technologie. C'était ce commutateur qui avait été choisi par Alcatel pour assurer la fonction de commutation dans les années 1990 [35-40], composant qu'Alcatel avait ensuite abandonné puisque la diaphotie, rappelons-le, restait trop élevée, supérieure à -20dB. La poursuite du travail sur la commutation est due à la thèse de Karine BLARY [68], qui a aussi été soutenue par la DGA et Thalès Systèmes Aéroportés. Elle a eu comme objectif de conforter la fonction de commutation, à l'aide du DOS qu'elle a réalisé technologiquement, et elle a fabriqué les premières matrices de commutation. Cependant, les performances obtenues avec ses matrices restaient très modestes, mais les premiers résultats de Karine BLARY sur le diaphotie des commutateurs DOS nous a convaincu qu'il était possible de descendre en dessous de la barre des -20dB en diaphotie (elle avait atteint près de -30dB) [67] ; et la thèse de Malek ZEGAOUI [69], qui a suivi en 2001, a eu pour objet d'optimiser la géométrie des commutateurs, pour tenter d'atteindre les -40dB en diaphotie. Ces travaux sur la topologie du commutateur et de ses électrodes ont été complétés par une étude approfondie sur les effets d'injection de porteurs en terme de variations d'indice, de pertes associées, et de durée de vie des porteurs injectés [70]. Il a aussi montré, par un choix judicieux de la géométrie des électrodes, la possibilité d'atteindre une diaphotie de -40dB [71-72].

Forts de ces succès, l'IEMN, avec la collaboration et le soutien de Thalès Systèmes Aéroportés, a décidé de poursuivre l'effort sur la commutation en essayant d'étendre les très bons résultats en diaphotie obtenus sur un commutateur seul, à une matrice de commutation complète, et notamment à une matrice 2X2. C'est l'objet de mon travail de thèse.

La mémoire comprend un préambule et quatre chapitres. Le préambule a pour vocation de rappeler quelques éléments de base qui seront utiles pour aborder l'étude des matrices de

commutation sur InP. Il s'agit plus précisément de la présentation des matériaux de la filière InP, de leurs propriétés en terme d'indice optique et de variation d'indice par effet d'injection de porteurs, des phénomènes de recombinaisons électrons-trous, de la structure typique du guide d'onde utilisé dans ce travail, de l'introduction du commutateur DOS de très faible diaphotie optimisé par Malek ZEGAOUI, et de la structure de base de la matrice 2X2 que nous étudions dans cette thèse.

Le premier chapitre est consacré à l'optimisation de la partie passive de nos matrices. Les outils utilisés sont l'analyse modale, la BPM 2D et 3D (Beam Propagation Method); nous reportons dans l'annexe A la présentation détaillée de ces outils de modélisation. Nous commençons par étudier des matrices constituées de guides à base d'arcs de cercle et de guides droits; puis nous remplaçons les guides droits par des arcs de cercle pour obtenir une symétrie du comportement en puissance optique. Enfin, nous remplaçons les guides optiques à base d'arcs de cercle par ceux à base de fonctions sinusoïdales. Pour améliorer le comportement optique au croisement entre guides, nous optimisons également ce croisement en introduisant des adaptateurs de mode centraux.

Dans le deuxième chapitre, nous décrivons la réalisation technologique des matrices passives 2X2 optimisées dans le chapitre précédent et leurs caractérisations. Nous renvoyons à l'annexe B pour plus de précision sur les outils technologiques disponibles à l'IEMN. Les caractérisations concernent essentiellement les pertes et la diaphotie. Une comparaison aux valeurs prévues par la modélisation est enfin effectuée.

Le troisième chapitre est relatif à l'optimisation de la matrice active 2X2 complète. Cette démarche exige d'adapter le commutateur et la matrice passive l'un à l'autre. Nous décrivons la façon adoptée pour réoptimiser la partie passive de la matrice à une nouvelle topologie de commutateur DOS conçu par Malek ZEGAOUI. A la fin de cette optimisation, nous aboutissons à cinq géométries de matrices actives compactes.

Le quatrième chapitre concerne la fabrication technologique et la caractérisation de nos matrices actives optimisées au chapitre précédent. Nous présentons, en détails, l'ensemble des étapes technologiques pour la réalisation de nos matrices et des dispositifs d'essai. Les mesures sur ces dispositifs ont pour objectif d'extraire le maximum d'informations : pertes, variations d'indice, diaphotie,...

Références

- [1] 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.
- [2] A. P. GOUTZOULIS, J. M. ZOMP
Development and field demonstration of an eight-element receiver wavelength-multiplexed true-time-delay steering system
Applied Optics-IP, 1997, Vol. 36 (29), pp. 7315-7326.
- [3] A. J. SEEDS
Application of Optoelectronic Techniques in Phased Array Antenna Beam Forming
International Topical Meeting on Microwave Photonics, MWP'97, pp. 15-20.
- [4] L. SIRLETO, M. IODICE, F.G. DELLA CORTE, I. RENDINA
Digital optical switch based on amorphous silicon waveguide
Optics and Lasers in Engineering 45, 2007, pp. 458-462.
- [5] M. IODICE, G. MAZZI, L. SIRLETO
Thermo-optical static and dynamic analysis of a digital optical switch based on amorphous silicon waveguide
Optics express 5269, 2006, Vol. 14, n°12, pp. 358-360.
- [6] 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.
- [7] K-H. KIM, M-S. KWON, S-Y. SHIN. D-S. CHOI
Vertical digital thermooptic switch in polymer
IEEE Photonics Technology Letters, 2004, Vol. 16, n° 3, pp. 783-785.
- [8] L.W. SHACKLETTE, P.M. FERM, R. BLOMQUIST, M. MAXFIELD, K. KILLIAN
High performance thermo-optic switches based on low-loss acrylate polymers
Optical Engineering, 2003, Vol. 42, pp. 2841-2849.
- [9] H. ZHANG, X.Q. JIANG
Low crosstalk Y branch 1X2 thermo-optic digital optical switch
Journal Optoelectronics Laser, 2005, Vol. 16, n° 11, pp. 1274-1277.
- [10] B. E. A. SALEH, M. C. TECH
Fundamentals of Photonics
Wiley Series in Pure and Applied Optics, 1991.
- [11] J. M. HAMMER
Integrated optics
Topics in Applied Physics, 1979, Vol. 7
- [12] 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.
- [13] P. J. DUTHIE, M. J. WALE
Rearrangeably non blocking 8x8 guided wave optical switch
Electronics Letters, 1988, Vol. 24, n° 10, pp. 594-596.
- [14] 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.
- [15] H. OKAYAMA, A. MOTABA, 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.
- [16] M-H. LEE
Ti:LiNbO₃ digital optical switch matrices
Electronics Letters, 1993, Vol. 29, n° 9, pp. 765-766.

- [17] H. OKAYAMA, M. KAWAHARA
Low-crosstalk 2x2 digital optical switch
Electronics Letters, 1994, Vol. 30, n° 5, pp. 403-405.
- [18] H. OKAYAMA, M. KAWAHARA
Prototype 32x32 optical matrix
Electronics Letters, 1994, Vol. 30, n° 14, pp. 1128-9.
- [19] 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.
- [20] 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.
- [21] 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.
- [22] 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.
- [23] W. YUAN, S. KIM, W. H. STEIER, R. FETTERMAN
Electrooptic polymeric digital optical switches (DOSs) with adiabatic couplers
IEEE Photonics Technology Letters, 2005, Vol. 17, pp. 2568-2570.
- [24] R. BOULA-PICARD, M. B. BIBEY, N. VODJDANI
Semiconductor Optical Amplifiers for Microwave Photonics Links
Microwave Photonics, MWP 2001, Long Beach.
- [25] P. J. DUTHIE, M. J. WALE
Rearrangeably non blocking 8x8 guided wave optical switch
Electronics Letters, 1988, Vol. 24, n° 10, pp. 594-596.
- [26] 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.
- [27] 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.
- [28] 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.
- [29] 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.
- [30] 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.
- [31] 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.
- [32] 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.
- [33] G. WENGER, M. BELLERMAN, 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.

- [34] 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.
- [35] 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.
- [36] 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.
- [37] 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.
- [38] 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, Thc 12-4, pp. 13-16.
- [39] 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.
- [40] D. LECLERC, P. BROSSON, F. POMMEREAU, R. NGO, P. DOUSSIERE, F. MALLECOT, T. FILLION, J. VINCHANT, J. G. PROVOST.
Polarisation insensitive InP 4x4 space switching matrix module
Alcatel Alsthom recherche, note interne, 1995.
- [41] H. INOUE, T. KIRIHARA, Y. SASAKI, K. ISHIDA
Carrier-injection type optical S3 switch with traveling-wave amplifier
IEEE. Phot. Tech. Lett., 1990, Vol. 2, N°3, pp.214-215
- [42] M. JANSON, L. LUNDGREN, A.-C. MORNER, M. RASK, B. STOLTZ, M. GUSTAVSSON, L. THYLEN
Monolithically integrated 2x2 InGaAsP/InP laser amplifier gate switch arrays
Electron. Lett., 1992, Vol.28, N°8, pp. 776-778.
- [43] E. LALLIER, A. ENARD, D. RONTI, G. GLASTRE, R. BLONDEAU, M. PAPUCHON, N. VODJANI
InGaAsP/InP 4x4 optical switch matrix with current injection tuned directional couplers
ECOC/IOOC Paris, 1991, France, pp. 44-47.
- [44] M. GUSTAVSSON, B. LAGERSTROM, L. THYLEN, M. JANSON, L. LUNDGREN, A.-C. MORNER, M. RASK, AND B. STOLTZ
Monolithically integrated 4x4 InGaAsP/InP laser amplifier gate switch arrays
1992, Electron. Lett., Vol.28, N°24, pp.2223-2225.
- [45] H. INOUE, T. KIRIHARA, M. OGAWA, K. ISHIDA
Lossless and low crosstalk characteristics in an InP based 2x2 optical switch
IEEE. Phot. Tech. Lett., 1993, Vol. 5, N° 9, pp. 1059-1061.
- [46] G. SHERLOCK, J. D. BURTON, P. J. FIDDYMENT, P. C. SULLY, A. E. KELLY, AND M. J. ROBERTSON
Integrated 2x2 optical s Digital Optical Switch based on amorphous silicon waveguide witch with gain
Electron. Lett., 1994, Vol.30, N°2, pp. 137-138.
- [47] R. S. FAN, R. B. HOOKER
Hybrid optical switch using passive polymer waveguides and semiconductor optical amplifiers
Journal of Lightwave Technology, 2000, Vol.18, N°4, pp. 476-478.
- [48] W. VAN BERLO, M. JANSON, L. LUNDGREN, A. C. MORNER, J. TERLECKI, M. GUSTAVSSON, P. GRANESTRAND, P. SVENSSON
Polarization-insensitvie, monolithic 4x4 InGaAsP-InP laser amplifier gate switch matrix
IEEE Photon. Technol. Lett., 1995, Vol.7, pp. 1291-1293.
- [49] J. LE BRIS, M. DI MAGGIO, M. GOIX, P. BROSSON, M. RENAUD, E. GRARD
High performance semiconductor array module using tilted ribbon lensed fiber and dynamical alignment
ECOC'96 Oslo, Norway, 1996, pp. 4.93-4.96.

- [50] F. DORGEUILLE, B. MERSALI, M. FEUILLADE, S.SAINSON, J.BRANDON, .SLEMPKE&GRAVE, S, M.CARRE
Monolithic InGaAsP-InP tapered laser amplifier gate 2x2 switch matrix with gain
Elect. Lett., 1996, Vol.32, N° 7, pp. 686-688.
- [51] S.KITAMURA, K.KOMATSU, M.KITAMURA
Polarization-insensitive semiconductor optical amplifier array grown by selective MOVPE
1994, IEEE Photon. Technol. Lett., Vol.6, pp. 173-175.
- [52] D'ALESSANDRO, D.; GIULIANI, G.; DONATI, S.
Spectral gain and noise evaluation of SOA and SOA-based switch matrix
IEE Proceedings-Optoelectronics, 2001, Vol.148, N°3, pp.125-130
- [53] 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.
- [54] 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.
- [55] 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
- [56] V. MAGNIN
Contribution à l'étude et à l'optimisation de composants optoélectroniques
Thèse, Université de Lille 1, 22 oct. 1998.
- [57] 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.
- [58] M. N. KHAN, B. I. MILLER, E. C. BURROWS, C. A. BURRUS
Crosstalk-, loss-, and length-reduced digital optical Y-branch switches using a double-etch waveguide structure
IEEE Photonics Technology Letters, 1999 Vol. 11, n° 10, pp. 1250-1252.
- [59] M. N. KHAN, B. I. MILLER, E. C. BURROWS, C. A. BURRUS
High-speed digital Y-branch switch/modulator with integrated passive tapers for fibre pigtailling
Electronics Letters, 1999, Vol.35, n° 11, pp. 894-896.
- [60] H. J. W. M. HOEKSTRA
Optimisation of digital optical switches
Optical and Quantum Electronics 32, 2000, pp. 843-854.
- [61] P. BARRIOS, P. POOLE, M. BUCHANAN, P. CHOW-CHONG, I. GOLUB, C. LACELLE, B. SYRETT, S. ABDALLA, S. EL-MOUGY
InGaAsP digital optical switch on InP
Proc. of SPIE, 2000, Vol. 4833, pp. 735-741.
- [62] P. BARRIOS, S. JANZ, A. DELAGE, I. GOLUB, W. R. MCKINNON, P.J. POOLE, S. ABDALLA, D. CELO, S. NG, T.J. SMY, B. SYRETT
Etudes technologiques, expérimentales et par simulation pour la commutation optique sur InP
Proc. of SPIE, 2004, Vol. 5622, pp. 751-754.
- [63] S. ABDALLA, S. NG, P. BARRIOS, D. CELO, A. DELAGE, S. EL-MOUGY, I. GOLUB, J.-J. HE, S. JANZ, R. MCKINNON, P.J. POOLE, S. RAYMOND, T.J. SMY, B. SYRETT
Carrier injection-based digital optical switch with reconfigurable output waveguide arms
IEEE Photonics Technology Letters, 2004, Vol. 16, n° 4, pp. 1038-1040.
- [64] S. S. AGASHE, K.-T. SHIU, S. R. FORREST
Compact polarization-insensitive InGaAsP-InP 2X2 optical switch
IEEE Photonics Technology Letters, 2005, Vol. 17, n° 1, pp. 52-54.
- [65] S. NG, S. JANZ, W.R. MCKINNON, P. BARRIOS, A. DELAGE, B.A. SYRETT Y.
Performance optimization of a reconfigurable waveguide digital optical switch on InGaAsP-InP: design, material, and carrier dynamics
IEEE Journal of Quantum Electronics, 2007, Vol. 43, n° 12, pp. 1147-1158.

- [66] Y. HERNANDEZ
Etudes technologiques, expérimentales et par simulation pour la commutation optique sur InP
Thèse, Université de Lille 1, 18 décembre 2001.
- [67] K. BLARY, S. DUPONT, J.P. VILCOT, F. MOLLOT, D. DECOSTER, J. CHAZELAS
DOS optical switch for microwave optical links based applications
Elect. Lett., 1999, Vol. 38, N°25, pp.1697-1699
- [68] K. BLARY
Matrices de commutation optiques sur InP
Thèse, Université de Lille 1, 05 décembre 2003
- [69] M. ZEGAOUI
Commutateurs électro-optiques à haute diaphotie sur InP
Thèse, Université de Lille 1, 27 mai 2005
- [70] M. ZEGAOUI, J. HARARI, JP VILCOT, F. MOLLOT, D DECOSTER, H..W.. LI, J. CHAZELAS
Determination of carrier-induced optical index and loss variations in GaInAsP/InP heterostructures from static and dynamic Mach-Zehnder interferometer measurements
Electronics. Letters., 2004, Vol.40, N°16, pp. 1019-1020.
- [71] M. ZEGAOUI, J. HARARI, D. DECOSTER, J. CHAZELAS
InP Digital optical Switch with 40dB crosstalk at 1.55 μ m wavelength
32nd European Conference Optical Communication, 2006, ECOC, pp. 215-216.
- [72] M. ZEGAOUI, J. HARARI, D. DECOSTER, J. CHAZELAS, F. MOLLOT, C. LEGRAND, M. FRONCOIS, A.LEROY
InP Digital Optical Switch with 72 dB Microwave Crosstalk at 1.55 μ m wavelength
MWP 2006, Microwave Photonics, pp. 27-30.

Préambule

1. Optique intégrée sur InP

Nous rappelons ici quelques éléments de base utiles pour la conception de nos circuits intégrés optiques sur InP. Nous commençons par présenter les matériaux de la filière InP avec leurs principales propriétés optiques incluant les effets d'injection de porteurs, puis la structure générale des guides optiques développés à l'IEMN.

1.1. Matériaux de la filière InP

Les matériaux de la filière InP que nous utilisons dans ce travail sont des quaternaires $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ adaptés en maille sur InP ; la composition de ce quaternaire peut varier de celle d'InP à celle de $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ dont l'énergie de bande interdite valent respectivement 1.35 et 0.75eV. Les quaternaires que nous utilisons dans ce travail sont ceux dont la composition est adaptée à 1.18 μm et 1.3 μm . Pour plus de précision sur ces matériaux, nous rassemblons dans le tableau 1, quelques données numériques sur ces semiconducteurs [1-7].

Matériaux	Modèles	InP	Ga _x In _{1-x} As _y P _{1-y}					Ga _{0.47} In _{0.53} As
Structure de bande a (Å)		Directe						
		5.8694						
y		0	0.245	0.33	0.48	0.615	0.735	1
E _g (eV)	1.35-0.72y+0.12y ₂	1.35	1.18	1.13	1.03	0.95	0.89	0.75
λ _g (μm)	1.24 / E _g	0.92	1.05	1.10	1.20	1.30	1.40	1.65
ε _r	12.35+1.62y-0.55 y ₂	12.35	12.71	12.82	13.00	13.14	13.24	13.42
μ _n (cm ² v ⁻¹ s ⁻¹)		4100	3800	3800	4500	6300	6800	10500
μ _p (cm ² v ⁻¹ s ⁻¹)		150	80	80	80	80	100	300
m _n * / m ₀	0.07-0.0308y ₂	0.070	0.062	0.060	0.055	0.051	0.047	0.039
m _{pl} * / m ₀	0.12-0.078y+0.0012 y ₂	0.120	0.101	0.094	0.083	0.073	0.064	0.044
m _{ph} * / m ₀	0.6-0.218y+0.07 y ₂	0.600	0.551	0.536	0.511	0.492	0.478	0.452

Tableau 1. Quelques données sur InP, GaInAs et GaInAsP non intentionnellement dopés [1-7].

Dans ce tableau, a représente la maille du réseau cristallin, y est relié à la composition en phosphore, E_g est l'énergie de bande interdite, λ_g la longueur d'onde de coupure correspondante, ϵ_r la permittivité relative, μ_n et μ_p les mobilités des électrons et des trous, m_0 la masse de l'électron, m_n^* la masse effective de l'électron, m_p^* la masse effective du trou, m_{ph}^* la masse effective du trou lourd, m_{pl}^* la masse effective du trou léger.

1.2. Propriétés optiques des matériaux de la filière d'InP

Nous considérons ici, tout particulièrement, leur indice de réfraction et leurs coefficients d'absorption. De façon générale, l'indice complexe d'un matériau est donné par :

$$\mathbf{n}^* = \mathbf{n} - j\mathbf{k}$$

où n est l'indice de réfraction et k le coefficient d'extinction. Le coefficient d'absorption α est relié au coefficient d'extinction par : $\alpha = \frac{2\pi}{\lambda} k$.

La permittivité complexe, définie par : $\epsilon^* = \epsilon' - j\epsilon''$, est reliée à l'indice complexe par $\epsilon^* = \mathbf{n}^{*2}$, d'où :

$$\begin{aligned} \epsilon' &= n^2 - k^2, \\ \epsilon'' &= 2nk \end{aligned}$$

Pour la plupart des semiconducteurs que l'on considère à la longueur d'onde de travail $1.55\mu\text{m}$, nous pouvons considérer que $n = \sqrt{\epsilon'}$.

Nous donnons, dans le tableau 2, les indices de réfraction des principaux semiconducteurs utilisés dans ce travail aux longueurs d'onde $1.3\mu\text{m}$ et $1.55\mu\text{m}$ [1, 2, 6, 8-10] ; nous rappelons également la valeur de leur énergie de bande interdite.

Matériaux	E_g (eV)	$\lambda = 1.55\mu\text{m}$	$\lambda = 1.3\mu\text{m}$
InP	1.34	3.1647	3.2026
InGaAsP $_{\lambda=1.1\mu\text{m}}$	1.12	3.282	-
InGaAsP $_{\lambda=1.18\mu\text{m}}$	1.08	3.315	3.382
InGaAsP $_{\lambda=1.2\mu\text{m}}$	1.03	3.33	-
InGaAsP $_{\lambda=1.25\mu\text{m}}$	0.99	3.35	-
InGaAsP $_{\lambda=1.3\mu\text{m}}$	0.95	3.38	-
InGaAsP $_{\lambda=1.40\mu\text{m}}$	0.93	3.43	-
Ga _{0.47} In _{0.53} As	0.75	3.57-j.0.081	3.57-j.0.114

Tableau 2. Indice optique de quelques matériaux en accord de maille sur InP [1, 2, 6, 8-10].

1.3. Effet des porteurs libres sur les propriétés optiques

L'injection de porteurs libres dans un semiconducteur a pour conséquence, dans sa zone de transparence, c'est-à-dire pour des énergies de photons inférieures à l'énergie de bande interdite du semiconducteur, une diminution de l'indice de réfraction et une augmentation de l'absorption [7,11,12].

L'effet principal associé à ces variations est l'effet plasma [4, 7, 13]. Il consiste à considérer les porteurs injectés comme effectuant un mouvement d'oscillation collective sous l'action du champ électrique appliqué, qui se traduit par l'apparition d'un dipôle oscillant à la même fréquence dont l'intensité est inversement proportionnelle à la masse effective des porteurs injectés et au carré de la fréquence du signal optique. Il en résulte une variation d'indice de la forme :

$$\Delta n_{\text{plasma}} = -\frac{e^2}{2n_0\epsilon_0} \frac{l^2}{4p^2c^2} \left(\frac{\Delta N_n}{m_n^*} + \frac{\Delta N_p}{m_p^*} \right)$$

avec e la charge élémentaire, n_0 l'indice de réfraction sans injection de porteurs, λ la longueur d'onde, ΔN_n et ΔN_p les variations de concentration des électrons et trous, m_n^* et m_p^* la masse effective de l'électron et du trou. Les pertes associées sont données par la relation :

$$\Delta\alpha_{\text{plasma}} = \frac{e^2}{n_0\epsilon_0} \frac{\lambda^2}{4\pi^2c^2} \left(\frac{\Delta N_n \cdot \omega_n}{m_n^*} + \frac{\Delta N_p \cdot \omega_p}{m_p^*} \right)$$

avec $\omega_n = \frac{e}{\mu_n m_n^*}$ et $\omega_p = \frac{e}{\mu_p m_p^*}$, les fréquences plasma associées aux électrons et aux

trous, où μ_n et μ_p sont les mobilités des électrons et des trous. On notera que pour exacerber l'effet plasma, il convient de choisir des matériaux pour lesquels la masse effective des porteurs est la plus faible possible.

Le deuxième effet qui peut apporter une contribution non négligeable à la diminution de l'indice de réfraction est le remplissage des bandes [7, 14, 15]. En effet, lorsque l'injection des porteurs est suffisamment élevée pour remplir la majorité des états de la bande de conduction, il en résulte une augmentation de la bande interdite effective du matériau semiconducteur (figure 1). C'est ce mécanisme que l'on peut, en principe, évaluer au travers des relations de Kramers-Kronig, qui relie la variation de l'indice de réfraction Δn à la variation de l'absorption $\Delta\alpha$ [12]:

$$\Delta n = \frac{hc}{2\pi^2} P \int_0^\infty \frac{\Delta\alpha(h\nu)}{(h\nu)^2 - (h\nu_0)^2} d(h\nu)$$

où c désigne la vitesse de la lumière, h la constante de Planck, $h\nu$ l'énergie des photons et P la partie principale de l'intégrale définie par :

$$P \int_0^{\infty} = \lim_{a \rightarrow 0} \left(\int_0^{h\nu_0 - a} + \int_{h\nu_0 + a}^{\infty} \right).$$

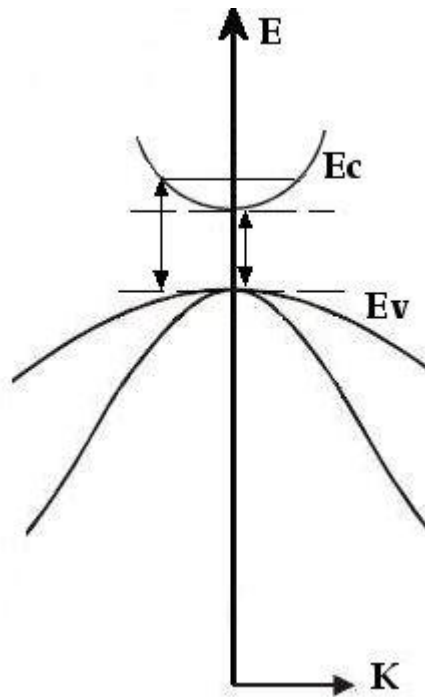


Figure 1. Effet de remplissage de la bande de conduction.

Le troisième effet est beaucoup plus faible et correspond à un rétrécissement de la bande interdite à cause d'un effet électrostatique lorsque l'on injecte des porteurs. Nous considérons par la suite que cet effet est négligeable dans la mesure où l'énergie des photons est suffisamment éloignée de l'énergie de bande interdite du semiconducteur.

1.4. Phénomènes de recombinaisons électrons-trous

Lorsque l'on injecte un courant électrique I dans une jonction PIN (c'est le cas de la zone active des commutateurs), les phénomènes de recombinaison des porteurs injectés conduisent à une expression du courant électrique en régime stationnaire qui peut se mettre sous la forme :

$$I = \frac{e \cdot V \cdot \Delta N}{t(\Delta N)}$$

où e est la charge élémentaire, V le volume de la zone active où se reproduisent les recombinaisons électrons-trous, ΔN la concentration des porteurs minoritaires injectés, $\tau(\Delta N)$ la durée de vie des porteurs minoritaires dans la jonction donnée par [16] :

$$t(\Delta N) = \frac{1}{A + B(\Delta N) + C(\Delta N)^2}$$

A représente le coefficient de recombinaisons non radiatives, B le coefficient de recombinaisons radiatives (il s'agit ici d'émission spontanée), et C le coefficient de recombinaisons de type Auger.

2. Structure des guides optiques

De façon générale, on peut confiner la lumière dans un guide optique dont le cœur est constitué d'un matériau d'indice plus élevé que celui des matériaux qui l'entourent (on les appelle gaine ou matériaux de confinement) [13]. Nous précisons ici la structure des guides optiques de base que nous utilisons dans tout ce travail [17-20].

Le confinement vertical est obtenu en insérant une couche de quaternaire InGaAsP entre deux couches d'InP plus épaisses. Cette structure est obtenue par la croissance épitaxiale, à l'IEMN par jets moléculaires, sur substrat InP. La couche de quaternaire est la couche de cœur et l'InP (y compris le substrat) joue le rôle de couches de confinement. Le confinement latéral est obtenu par une gravure de la couche d'InP supérieure. Nous donnons, figure 2, une vue schématique typique en coupe de ce guide.

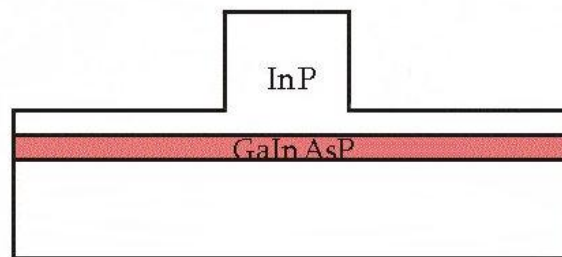


Figure 2. Coupe schématique du guide optique utilisé dans ce travail.

Une structure active est obtenue en ajoutant des couches supplémentaires fortement dopées P^+ et en déposant des électrodes de façon à créer une diode PIN.

3. Commutateur DOS à très faible diaphotie

Nous décrivons ci-dessous le commutateur DOS optimisé dans la thèse de Malek ZEGAOUI [20-22]. Il est présenté figure 3. Son allure générale est celle d'une jonction Y munie de deux électrodes. Rappelons que lorsque l'on injecte un courant dans l'une des électrodes, les matériaux situés sous cette électrode voient leur indice optique diminuer ; il en résulte que la lumière est repoussée vers l'autre bras de sortie.

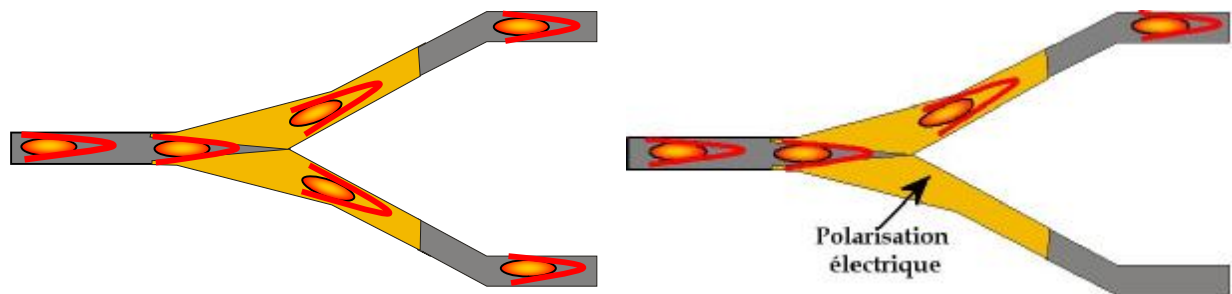


Figure 3. Fonctionnement passif et actif du commutateur DOS optimisé par Malek ZEGAOUI.

La particularité de ce commutateur est le fort élargissement des électrodes au niveau de la jonction (il atteint la dizaine de μm), et la séparation submicronique entre les deux électrodes. Par ailleurs, celles-ci prennent naissance très loin dans le guide d'accès et deviennent très fines à leurs extrémités. C'est cette forme très particulière, qui conduit à une propagation multimodale au niveau de la jonction, qui est à l'origine des performances très élevées en terme de diaphotie.

Notre objectif, dans ce travail, est d'associer à ce commutateur un circuit optique constitué de guides passifs, de façon à obtenir une matrice de commutation à deux entrées et deux sorties dont le cahier de charge est celui déjà évoqué dans l'introduction, à savoir :

- ▼ Très faible diaphotie ($< -40\text{dB}$).
- ▼ Faible consommation ($< 50\text{mW}$).
- ▼ Faibles pertes d'insertion fibre à fibre ($< 3\text{dB}$).
- ▼ Temps de commutation court ($< \text{qq ns}$).
- ▼ Bruit associé à la commutation négligeable.
- ▼ Insensibilité à la polarisation optique.

Nous présentons ci-dessous, figure 4, le schéma de principe de la matrice 2X2 que nous allons étudier dans la suite de ce travail.

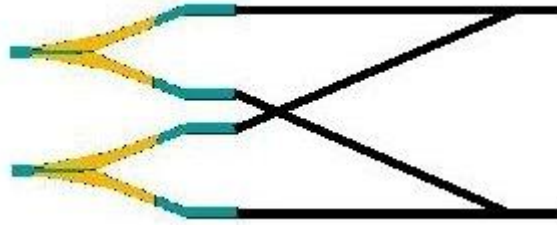


Figure 4. Schéma de principe de la matrice 2X2.

L'application visée concerne l'alimentation optique d'antennes hyperfréquences à balayage électronique. Ces antennes sont constituées d'éléments rayonnants indépendants les uns des autres. La direction du faisceau émis est fonction de la loi de retard entre les signaux hyperfréquences émis par chacun des éléments de l'antenne [23,24]. Ces antennes sont alimentées optiquement ; c'est-à-dire le signal hyperfréquence est transporté par un signal optique. La loi de retard est obtenue par la commutation entre des chemins optiques de longueurs différentes qui pourraient être fabriqués également en optique intégrée. La dynamique du retard est fonction du rang de la matrice et du nombre de matrices utilisées, ainsi que l'illustre le schéma de la figure 5.

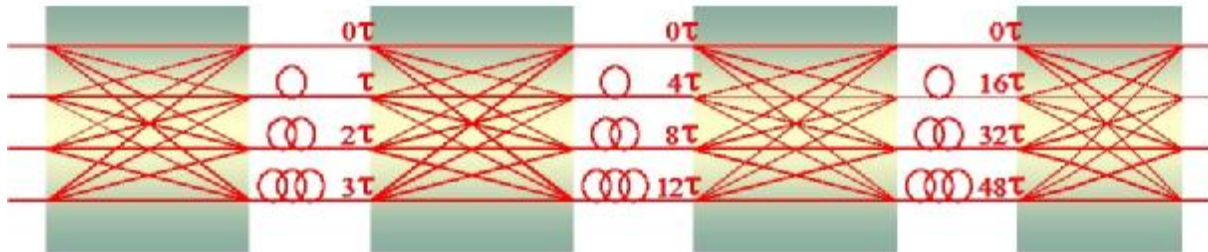


Figure 5. Schéma d'un système de synthèse de lois de retards par commande de la distance parcourue par la lumière.

Références

- [1] T. P. PEARSALL, G. BEUCHET, J.P. HIRTZ, N. VISENTIN M. BONNET
Electron and hole mobility in Ga_{0.47}In_{0.53}As
Gallium Arsenide and related compound, 1980, Conference Series N°56, pp. 639-649.
- [2] T. P. PEARSALL
GaInAsP alloy semiconductors
John Wiley & sons, New Jersey, 1982.
- [3] O. MADELUNG, M. SCHULZ, H. WEISS
Numerical Data and Functional Relationships in science and technology
Landolt-Börnstein, 1982, Vol.17 semiconductors, SubVolume A Physics of Group IV Elements and III-V Compound.
- [4] F. FIEDLER AND A. SCHLACHETZKI
Optical Parameters of InP-Based Waveguides
Solid State Electron., 1987, Vol.30, N°1, pp. 73-83.
- [5] O. MADELUNG
Data in science and technology
Springer-Verlag, Semiconductors Group IV Elements and III-V Compound, 1991.
- [6] S. ADACHI
Properties of Indium Phosphide
INSPEC, 1991, Datareviews Series n°6.
- [7] S. DEMIGUEL
Photodiodes rapides à adaptateur de mode intégré pour les liaisons optiques/radiofréquences à 60GHz et les transmissions numériques à 40GHz
Thèse, Université de Rouen, 26 octobre 2001.
- [8] 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, 1994, Vol SPIE 2213, pp.250-258.
- [9] S. ADACHI
Refractive Indices of III-V Compounds : Key Properties of InGaAsP Relevant to Device
J. Appl. Phys., 1982, Vol.53, N°8, pp.5863-5869.
- [10] B. BROBERG AND S. LINDGREN
Refractive Index of InGaAsP Layers and InP in the Transparent Wavelength Region
J. Appl. Phys., 1984, Vol.55, N°9, pp.3376-3381.
- [11] J. MANNING, R. OLSHANSKY, CHIN SU
The carrier-induced index change in AlGaAs and 1.3 μm InGaAsP diode lasers
IEEE. J. Quantum. Elect., 1983, Vol. 19, N°10, pp.1525–1530
- [12] B.R. BENNETT, R.A. SOREF, J.A. DEL ALAMO
Carrier-induced change in refractive index of InP, GaAs and InGaAsP
IEEE. J. Quantum. Elect., 1990, Vol. 26, N°1, pp.113–122
- [13] HUNSPERGER
Integrated Optics: Theory and Techniques
Springer Series in Optical Sciences, Second Edition 1985
- [14] JONG-IN SHIM, M. YAMAGUCHI, P. DELANSAY, M. KITAMURA
Refractive index and loss changes produced by current injection in InGaAs(P)-InGaAsP multiple quantum well (MQW) waveguides
IEEE. J. Quantum. Elect., 1991, Vol. 1, N°2, pp.408–415
- [15] L.THERY
La modulation de phase pour la commutation optique dans le système InP/GaInAsP
Thèse, Institut National Polytechnique de Grenoble, 1992.
- [16] R. OLSHANSKY, C. SU, J. MANNING, W. POWAZINIK
Measurement of radiative and nonradiative recombination rates in InGaAsP and AlGaAs light sources

IEEE. J. Quantum. Elect., 1984, Vol. 20, N°8, pp.838-854

[17] 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.

[18] Y. HERNANDEZ

Etudes technologiques, expérimentales et par simulation pour la commutation optique sur InP

Thèse, Université de Lille 1, 18 décembre 2001.

[19] K. BLARY

Matrices de commutation optiques sur InP

Thèse, Université de Lille 1, 05 décembre 2003

[20] M. ZEGAOUI

Commutateurs électro-optiques à haute diaphotie sur InP

Thèse, Université de Lille 1, 27 mai 2005

[21] M. ZEGAOUI, J. HARARI, D. DECOSTER, J. CHAZELAS

InP Digital optical Switch with 40dB crosstalk at 1.55 μ m wavelength

32nd European Conference Optical Communication, ECOC, 2006, pp. 215-216.

[22] M. ZEGAOUI, J. HARARI, D. DECOSTER, J. CHAZELAS, F. MOLLOT, C. LEGRAND, M. FRONCOIS, A.LEROY

InP Digital Optical Switch with 72 dB Microwave Crosstalk at 1.55 μ m wavelength

MWP 2006, Microwave Photonics, pp. 27-30.

[23] 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.

[24] D. DOLFI, J. P. HUIGNARD, J. CHAZELAS, O. MAAS

Photonics for microwave processing in radar systems

MWP'97, Duisburg, 3-5 Septembre 1997.

Chapitre I :

Conception d'une matrice passive 2X2 pour la
commutation

1.1. Introduction

Partant d'une structure de guide optique définie au cours d'études précédentes, notre objectif, dans ce chapitre, est de rechercher la géométrie des courbures des guides et de leurs croisements afin que la faible diaphotie obtenue avec nos commutateurs actifs soit conservée lors de l'élaboration d'une matrice complète de type 2X2.

Ce but nous impose d'étudier systématiquement l'effet de la géométrie des courbures et des intersections sur les pertes optiques de nos matrices, ici uniquement passives, ainsi que la valeur de la diaphotie.

1.2. Structure des guides passifs

Pour cette étude, nous sommes partis de deux structures de guides passifs, schématisées figure 1.1, optimisées lors d'études précédentes [1,4]. Elles sont constituées d'une double hétérostructure InP/InGaAsP_{1.18}/InP (structure 1, figure 1.1.a) ou InP/InGaAsP_{1.3}/InP (structure 2, figure 1.1.b), les quaternaires InGaAsP_{1.18} et InGaAsP_{1.3} étant de composition adaptée respectivement aux longueurs d'onde de coupure du gap 1.18μm et 1.3μm. Le quaternaire InGaAsP joue le rôle de couche guidante à cause de son indice supérieur à celui de l'InP, ce qui favorise le confinement vertical. Pour la longueur d'onde $\lambda=1.55\mu\text{m}$, l'indice de l'InP est de 3.164, l'indice de GaInAsP_{1.18} est de 3.315 et l'indice de GaInAsP_{1.3} est égal à 3.41.

Le confinement latéral est assuré par la gravure profonde d'un ruban d'InP sous lequel la lumière va se propager (la hauteur du ruban est de 1μm pour la première structure S1 (figure 1.1.a) et de 1.2μm pour la deuxième structure S2 (figure 1.1.b)).

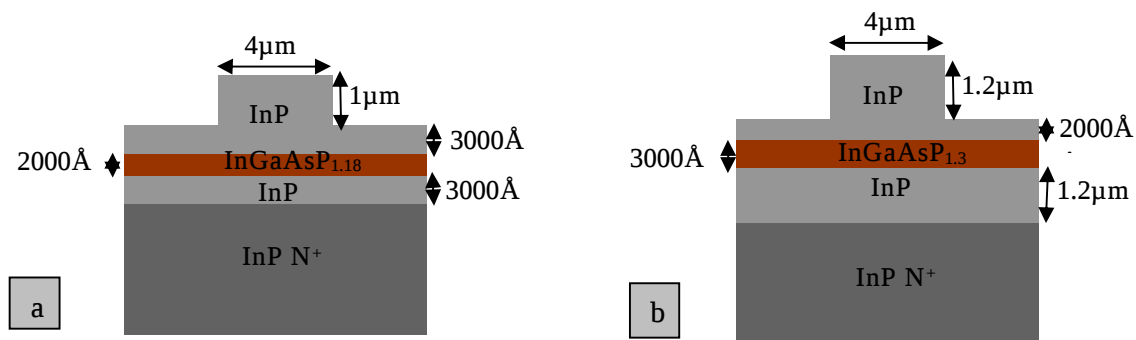


Figure 1.1. Structures des guides passifs sur InP utilisés, a : 1^{ère} structure, b : 2^{ème} structure.

Nous présentons (figure 1.2.a) et (figure 1.2.b) les profils des modes fondamentaux TE et TM dans les structures 1 et 2 aux longueurs d'onde 1.3 et 1.55μm pour la structure 1, et à la

longueur d'onde $1.55\mu\text{m}$ pour la structure 2, calculés par analyse modale (voir annexe A). Elles semblent indiquer un meilleur confinement vertical, pour la structure 2 que pour la structure 1. Rappelons que les structures actives sont définies à partir de ces structures passives.

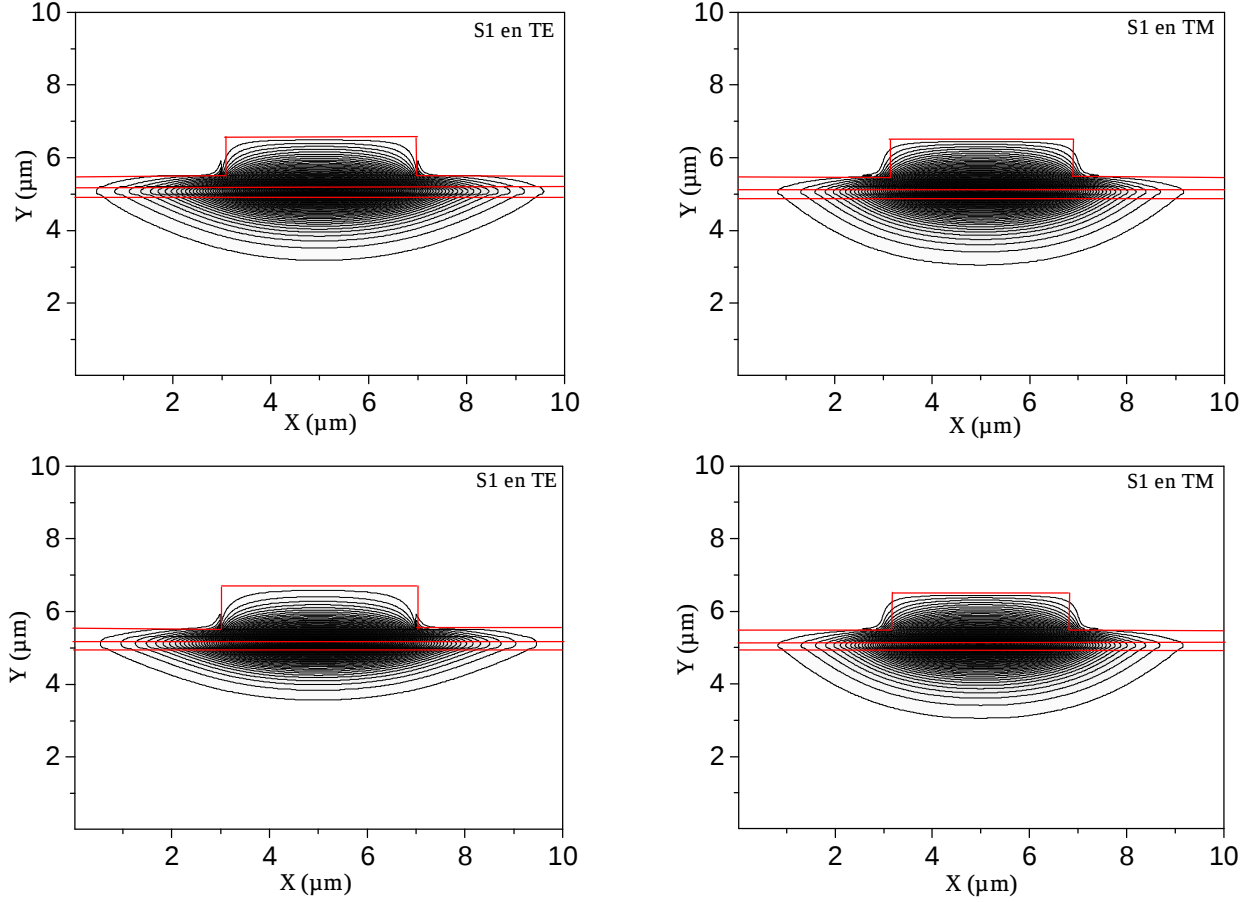


Figure 1.2.a. Profils des modes fondamentaux TE_0 et TM_0 pour la première structure (quaternaire $\text{InGaAsP}_{1.18}$) aux longueurs d'onde $\lambda=1.3\mu\text{m}$ (en haut) et $\lambda=1.55\mu\text{m}$ (en bas).

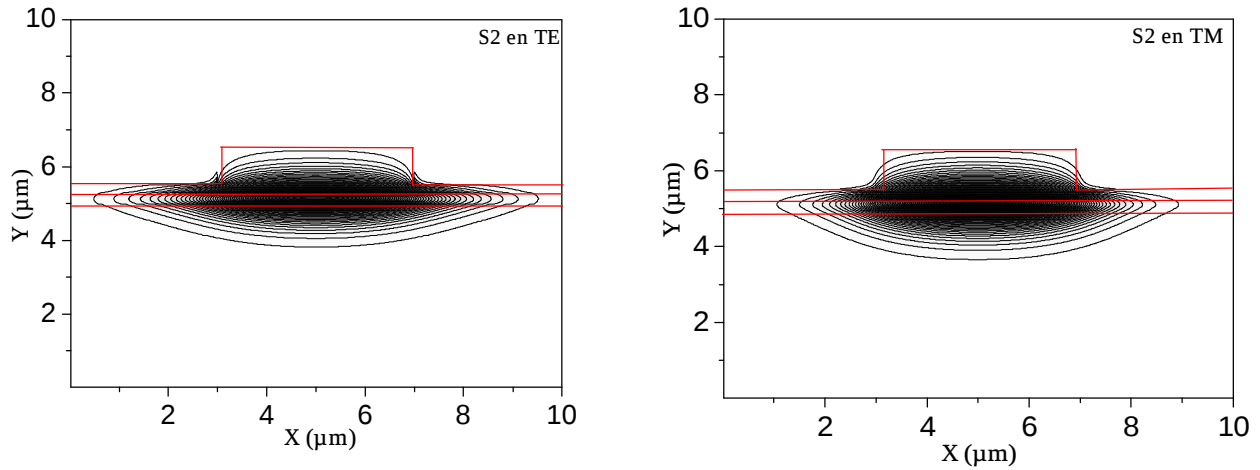


Figure 1.2.b. Profils des modes fondamentaux TE_0 et TM_0 pour la deuxième structure (quaternaire $\text{InGaAsP}_{1.3}$) à la longueur d'onde $\lambda=1.55\mu\text{m}$.

1.3. Optimisation de la structure matricielle

Dans cette partie, nous proposons un certain nombre de topologies de matrice passive de type 2X2. Nous calculons chaque fois le niveau des puissances optiques en sortie de la matrice afin de trouver une structure aussi optimale que possible. Etant donnée la taille des matrices, les calculs sont effectués par BPM 2D (annexe A), pour réduire le temps de calcul. Une comparaison de la BPM 2D avec la BPM 3D menée sur quelques cas nous a montré que la précision obtenue avec la BPM 2D est, semble-t-il, suffisante [5-8].

Nous commençons par introduire une première classe de matrices pour lesquelles les courbures sont obtenues à l'aide d'arcs de cercle. Ensuite, nous introduisons des matrices pour lesquelles les courbures sont données par une fonction sinusoïdale.

1.3.1. Matrice à base d'arcs de cercle

1.3.1.1. Première approche

Elle consiste en des matrices 2X2 formées de deux guides droits et de deux courbures en S [9] (figure 1.3). Chaque courbure en S est constituée de la juxtaposition de deux arcs de cercle de rayon de courbure R et d'angle de courbure α .

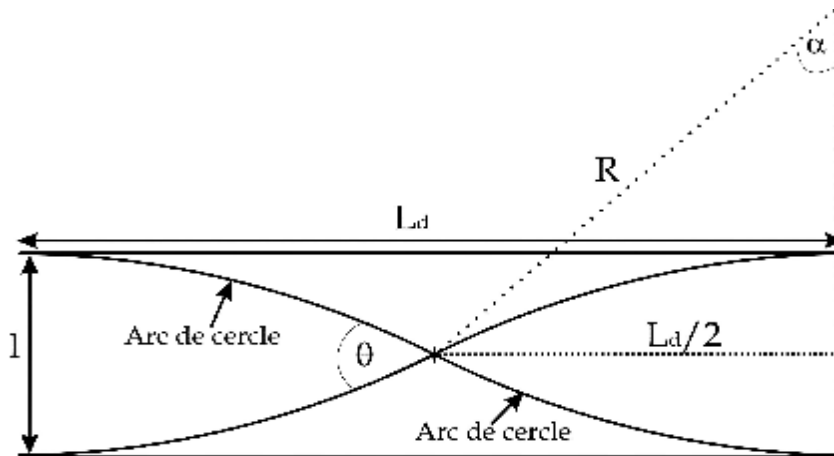


Figure 1.3. Schéma d'une matrice de commutation à base d'arcs de cercle et paramètres caractéristiques.

Les paramètres géométriques de la matrice à concevoir (figure 1.3) sont donc :

- l'angle de courbure : α en degré,
- le rayon de courbure : R en μm ,
- la largeur de matrice: l en μm ,
- la longueur de matrice: L_d en μm ,
- l'angle de croisement: θ en degré,
- la longueur de guide en S : L_s en μm ,
- la différence des chemins entre un guide droit et un guide en S des chemins : Δl en μm .

Ces paramètres sont liés entre eux par les relations suivantes :

$l = 2.R.(1 - \cos \alpha)$ (1)	$\theta_{rd} = 2.\alpha_{rd}$. (2)	$L_d = 2.R.\sin \alpha$ (3)	$L_S = 2. R. \alpha_{rd}$ (4)	$\Delta l = L_S - L_d$ (5)
---------------------------------	-------------------------------------	-----------------------------	-------------------------------	----------------------------

Notre étude vise à rechercher les valeurs de ces paramètres qui conduisent à :

- des pertes optiques aussi faibles que possible,
- une compacité maximale,
- un profil de mode aussi proche que possible de celui d'un guide droit.

Dans toute notre étude, nous considérons le guide de la figure 1.1.a.

A. Choix du rayon de courbure

Le rayon de courbure est un compromis entre la compacité et les pertes par rayonnement. Les pertes sont liées à la détérioration du faisceau optique qui ne suit pas la direction imposée lorsque le changement de direction est trop brutal (figure 1.4).

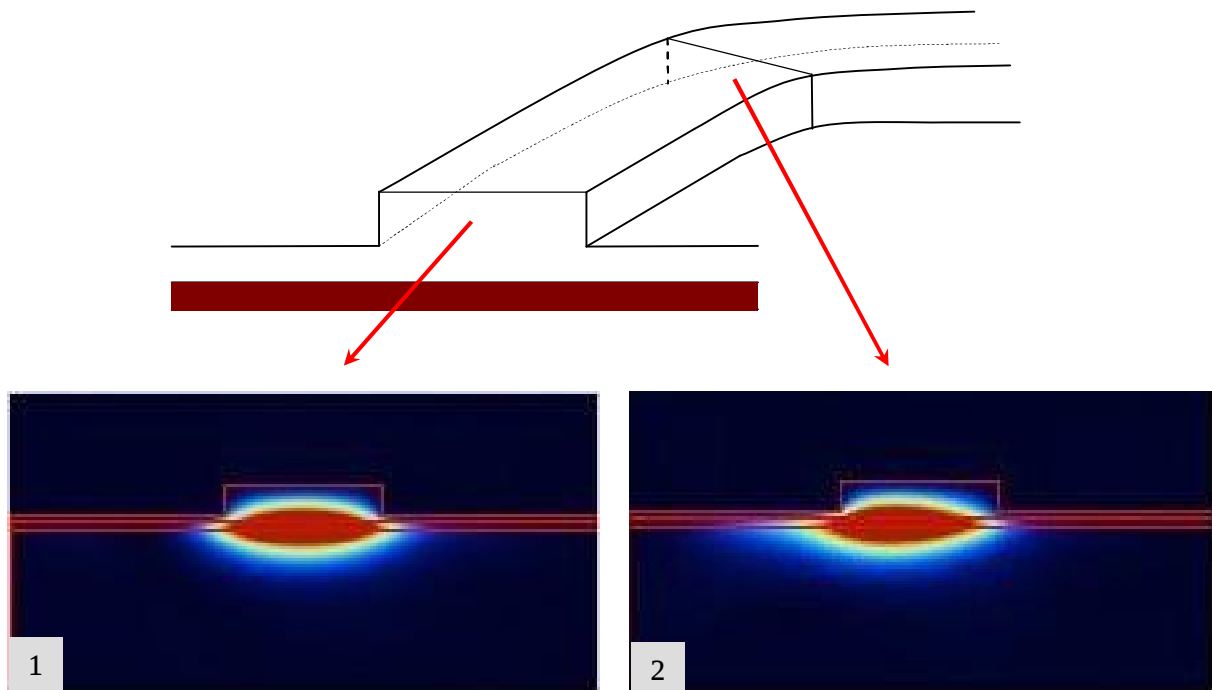


Figure 1.4. Modélisations par BPM3D de la propagation dans un guide courbe en arête montrant le profil des modes en entrée du guide (1) et dans la courbure (2).

Afin d'évaluer l'influence du rayon de courbure sur les pertes optiques par rayonnement, nous avons calculé par BPM 2D les pertes en dB en fonction du rayon de courbure pour une propagation en TE et TM. Dans nos calculs, le rayon de courbure varie de 500 à 4000 μm par pas de 200 μm .

La figure 1.5 présente les résultats correspondants. Lorsque le rayon de courbure est faible, inférieur à $2000\mu\text{m}$, la lumière ne peut suivre le changement de direction ; il s'ensuit des niveaux de pertes d'autant plus importants que le rayon de courbure est petit. Par exemple, un rayon de courbure de $500\mu\text{m}$ conduit à des pertes de 9dB.

Pour atteindre des niveaux de pertes tolérables, de l'ordre de quelques dixièmes de dB, il faut donc des rayons de courbure d'au minimum $2000\mu\text{m}$.

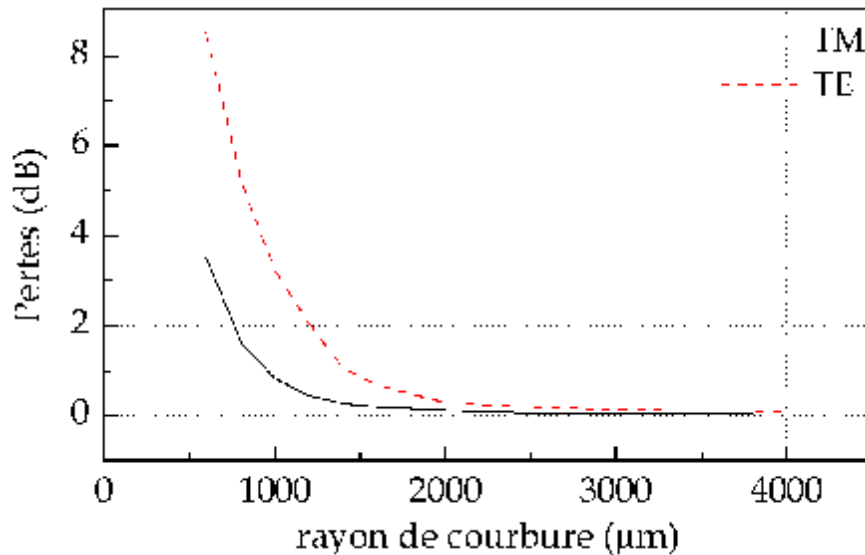


Figure 1.5. Pertes de courbure en TE et TM en fonction du rayon de courbure pour $\lambda=1.55\mu\text{m}$, calculées par BPM2D.

La valeur maximale de pertes autorisée a été choisie de l'ordre de quelques dixièmes de dB, afin que les pertes d'une matrice complète, comportant plusieurs courbures, ne soient pas trop importantes, et surtout que la lumière rayonnée en dehors du guide en diagonale ne dégrade pas la diaphotie en introduisant de la lumière parasite dans des guides voisins. C'est pourquoi nous avons fixée la limite basse en rayon de courbure à $2000\mu\text{m}$.

B. Choix de l'angle de croisement θ

On peut présenter l'intersection entre deux guides selon le schéma présenté figure 1.6. Elle peut être divisée selon trois zones distinctes:

- Les zones d'accès en entrée (figure 1.6.a) et en sortie (figure 1.6.c) qui se situent de part et d'autre de la zone de croisement. Si l'angle de croisement est faible, les guides sont très proches l'un de l'autre dans cette zone et un couplage de la lumière d'un guide à l'autre est possible.
- Une zone de croisement (figure 1.6.b) qui est la zone où les deux guides se coupent au centre de l'intersection.

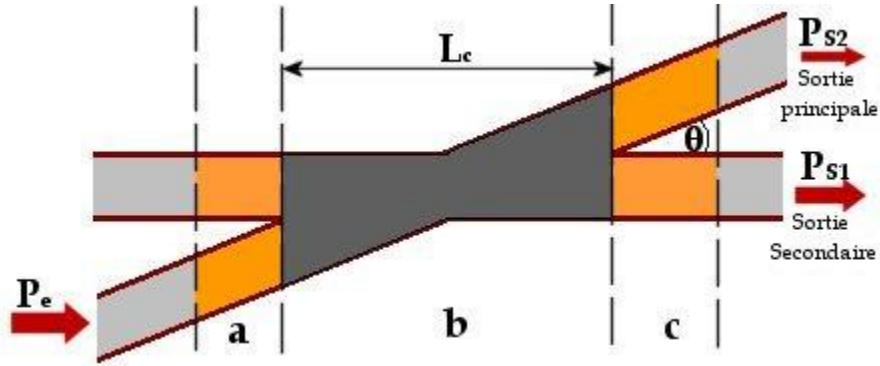
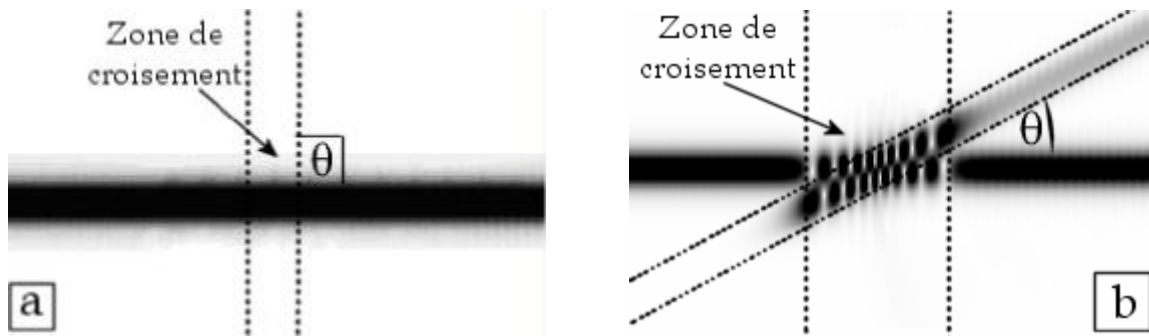


Figure 1.6. Vue de dessus du croisement de deux guides, a : zone d'accès à l'entrée, b : zone de croisement, c : zone d'accès en sortie

L'étendue de ces zones précitées dépend fortement de la valeur de l'angle de croisement θ . Ainsi, pour un angle $\theta=90^\circ$, la zone de croisement est minimale et les deux zones d'accès à l'entrée et à la sortie n'existent plus (figure 1.7.a). A l'opposé, pour un angle $\theta=2^\circ$, la zone de croisement fait $460\mu\text{m}$ et elle est multimodale ; chaque zone d'accès s'étend sur $200\mu\text{m}$ pour un guide de $4\mu\text{m}$ de largeur (figure 1.7.b). Notons que nous ne présentons ici que la propagation de la lumière à travers un croisement en polarisation TE ; en effet, dans cette polarisation le champ est perpendiculaire aux flancs du guide et il est donc plus sensible aux changements de trajectoires dus aux intersections qu'en mode TM, où le champ est parallèle aux flancs.



a : $\theta=90^\circ$ (pertes = 0dB)

b : $\theta=2^\circ$ (pertes = 4dB)

Figure 1.7. Simulation par BPM3D de la propagation de la lumière à travers un croisement.

Afin de mieux apprécier l'influence de l'angle de croisement θ , nous avons calculé par BPM2D la valeur des pertes que nous définissons par $P_{\text{dB}} = 10 \cdot \log\left(\frac{P_s}{P_e}\right)$ où P_e est la puissance optique à l'entrée et P_s est celle en sortie principale du croisement, en fonction de l'angle de croisement ($0 < \theta < 90^\circ$) avec un pas de 0.45° . La figure 1.8 présente les résultats de cette simulation pour les deux modes TE et TM. Pour un angle de croisement θ inférieur à 10° , les pertes lumineuses fluctuent fortement et peuvent être très élevées. Par contre pour

un angle supérieur à 30°, les pertes lumineuses se stabilisent à quelques dixièmes de dB de la puissance injectée.

Par conséquent, il est nécessaire de considérer des angles θ supérieurs à 30° lors de la conception des matrices de commutation [4].

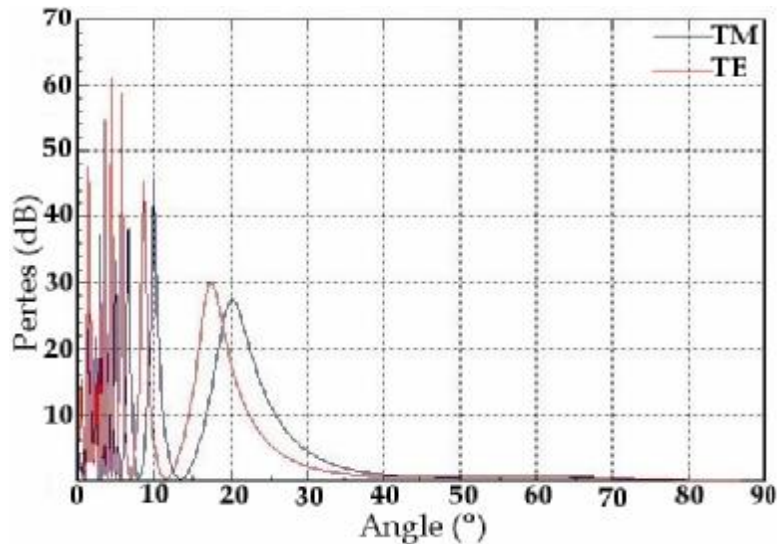


Figure 1.8. Pertes en sortie du guide principal en fonction de l'angle compris entre 0 et 85° (pas 0.45°) en polarisation TE et TM, calculées par BPM2D.

C. Choix de la largeur de matrice l

Le fait que les nappes de fibres, qui serviront à injecter la lumière dans les guides, soient composées d'un ensemble des fibres espacées de 250 μ m, nous oblige à respecter une largeur de 250 ou 500 μ m entre les guides d'entrée et les guides de sortie de la matrice.

D. Choix de la différence de chemin optique Δl

L'onde lumineuse qui va traverser la matrice de commutation, est modulée à une fréquence maximale de 20GHz.

A partir de considérations systèmes, il est conseillé que le déphasage hyperfréquence maximale $\Delta\phi$ autorisé entre les différentes voies de sortie n'excède pas 3°.

Sachant que $\Delta\phi = (2\pi/\lambda)/\Delta l$ avec $\lambda = c/f$, f étant la fréquence du signal hyperfréquence de modulation, il en résulte que Δl doit être inférieur à 125 μ m.

E. Optimisation

Dans les étapes d'optimisation d'une matrice 2X2 à base de deux guides droits et de deux courbures en S, appelée (M2-GD), nous avons vu que le rayon de courbure doit être supérieur à 2000 μ m ; on a donc choisi des valeurs comprises entre 2000 et 3500 μ m afin de conserver une matrice compacte. On a aussi montré que l'angle de croisement doit être supérieur à 30°; enfin la largeur des matrices est imposée à 250 ou 500 μ m.

Partant de ces considérations et des relations [(1) à (5)] nous avons conçu plusieurs matrices selon la méthode suivante:

- Ø Pour un rayon de courbure égal à 2 mm puis à 3 mm, nous avons calculé, à l'aide des relations (1) et (2), les angles de courbure α , ou bien les angles de croisement θ correspondants. Nous avons ainsi déterminé les paramètres principaux pour quatre matrices appelées M2-GD1, M2-GD2, M2-GD3 et M2-GD4. Les valeurs correspondantes sont données dans le tableau 1. 1.
- Ø Pour un angle de croisement θ égal à 45°, autrement dit un angle de courbure de 22.5°, nous avons déduit les valeurs des rayons de courbure respectifs à l'aide des relations (1), (3) et (4). Nous avons déterminé les paramètres principaux pour deux matrices appelées M2-GD5 et M2-GD6 dont la largeur vaut respectivement 250 et 500 μ m. Les résultats sont reportés dans le tableau 1. 1.

Dans le but de favoriser la compacité des matrices tout en minimisant les pertes par rayonnement, nous avons choisi des rayons de courbure et des angles de croisement aussi grands que possibles. Par ailleurs, un angle de croisement θ faible entraînerait des problèmes de diaphotie.

	l (μ m)	L_d (μ m)	R (μ m)	L_s (μ m)	α (°)	θ (°)	Δl (μ m)
M2-GD1	500	1936	2000	2021	28.9	57.9	85
M2-GD2	500	2398	3000	2467	23.6	47.1	69
M2-GD3	250	1392	2000	1422	20.4	40.7	30
M2-GD4	250	1714	3000	1738	16.6	33.2	24
M2-GD5	500	2513	3284	2579	22.5	45.0	66
M2-GD6	250	1257	1642	1290	22.5	45.0	33

Tableau 1.1. Paramètres des matrices 2X2 M2-GD

Nous avons ensuite calculé pour ces six matrices, le coefficient de transmission sortie / entrée défini par P_s / P_e où P_e représente la puissance optique injectée dans l'une des deux entrées et P_s la puissance optique issue de l'une ou de l'autre des deux sorties S1 et S2 ; S1 est la sortie située directement en regard de l'entrée où l'on injecte le signal optique, S2 est l'autre sortie (figure 1.9).

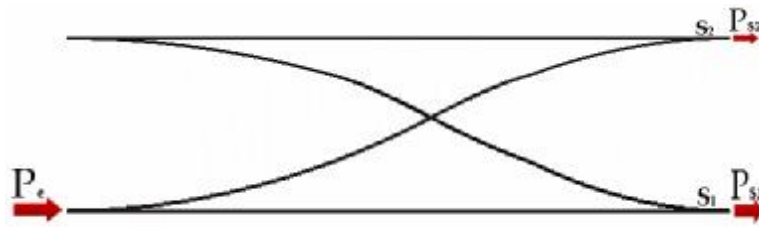


Figure 1.9. Structure typique de la matrice optimisée et distribution des puissances en sortie.

Ces calculs ont été effectués pour le mode TE et le mode TM par BPM2D. Les résultats sont présentés dans le tableau 1. 2.

	TE			TM		
	$P_{S1}/P_e(\text{dB})$	$P_{S2}/P_e(\text{dB})$	$P/P_e(\text{dB})$	$P_{S1}/P_e(\text{dB})$	$P_{S2}/P_e(\text{dB})$	$P/P_e(\text{dB})$
M2-GD1	-2.93	-14.2	-2.6	-1.49	-16	-1.33
M2-GD2	-2.34	-6.76	-1	-1.82	-8.2	-0.92
M2-GD3	-2.58	-10.56	-1.95	-1.55	-10.2	-1
M2-GD4	-2.1	-6.3	-0.7	-3	-8	-1.8
M2-GD5	-2.66	-5.6	-0.87	-2.85	-9.4	-1.96
M2-GD6	-1.24	-10.3	-0.74	-2.3	-13.7	-2

Tableau 1.2. Coefficient de transmission entrée/sortie pour chaque voie pour la matrice 2X2 totale.

Quel que soit le mode considéré, nous constatons que le niveau est beaucoup plus fort pour la sortie en regard direct, c'est-à-dire interconnecté par un guide droit, de l'entrée où l'on injecte la puissance optique. Pratiquement, on a toujours plus de 50% de lumière récupérée par cette sortie ; cependant, l'autre sortie récupère moins, voire beaucoup moins que 50% de la lumière injectée ; typiquement, cette fraction de lumière se situe entre 25% et moins de 10%, ce déséquilibre dans le niveau des puissances en sortie est une conséquence de la non symétrie de la jonction Y utilisée dans ces matrices; il est nécessaire de remédier à ce défaut.

Par ailleurs, nous avons ajouté, dans le tableau 1.2, une colonne comportant la transmission totale de lumière dans la matrice calculée à l'aide de la relation $(10 \log (P_{S1}+P_{S2})/P_e)$ où P_{S1} représente la puissance optique issue de la première sortie et P_{S2} la puissance issue de la deuxième sortie. Cette colonne concerne la somme des puissances optiques en sortie comparée à la puissance d'entrée; l'écart par rapport à 1 est représentatif des pertes dans la matrice passive. Les valeurs reportées montrent que les pertes peuvent être relativement importantes, atteignant quelquefois près de 3dB, cela signifie qu'une bonne partie du signal optique est perdue par rayonnement, et l'examen de nos résultats calculés par BPM2D

montrent que ces pertes se situent essentiellement au niveau de la jonction "Y". Ceci est une raison supplémentaire pour modifier la topologie de ces jonctions "Y".

1.3.1.2. Deuxième approche

La matrice 2X2 comprend deux jonctions à l'entrée et ces jonctions jouent un rôle très important comme diviseur du faisceau optique [10, 11]. Lors de la conception de la matrice 2X2 déjà présentée, P_{S1} est beaucoup plus grande que P_{S2} . Cette différence de puissance est néfaste parce que nous cherchons deux puissances égales en sortie de la jonction (dans le cas passif) (figure 1.10).

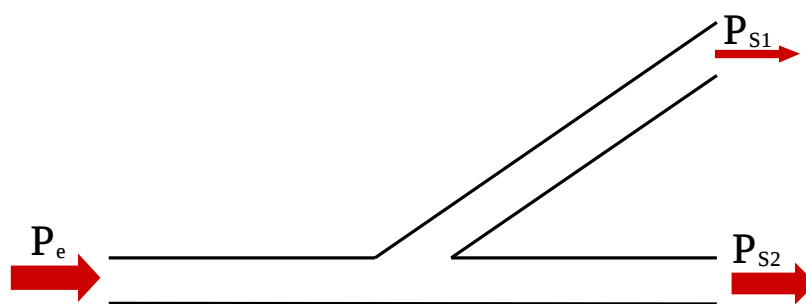


Figure 1.10. Séparation des puissances optiques en sortie d'une jonction non symétrique

Pour résoudre ce problème, nous avons introduit une jonction en Y symétrique qui permet une division équitable de la puissance en sortie avec des angles θ_1 et θ_2 égaux (figure 1.11).

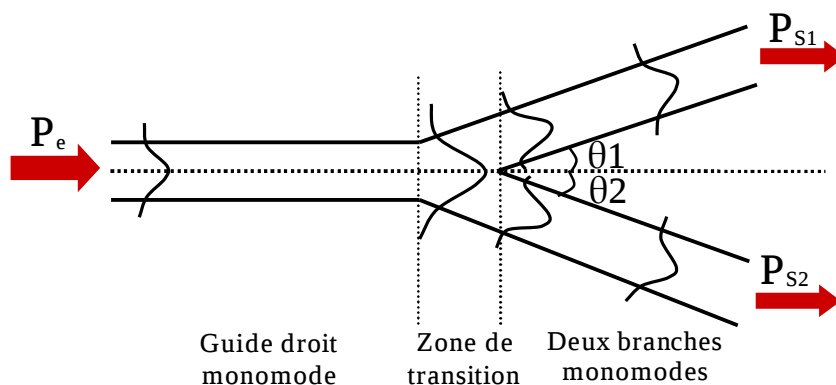


Figure 1.11. Structure et principe de fonctionnement de la jonction "Y" symétrique.

Cette jonction "Y" se compose d'un guide droit monomode, d'une zone de transition et de deux branches monomodes.

Le fonctionnement de la jonction "Y" repose sur la possibilité d'avoir deux modes guidés dans la zone de transition. Ces modes correspondent au mode fondamental et au mode d'ordre supérieur (figure 1.12).

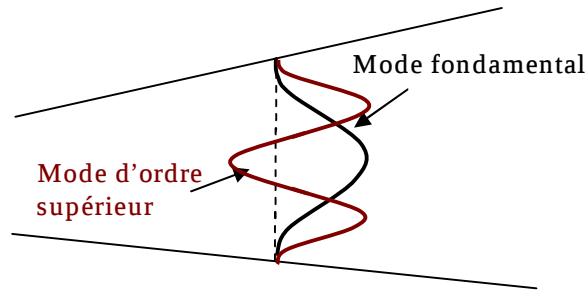


Figure 1.12. Modes se propageant dans la zone de transition

Pour une jonction symétrique, le mode d'ordre fondamental est lui aussi symétrique. Progressivement, dans la zone de transition une partie de la puissance se couple au mode d'ordre supérieur alors que la géométrie de la jonction empêche le mode fondamental de se propager. Enfin dans la transition, la puissance optique est répartie en deux lobes symétriques du mode d'ordre supérieur qui se couplent naturellement avec chaque guide de sortie de la jonction Y. Si la transition est adiabatique, le transfert d'énergie est total de l'entrée vers les sorties. La puissance obtenue dans chaque branche correspond donc à la moitié de la puissance incidente si la structure ne présente pas de pertes intrinsèques; sinon la puissance totale en sortie de deux branches est inférieure à la puissance initiale mais elle est répartie équitablement entre les deux branches (figure 1.11).

Partant de ce constat, nous avons modifié la structure de la matrice 2X2 en remplaçant le guide droit par un guide courbe (figure 1.13), de façon à introduire des jonctions "Y" symétriques. Nous cherchons ainsi à obtenir des puissances égales en sortie de la jonction et à minimiser en même temps la différence de chemin optique entre les deux trajectoires empruntées par le faisceau lumineux.

Ce guide courbe est formé de la juxtaposition de 4 arcs de cercle de même longueur et de même rayon de courbure R que le guide en S formant la diagonale de la matrice [9, 12].

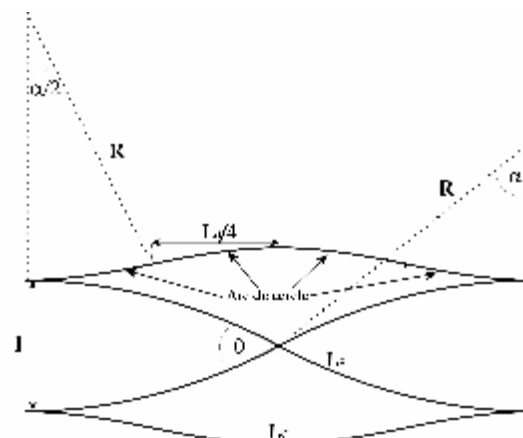


Figure 1.13. Matrice à base d'arcs de cercle améliorée avec des jonctions "Y" symétriques et paramètres caractéristiques.

Cette nouvelle géométrie de matrice 2X2 doit permettre ainsi de faciliter l'insertion au niveau des jonctions "Y", des commutateurs DOS étudiés dans la thèse de M. ZEGAOUI.

Nous avons calculé les valeurs de longueur totale de guide courbe donnée par $L_c = 4.R.\arcsin(L_d/4R)$ pour chaque matrice, à partir des paramètres issus de la première conception. Nous utilisons des simulations en BPM 2D pour trouver l'angle convenable qui nous permet d'aboutir à une jonction symétrique, conduisant à deux puissances égales en sortie de la jonction.

Nous présentons dans le tableau 1.3, six matrices conçues à partir de cette nouvelle géométrie.

			Courbure		Croisement			
	l (μm)	L _c (μm)	R (μm)	L _s (μm)	α (°)	Θ (°)	Δl (μm)	Pertes (dB)
M2-GC1	500	1955	2000	2021	28.9	57.9	65	0.8
M2-GC2	500	2414	3000	2467	23.6	47.1	53	0.9
M2-GC3	500	2529	3284	2579	22.5	45.0	50	0.9
M2-GC4	250	1265	1642	1290	22.5	45.0	25	1.2
M2-GC5	250	1399	2000	1422	20.4	40.7	23	1.3
M2-GC6	250	1720	3000	1738	16.6	33.2	18	1.5

Tableau 1.3. Paramètres des matrices 2X2 M2-GC

Elles se déduisent des 6 matrices précédentes, en introduisant des guides courbes à la place des guides droits. Ceux-ci sont remplacés par 4 arcs de cercle de même rayon de courbure (figure 1.13) que les autres guides courbes de la matrice qui eux restent inchangés. Nous donnons également, dans ce tableau, pour chaque matrice, le niveau des pertes calculées par

la relation $\left(10.\log\left(\frac{P_{s1} + P_{s2}}{P_e}\right)\right)$ qui exprime la comparaison entre la somme des puissances en sortie, et la puissance d'entrée.

Nous remarquons une diminution de la différence de longueur Δl entre les deux voies de 23 à 24% pour cette nouvelle conception, par rapport à celle des matrices M2-GD.

Pour chacun des deux écarts entre les guides d'entrée et de sortie (250 ou 500μm), plus le rayon de courbure augmente, moins les pertes sont importantes. Nos modélisations par BPM 2D montrent que ces pertes apparaissent essentiellement au point de croisement. Un

examen plus approfondi de la propagation de la lumière à ce point de croisement de la matrice passive, montre que ces pertes proviennent de l'existence d'une discontinuité de la dérivée seconde entre les deux courbures constituant le guide courbe, ce qui crée une forte perturbation de l'onde lumineuse se propageant, et provoque des pertes au point de connexion des arcs, c'est-à-dire au point de croisement (Figure 1.14.a et b). Une autre partie des pertes provient d'un couplage au niveau du croisement entre les deux guides sécants, dès lors que l'angle d'intersection est petit. Ce phénomène nuit également à la qualité de la diaphotie entre les sorties de la matrice puisqu'une partie de la lumière initialement dévolue à l'une des sorties se retrouve dans l'autre sortie.

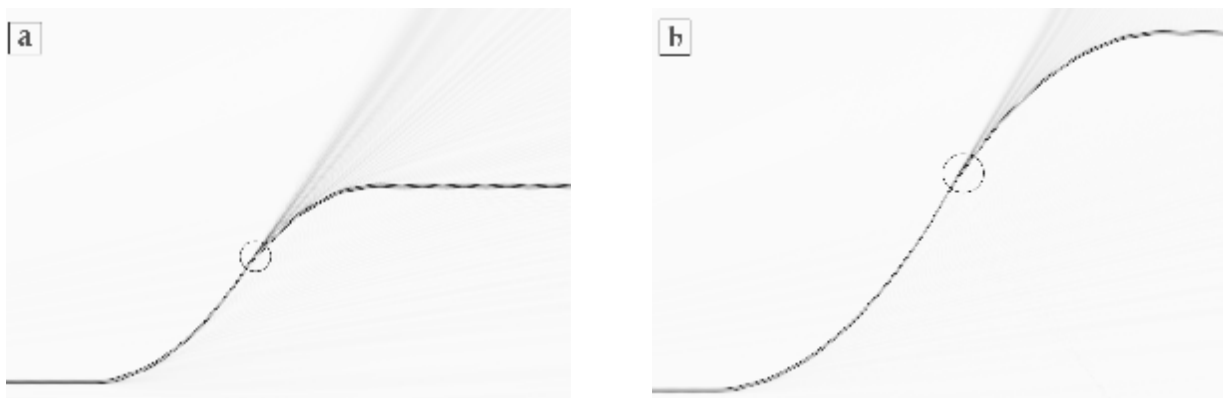


Figure 1.14. Propagation de la lumière dans un guide formé de deux arcs mis bout à bout avec un écart entre les deux entrées ou les deux sorties de, a : 250 μm et b: 500 μm .

Afin de réduire les pertes dues à la discontinuité de la dérivée seconde du guide en S à la connexion entre deux arcs de cercle, nous avons introduit une géométrie de guide en S qui évite toute variation brusque de la courbure; cette géométrie est la fonction sinusoïdale [13].

1.3.2. Matrice à base de courbes en Sinus

Nous avons modélisé la propagation de la lumière dans des guides de forme sinusoïdale et dans des guides à base d'arcs de cercle pour des dimensions (longueur et largeur) sensiblement équivalentes.

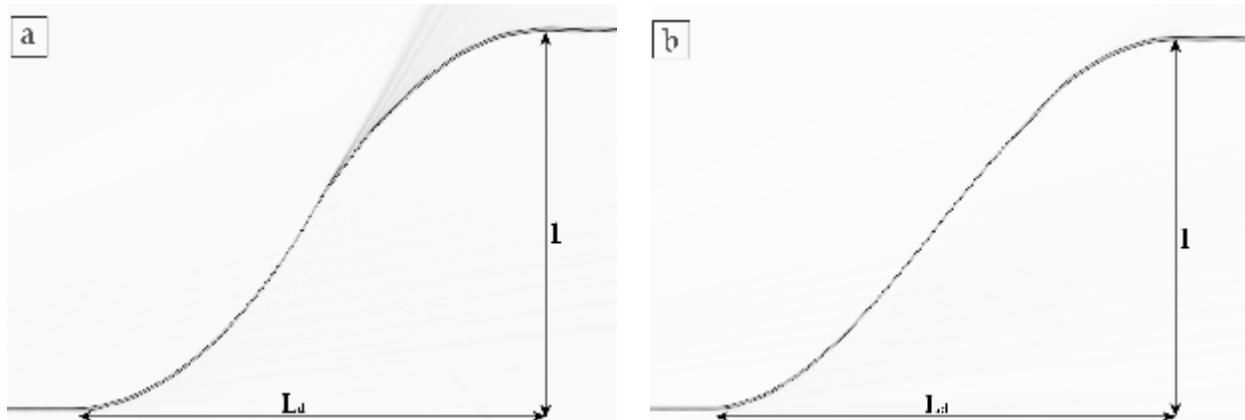


Figure 1.15. Propagation de la lumière en polarisation TM dans un guide courbe à base
a: d'arcs de cercle (M2-GD4), b: d'une fonction sinusoïdale; largeur l : $500\mu\text{m}$ et longueur L_d : $1714\mu\text{m}$.

La comparaison entre les deux classes de guides courbes montrent une nette réduction du rayonnement au point d'inflexion du guide courbe, ainsi que le visualise, à titre d'exemple, la figure 1.15.a et b.

1.3.2.1.Principe de la conception

Dans une première étape, nous avons conçu une matrice en sinus constituée de deux guides droits et deux guides en diagonale dont la géométrie est donnée par une fonction sinusoïdale (figure 1.16). Cette matrice est représentée figure 1.17.a.

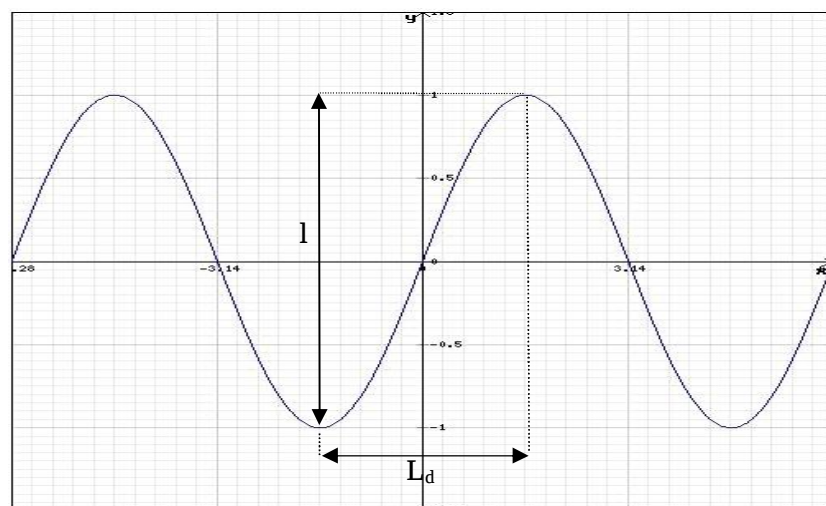


Figure 1.16. Fonction sinusoïdale montrant la courbure du guide en diagonale.

Les principaux paramètres sont donnés par la demi-période L_d et l'amplitude l de la fonction sinusoïdale ; l est aussi la distance entre les deux entrées et les deux sorties qui est de 250 ou $500\mu\text{m}$.

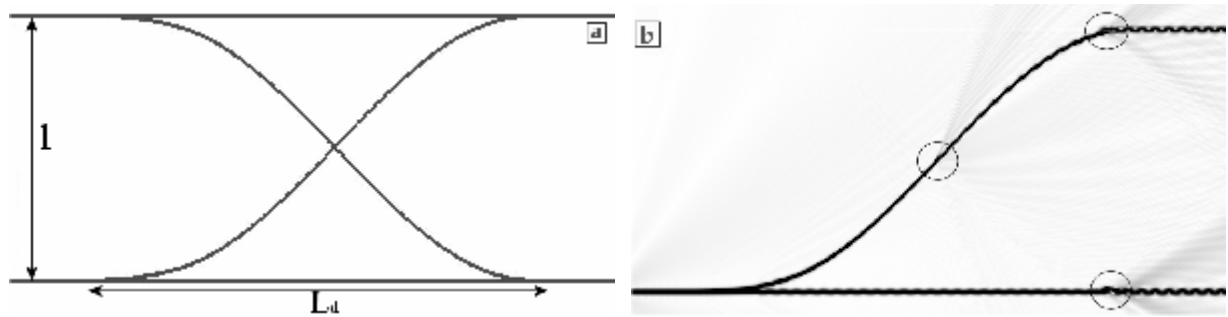


Figure 1.17.a. Matrice passive à base de guides droits et de guides en sinus, b. propagation de la lumière dans cette matrice.

L'étude de la propagation dans cette deuxième matrice, quand la lumière est injectée dans l'une de deux entrées (figure 1.17.b), montre que celle-ci se fait quasiment sans pertes sauf aux points de jonctions avec les guides de sortie et au point d'intersection des deux guides en diagonale. Cependant, cette matrice a les désavantages que nous avons déjà soulignés et qui concerne la dissymétrie de la jonction Y. Nous avons donc, comme dans le paragraphe 2.3.1.2, remplacé le guide droit par un guide courbe dont la géométrie est donnée par une fonction sinus.

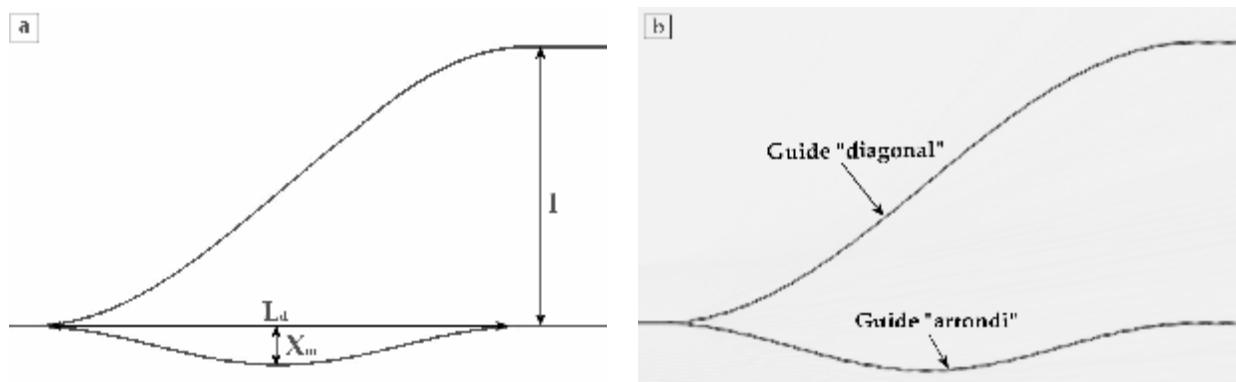


Figure 1.18.a. Jonction symétrique paramétrée en sinus, b. Propagation de la lumière dans cette jonction

Nous représentons figure 1.18.a, une demi-matrice conçue selon ce dernier procédé. Le guide courbe "arrondi" a pour paramètres la longueur L_d qui est la période de cette fonction sinus et X_m qui est son amplitude crête à crête (figure 1.19). La difficulté consiste maintenant à déterminer la valeur de X_m pour une longueur L_d donnée de telle façon que la répartition des puissances optiques en sortie de la jonction Y soit aussi équilibrée que possible.

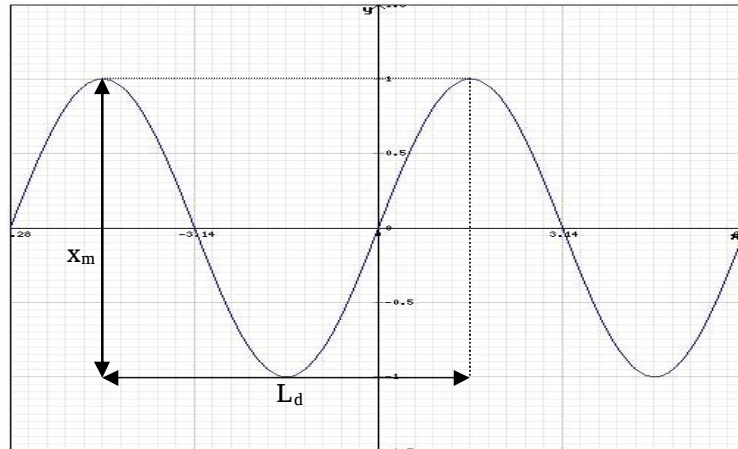


Figure 1.19. Fonction sinusoïdale montrant la courbure sinusoïdale du guide "arrondi".

Nous avons donc effectué une série de simulations par BPM 2D en fixant la longueur L_d à $3550\mu\text{m}$, qui correspond à une dimension conduisant en principe à des pertes de propagation faibles (figures 1.23 et 1.24), en modifiant la valeur de X_m par pas de $5\mu\text{m}$, en partant de $X_m=0$ jusqu'à $X_m=70\mu\text{m}$. Nous avons calculé chaque fois la puissance optique issue de chaque sortie comparée à la puissance d'entrée. Les résultats sont présentés figure 1.20 en dB. On retrouve une forte dissymétrie de puissance en sortie lorsque $X_m=0$, c'est à dire pour une jonction comportant un guide droit, en plein accord avec les résultats précédents ; lorsque X_m augmente la dissymétrie se réduit et l'on atteint une situation équilibrée (-3dB de la figure 1.20 pour une valeur X_m de $26\mu\text{m}$) ; la dissymétrie augmente à nouveau, mais dans l'autre sens, lorsque X_m augmente, à cause cette fois-ci d'une ouverture de la jonction Y plus prononcée vers un côté que l'autre.

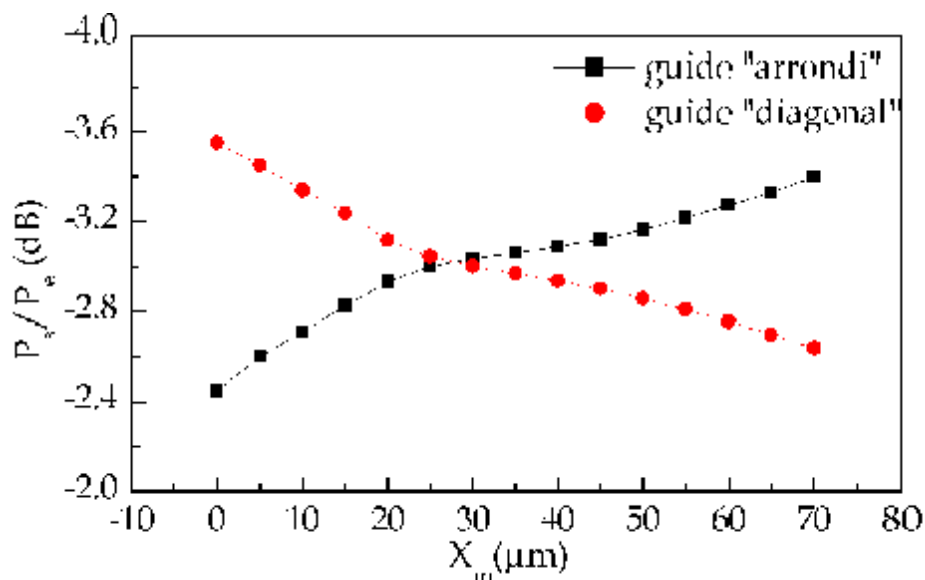


Figure 1.20. Puissances optiques en sortie de la jonction en fonction de X_m pour une longueur $L_d=3550\mu\text{m}$ et un écart $l=250\mu\text{m}$.

Ces résultats montrent qu'il est possible d'optimiser la valeur de X_m pour une valeur de L_d donnée, et ceci représente une étape importante de la conception de notre matrice. Celle-ci n'est plus constituée que de courbes à base d'une fonction sinusoïdale. Nous représentons figure 1.21 un exemple de matrice.

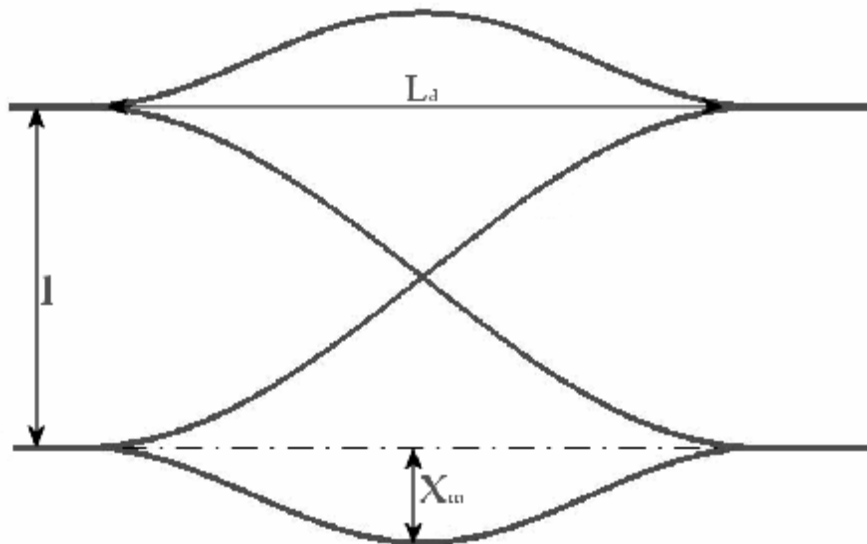


Figure 1.21. Exemple de Matrice de commutation optimisée et paramètres caractéristiques.

A. Influence de la longueur L_d sur les pertes dans le guide sinus de la diagonale

Nous avons effectué cette étude en considérant les deux structures de guides S1 et S2 présentées figure 1.1.a et b. Les calculs ont été effectués pour une portion de matrice limitée au seul guide de la diagonale (figure 1.22).

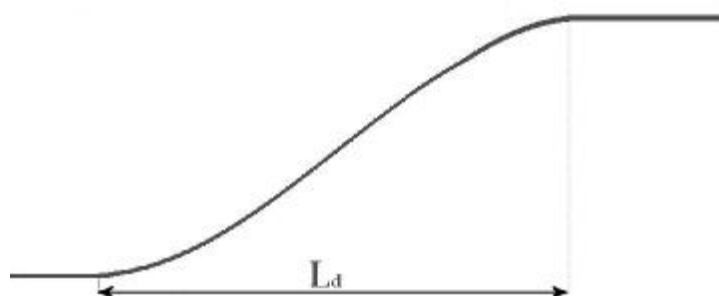


Figure 1.22. Fonction sinusoïdale formant le guide courbe de la diagonale.

Nous avons fixé la valeur de l à $250\mu\text{m}$ et nous avons calculé les pertes par comparaison des puissances de sortie et d'entrée en dB, en modifiant la valeur de L_d . Nous avons fait varier L_d d'une longueur de 2000 à $6000\mu\text{m}$ par pas de $200\mu\text{m}$. Les calculs ont été menés par BPM 2D en supposant une propagation de type TE. La figure 1.23 présente les résultats obtenus avec les guides S1 à la longueur d'onde $\lambda=1.55\mu\text{m}$; ils montrent que lorsque L_d est plus petit que

3000 μm , les pertes deviennent vite prohibitives pour atteindre 1dB à 2000 μm . Pour des longueurs supérieures à 3500 μm , les pertes se stabilisent à 0.18dB. On peut considérer qu'une valeur de L_d de 3000 μm est acceptable puisqu'elle conduit à des pertes autour de 0.25dB.

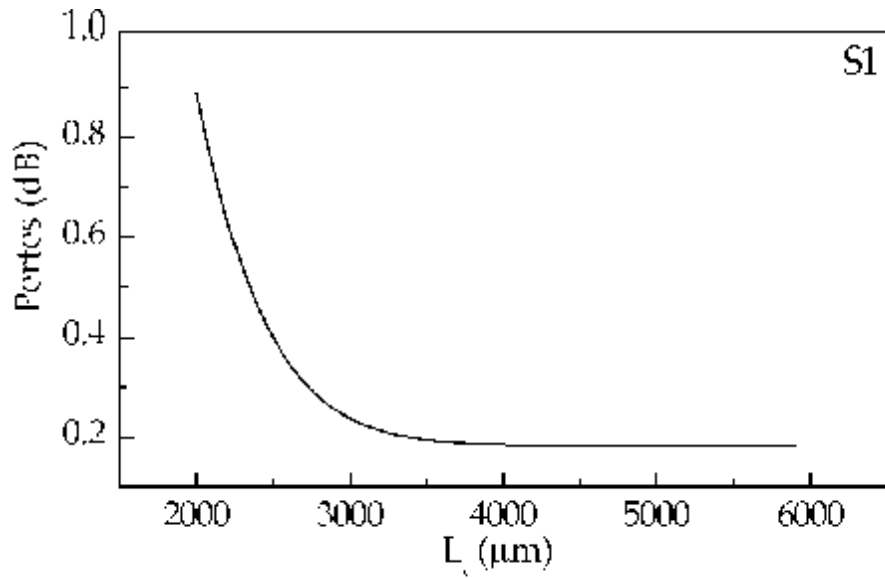


Figure 1.23. Pertes optiques en fonction de L_d dans la structure S1 ; $l=250\mu\text{m}$ et $\lambda=1.55\mu\text{m}$

Nous avons effectué les mêmes calculs pour un guide de type S2. Les résultats sont sensiblement équivalents avec cette fois-ci un niveau de pertes aux environs de 0.25 dB pour une valeur L_d de 3500 μm (figure 1.24).

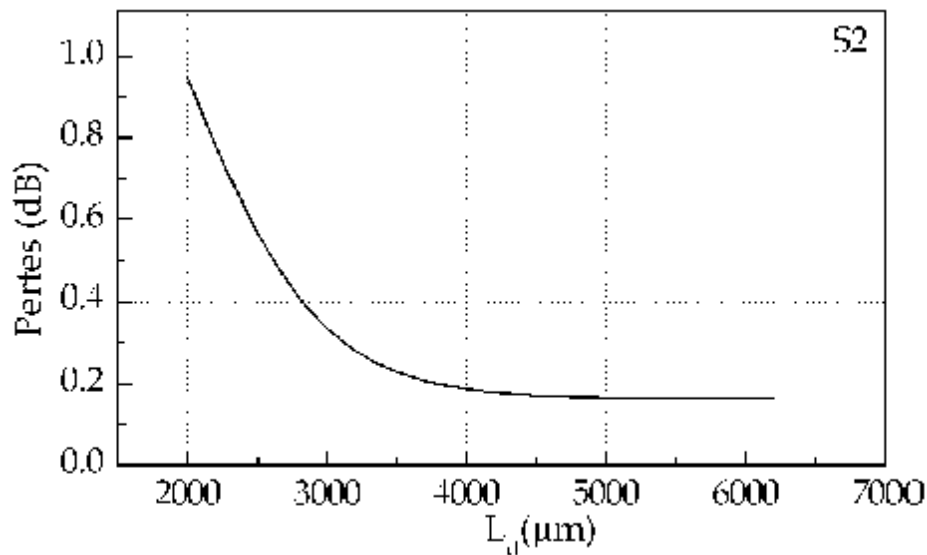


Figure 1.24. Pertes optiques en fonction de L_d dans la structure S2, $l=250\mu\text{m}$ et $\lambda=1.55\mu\text{m}$.

B. Influence de la longueur L_d sur la diaphotie

Le terme de diaphotie désigne la quantité d'énergie couplée sur une sortie autre que celle destinée à recueillir la puissance injectée. Autrement dit, ce guide de sortie reçoit un signal optique alors qu'il ne devrait rien recevoir, ce qui diminue l'efficacité du système.

Dans notre cas, on peut la définir comme le rapport des puissances optiques en sortie d'un croisement (figure 1.25).

$$\text{Diaphotie} = 10 \cdot \log \frac{P_{S2}}{P_{S1}}$$

Nous nous sommes intéressés dans notre étude à avoir une diaphotie faible, autrement dit, une puissance optique en sortie de la voie non commutée P_{S2} minimale par rapport à la puissance en sortie de la voie commutée P_{S1} (figure 1.25).

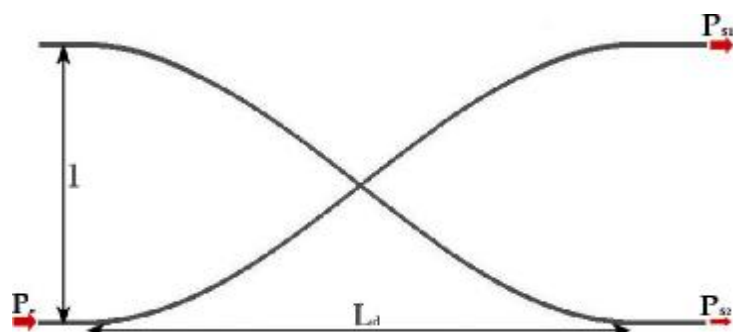


Figure 1.25. Schéma du croisement et distribution des puissances en sortie.

Comme nous l'avons déjà expliqué, la diaphotie varie selon l'angle de croisement θ ; cet angle dépend de la largeur de matrice l et de la longueur de matrice L_d .

Nous présentons, figure 1.26, la propagation de la lumière dans deux guides diagonaux en sinus pourvus de croisements dont les entrées de matrices (ou les sorties) sont espacées respectivement de 250 et 500 μm . La lumière qui se propage dans le guide de la figure 1.26.a subit une forte perte au point de croisement; ceci est une conséquence de son angle de croisement θ inférieur à 30° . Dans le cas d'une largeur de matrice de 500 μm (figure 1.26.b), on n'observe pas de pertes significatives.

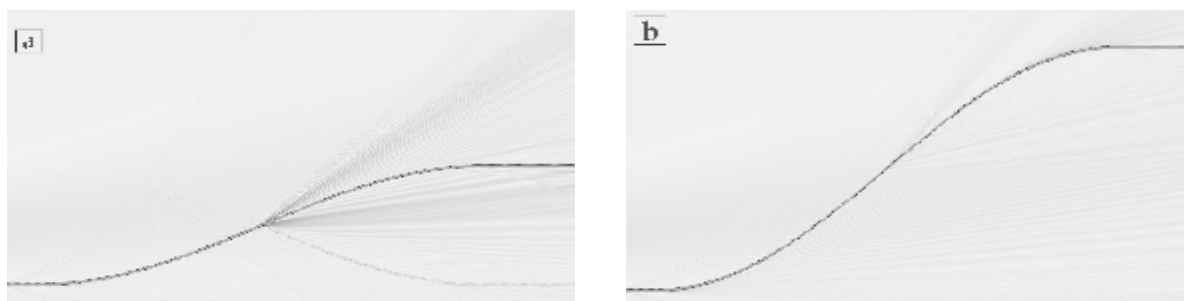


Figure 1.26. Propagation de la lumière dans un croisement espacé de, a : 250 μm , b : 500 μm .

On peut remarquer que l'angle de croisement θ varie comme l'inverse de la longueur L_d . Lorsque L_d décroît, alors l'angle de croisement θ augmente, donc la diaphotie diminue et vice-versa [13-16]. Pour évaluer l'influence de la longueur de la matrice L_d sur la diaphotie due au croisement, nous avons calculé par BPM 2D, la diaphotie en mode TE. A cette occasion, nous avons fixé la largeur de la matrice l à $250\mu\text{m}$. Nous avons étudié les structures de guide S1 et S2 à la longueur d'onde $\lambda=1.55\mu\text{m}$.

Première structure S1

La diaphotie est comprise entre -35 et -20dB pour une longueur L_d comprise entre 3000 et 3700 μm respectivement. Pour des valeurs de L_d plus petites, comprises entre 2000 et 3000 μm , la diaphotie peut atteindre -40dB (figure 1.27), mais au détriment des pertes de propagation qui peuvent atteindre 1 dB selon la figure 1.23. Pour des longueurs de L_d plus importantes, la diaphotie se dégrade pour atteindre environ -15dB qui est une valeur insuffisante pour les applications visées. C'est la raison pour laquelle le domaine que nous avons retenu pour L_d se situe entre 3000 et 3700 μm .

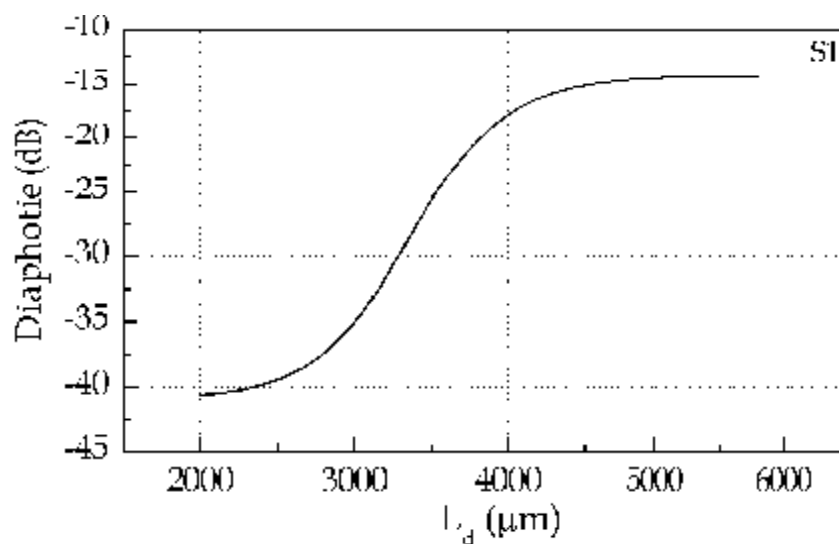


Figure 1.27. Diaphotie due au croisement en fonction de la longueur de matrice comprise entre 2000 et 6000 μm pour la première structure S1, en TE avec $l=250\mu\text{m}$.

Deuxième structure

Avec la structure S2, le comportement en diaphotie est semblable à celui obtenu avec la structure S1. Notamment, on note la présence d'un minimum qui se situe aux environs de -32dB pour des valeurs de L_d autour de 2000 μm , et un maximum aux environs de -12dB pour des valeurs de L_d les plus importantes (figure 1.28).

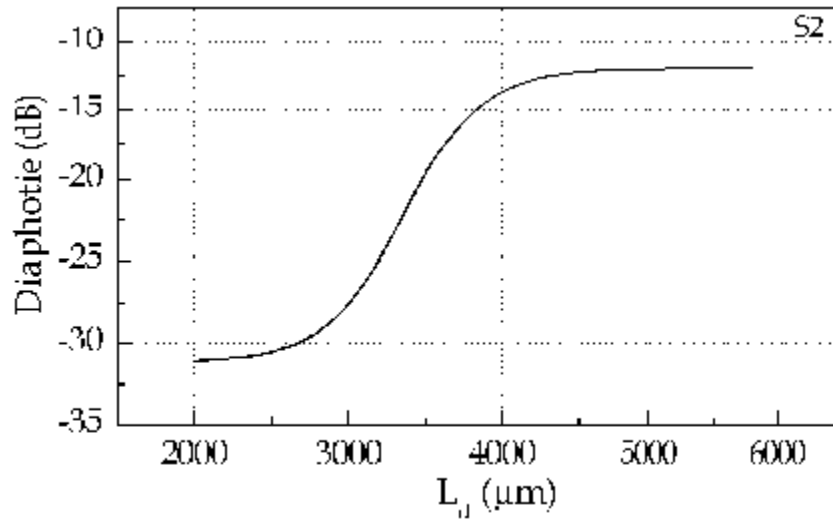


Figure 1.28. Diaphotie due au croisement en fonction de la longueur de matrice comprise entre 2000 et 6000 μm pour la deuxième structure S2, en TE et $l=250\mu\text{m}$.

Cette dégradation globale de la diaphotie par rapport à la structure S1 pourrait s'expliquer par un étalement latéral du mode en polarisation TE plus important avec la structure S2 qu'avec la structure S1 (figure 1.29.a et b).

C. Amélioration du croisement entre guides

Nous venons de constater qu'il peut apparaître une dégradation de la diaphotie lorsque les valeurs de L_d sont supérieures à 3500 μm . Cette dégradation est évidemment liée à l'angle θ entre croisement, qui devient inférieur à 30°.

Pour améliorer la diaphotie et faire en sorte qu'elle soit beaucoup plus indépendante de l'angle de croisement θ , nous avons introduit une modification de la géométrie du croisement (figure 1.29.a) déjà proposée dans la littérature [16]. Cette modification consiste à élargir le guide au niveau du croisement [17-19] à l'aide d'une transition douce entre les guides proprement dits et les croisements (figure 1.29.b).

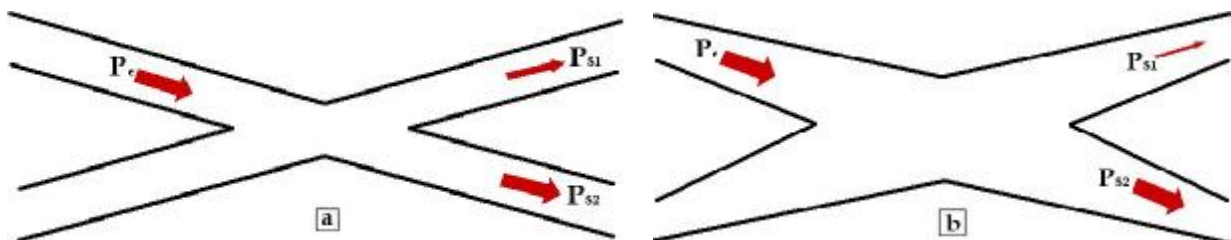


Figure 1.29. Vue supérieure de la géométrie, a : d'un croisement standard, b: d'un croisement muni d'adaptateurs de mode centraux.

La structure typique de cet adaptateur de mode est présentée figure 1.30, où nous indiquons les principaux paramètres de cette nouvelle géométrie, c'est-à-dire la longueur de transition

à l'entrée L_1 , la longueur du guide d'adaptation L_2 , la longueur de transition en sortie L_3 et la largeur du guide X au niveau du guide d'adaptation.

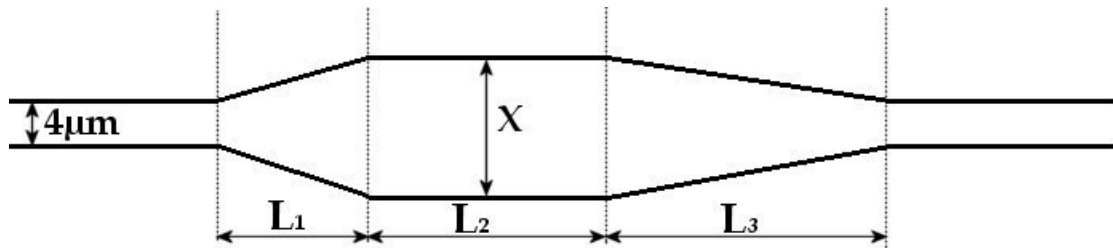


Figure 1.30. Géométrie de l'adaptateur de mode central et paramètres caractéristiques.

Si la forme du croisement des guides d'ondes est modifiée suivant la figure 1.29.b, les travaux des références [17-19] ont montré que le couplage est considérablement réduit et la diaphotie entre les guides est améliorée. Nous allons donc reprendre ce principe et l'adapter à notre matrice sur InP. L'optimisation de ce croisement consiste donc à rechercher les valeurs de L_1 , L_2 , L_3 et X (figure 1.30) de façon à minimiser P_{S2} pour une valeur de P_e donnée, et bien sûr maximiser P_{S1} (figure 1.29).

Les considérations les plus importantes que l'on doit prendre en compte quant à l'optimisation du croisement sont :

- Ø la puissance optique P_{S1} en sortie de guide principal,
- Ø la puissance P_{S2} couplée dans le croisement.

La méthode que nous avons adoptée pour optimiser un adaptateur de mode pour les deux structures S1 et S2 à $\lambda=1.55\mu\text{m}$ et en polarisation TE, consiste à déterminer la largeur X de la zone de transition, puis la valeur de la longueur L_1 , de la longueur L_2 , et enfin de la longueur L_3 .

a) Détermination de la largeur X de la zone de transition

Pour cela, nous fixons L_1 à $400\mu\text{m}$, L_2 à $100\mu\text{m}$ et L_3 à $450\mu\text{m}$. Nous cherchons à minimiser les pertes de propagation dans une structure constituée du guide optique de largeur $4\mu\text{m}$, de la transition L_1 , du guide de largeur X et de longueur L_2 et de la longueur de transition L_3 .

Première structure S1

Comme le montre la figure 1.31, les pertes dues à l'élargissement du guide sont comprises entre 0.3 et 1dB pour une largeur X de 5 à $30\mu\text{m}$ avec un pas de $0.2\mu\text{m}$. Pour une largeur X égale à 8 et $15\mu\text{m}$, la simulation prévoit des pertes minimales de 0.3dB. Nous fixons ainsi la première valeur de X à $8\mu\text{m}$.

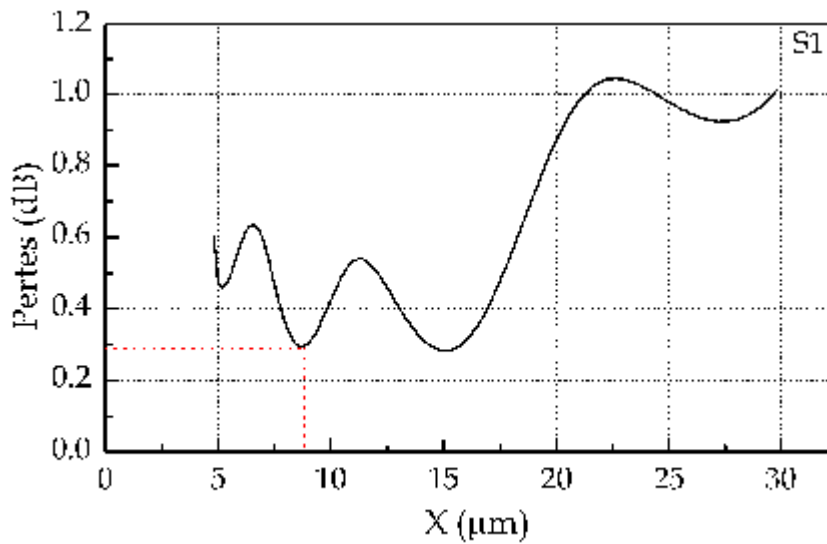


Figure 1.31. Pertes optiques dans l'adaptateur de mode central en fonction de X compris entre 5 et 30 μm par pas de 0.2 μm , pour la 1^{ère} structure.

Deuxième structure S2

Avec la structure S2, le comportement des pertes en fonction de X est semblable à celui obtenu avec la structure S1 (figure 1.32). Notamment, on note la présence de deux valeurs de X égales à 12 et 19 μm qui correspondent à des pertes minimales de presque 0.2dB.

En dehors de ce domaine, les pertes augmentent et tendent vers 1dB; nous retiendrons donc pour notre adaptateur, une valeur de X égale à 12 μm

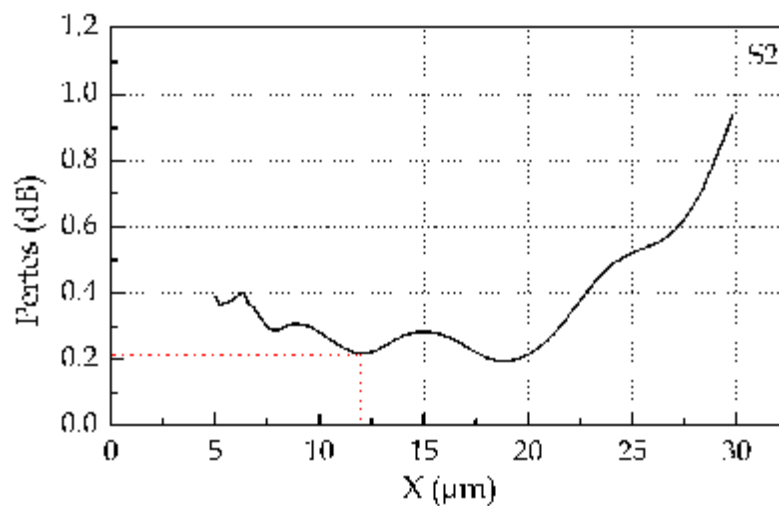


Figure 1.32. Pertes optiques dans l'adaptateur de mode central en fonction de X compris entre 5 et 30 μm par pas de 0.2 μm , pour la 2^{ème} structure.

b) Détermination de la valeur de la longueur L_1

Après avoir trouvé les valeurs de X correspondant aux pertes minimales pour les deux structures, nous nous consacrons à la deuxième étape de l'optimisation. Cette étape consiste

à chercher les valeurs de L_1 en fixant X aux valeurs trouvées précédemment pour les deux structures et en conservant la valeur de L_2 à $100\mu\text{m}$ et L_3 à $450\mu\text{m}$.

Première structure S1

Après avoir fixé X à $8\mu\text{m}$, nous avons effectué un grand nombre de simulations en BPM 2D. La courbe résultante (figure 1.33) montre que les pertes varient entre 0.3 et 0.7dB pour des valeurs de L_1 variant de 300 à $500\mu\text{m}$ par pas de $10\mu\text{m}$. Nous retenons la valeur de L_1 égale à $400\mu\text{m}$, qui correspond au minimum de pertes (0.3dB).

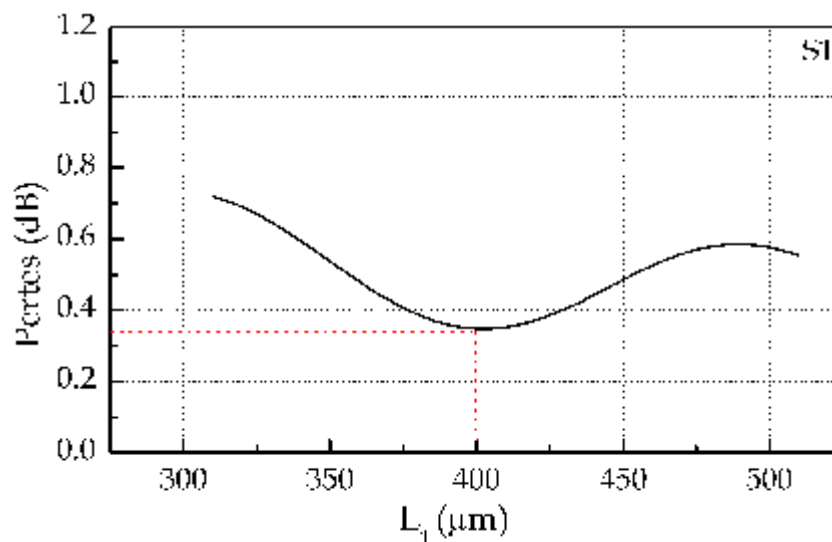


Figure 1.33. Pertes optiques dans l'adaptateur de mode central en fonction de L_1 , pour la 1^{ère} structure.

Deuxième structure S2

Avec la structure S2, le résultat de la simulation est semblable à celui obtenu pour la structure S1. On note la présence de deux minimums qui se situent respectivement aux environs de 0.37 et 0.28dB pour des valeurs respectives de L_1 de 250 et $485\mu\text{m}$. La valeur de L_1 retenue est égale à $485\mu\text{m}$ (figure 1.34).

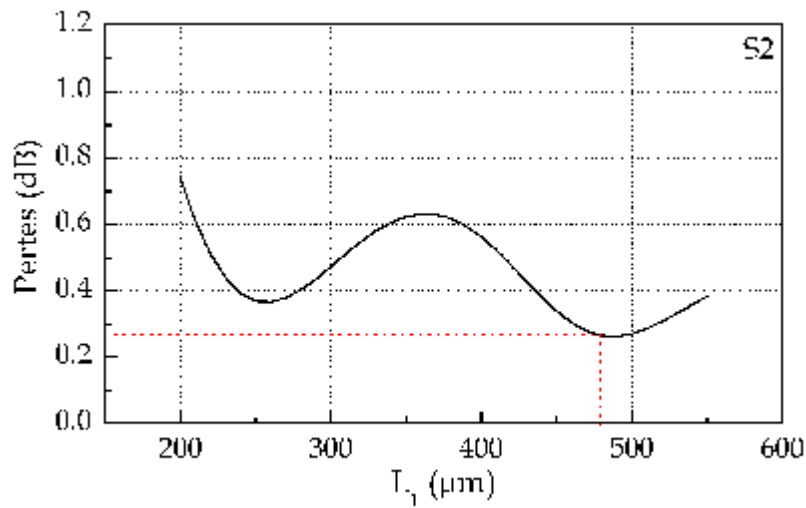


Figure 1.34. Pertes optiques dans l'adaptateur de mode central en fonction de L_1 , pour la 2ème structure.

c) Détermination de la valeur de la longueur L_2

Après avoir trouvé les valeurs correspondantes de X et L_1 , nous avons effectué une série de simulations pour chacune des deux structures en fixant aussi L_3 à 450 μm .

Première structure S1

Nous avons fixé X et L_1 respectivement à 8 et 400 μm . Les résultats (figure 1.35) montrent que quand L_2 varie de 50 à 300 μm , nous avons des pertes qui varient de 0.1dB (de 0.3 à 0.4dB) ; autrement dit le mode est peu sensible au changement de L_2 .

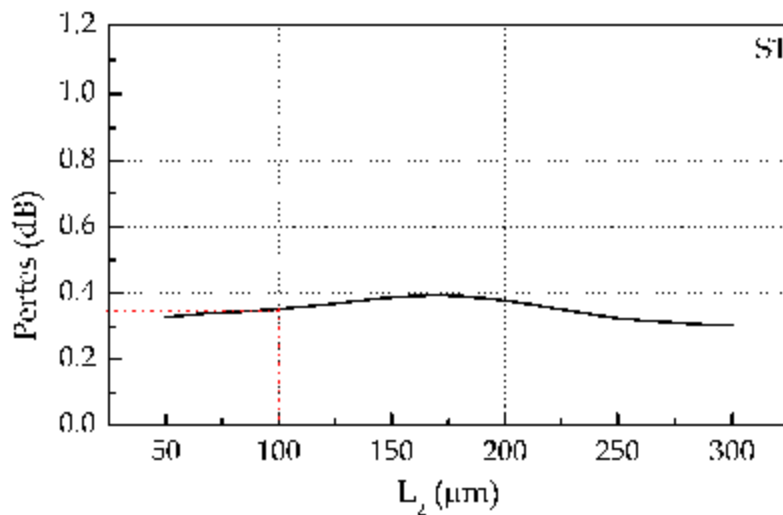


Figure 1.35. Pertes optiques dans l'adaptateur de mode central en fonction de L_2 , pour la 1ère structure.

Nous avons alors choisi une valeur de L_2 égale à 100 μm , qui correspond à 0.35dB de pertes, afin de permettre au mode de s'adapter dans cette zone.

Deuxième structure S2

La même méthode a été suivie pour la deuxième structure, sachant que cette fois-ci, X et L_1 sont fixés respectivement à 12 et 485 μm . Comme le montre la figure 1.36, le mode subit de faibles variations de 0.1dB (entre 0.2 et 0.3dB) pour une variation de L_2 de 0 à 300 μm avec un pas de 10 μm .

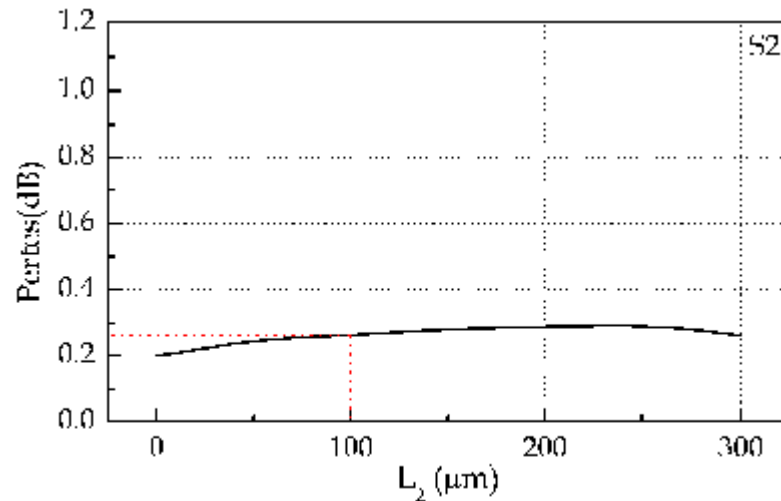


Figure 1.36. Pertes optiques dans l'adaptateur de mode central en fonction de L_2 , pour la 2^{ème} structure.

On peut donc conclure que ce paramètre L_2 n'a pas d'influence sur le mode qui se propage dans cette zone de transition. Comme précédemment, nous avons choisi 100 μm comme valeur de L_2 , ce qui correspond à 0.25dB de pertes.

d) Détermination de la valeur de la longueur L_3

Pour terminer l'optimisation de cet adaptateur, il nous reste à optimiser la longueur de la transition en sortie L_3 . Les autres valeurs de L_1 , L_2 et X sont fixées en tenant compte des optimisations précédentes.

Première structure S1

La figure 1.37 représente les pertes calculées en simulant la propagation dans l'adaptateur, après avoir fixé X , L_1 et L_2 respectivement à 8, 400 et 100 μm et en modifiant L_3 . Nous remarquons que les pertes sont peu sensibles au changement de L_3 ; elles varient de 0.34 à 0.37dB. Nous pouvons conclure que le choix de L_3 n'aura pas une grande influence sur la propagation du mode dans cette zone. Nous choisissons L_3 égal à 420 μm , comme étant la valeur qui conduit aux pertes minimales (0.33dB).

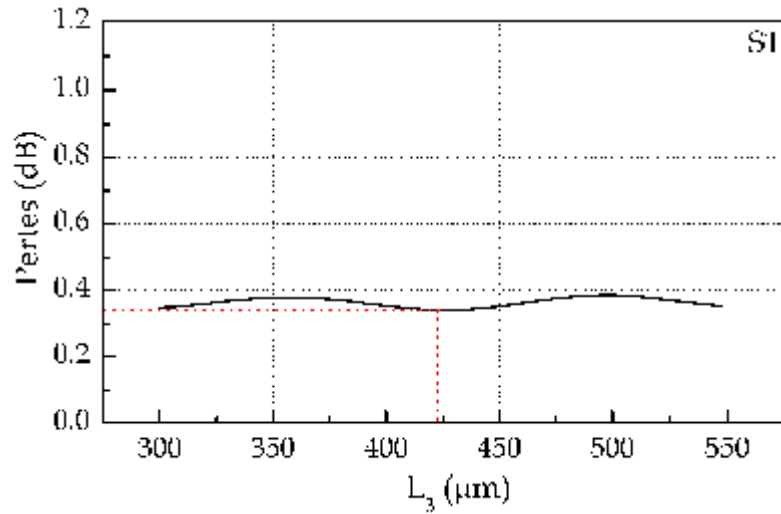


Figure 1.37. Pertes optiques dans l'adaptateur de mode central en fonction de L_3 , pour la 1^{ère} structure.

Deuxième structure S2

Avec la structure S2, l'influence de L_3 sur les pertes est semblable à celle obtenue avec la structure S1. Selon la figure 1.38, lorsque L_3 varie de 300 à 500 μm avec un pas de 10 μm , les pertes varient autour 0.34 et 0.37 dB. Donc L_3 influe peu sur les pertes. Néanmoins, nous avons fixé L_3 à une valeur correspondant à des pertes minimales, soit à 470 μm .

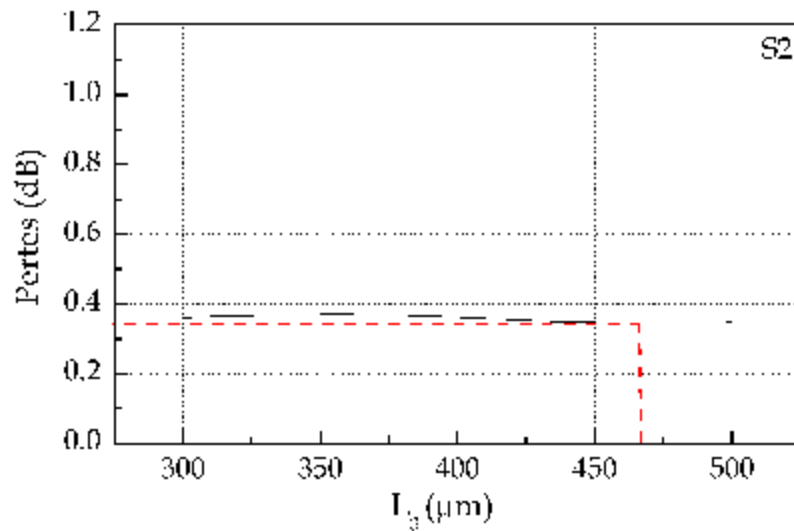


Figure 1.38. Pertes optiques dans l'adaptateur de mode central en fonction de L_3 , pour la 2^{ème} structure.

Nous donnons dans le tableau 1.4 la structure finale de l'adaptateur de mode central optimisé.

Structure	X (μm)	L ₁ (μm)	L ₂ (μm)	L ₃ (μm)
S1	8	400	100	420
S2	12	485	100	470

Tableau 1.4. Paramètres finaux de l'adaptateur de mode central optimisé.

Bien que la région de croisement soit rendue plus longue par l'introduction de l'adaptateur, nos calculs montrent que la puissance en sortie est quasiment inchangée.

Nous représentons, figure 1.39, un croisement standard sans adaptateur et le croisement avec un adaptateur optimisé selon ce dernier procédé.

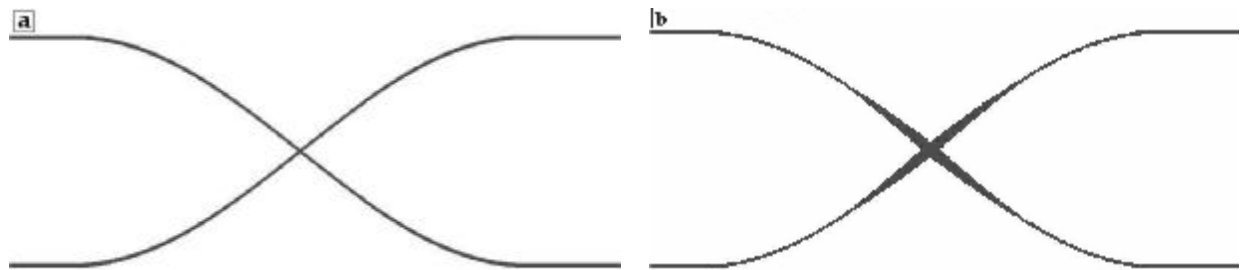


Figure 1.39.a. Croisement standard sans adaptateur, b: croisement avec adaptateur optimisé.

La figure 1.40.a. présente la propagation de lumière dans un croisement standard, et la figure 1.40.b. dans un croisement avec un adaptateur optimisé. Nous pouvons constater l'amélioration apportée en sortie du croisement sur la diaphotie. Nos résultats de simulations prouvent que l'adaptateur central peut apporter une amélioration de 8dB pour la première structure et de 14dB pour la deuxième structure, sur la diaphotie.

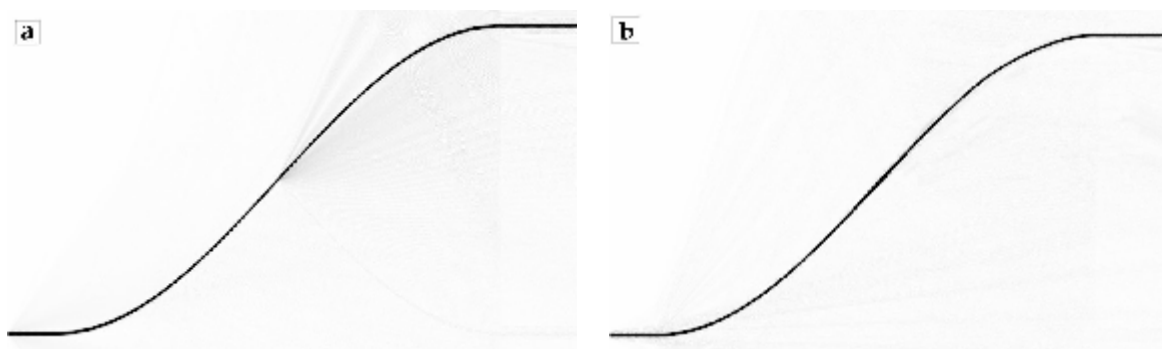


Figure 1.40. Propagation de la lumière dans un croisement, a: standard, b: avec adaptateur.

D. Influence de X_m sur la symétrie de puissance en sortie

Nous présentons à nouveau la figure 1.41 qui donne l'allure de la demi-matrice que nous avons étudiée à ce propos. Nous avons considéré un écart en sortie de 250 μm . L'objectif de

notre étude est ici de rechercher le couple (X_m, L_d) qui conduit à une répartition équilibrée de la puissance en sortie de la matrice.

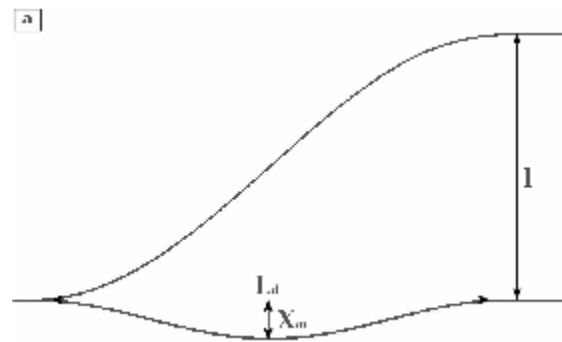


Figure 1.41. Jonction symétrique paramétrée en sinus

Pour chaque valeur de L_d , nous avons donc fait varier X_m et déterminé la valeur qui conduit à deux puissances égales en sortie; ce sont ces valeurs optimales de X_m que nous avons reportées pour les deux structures S1 et S2 et qui sont données figure 1.42a et figure 1.42b.

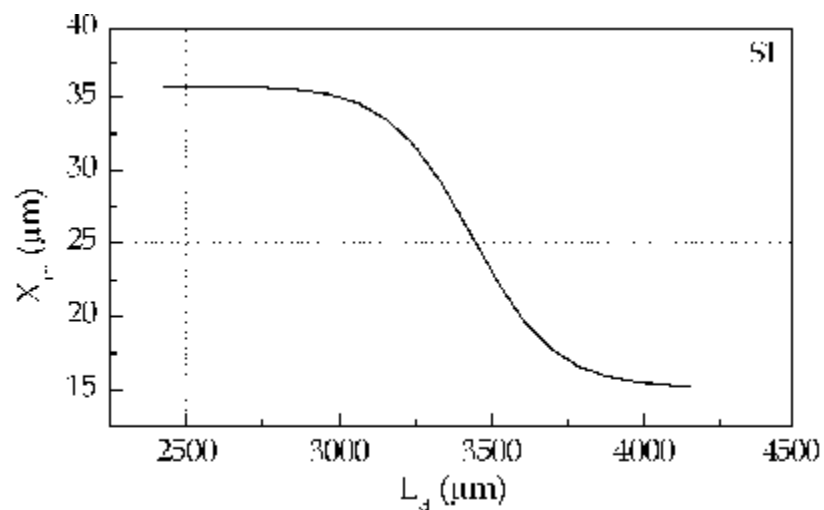


Figure 1.42a. Valeurs optimales de X_m qui conduisent à une répartition équilibrée de la puissance en sortie en fonction de L_d pour la 1^{ère} structure.

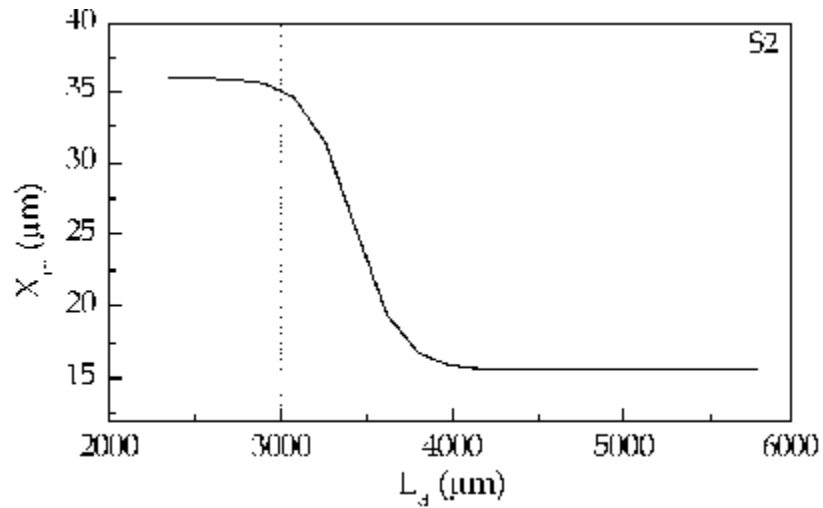


Figure 1.42b. Valeurs optimales de X_m qui conduisent à une répartition équilibrée de la puissance en sortie en fonction de L_d pour la structure S2

On remarque que les valeurs de X_m sont comprises entre 15 et 35 μm dans les deux cas, avec une variation relativement brutale pour des valeurs de L_d comprises entre 3000 et 3500 μm . Ce sont ces couples de valeurs qui permettent d'aboutir à une jonction Y la plus symétrique possible. Plus la longueur de L_d est grande, plus l'écartement entre les deux branches de jonctions Y est faible ; donc X_m est petit. C'est ce qu'on constate sur les deux figures 1.42a et 1.42b.

E. Amélioration du guide à l'entrée

A la fin de notre optimisation, une difficulté majeure consiste à optimiser le couplage entre la fibre optique et le guide d'entrée de la matrice. Cette difficulté provient de la désadaptation de modes entre ces deux éléments. Il en résulte des pertes de couplage qui trouvent leurs origines dans:

- ▼ Les réflexions: qui proviennent des différences d'indices de réfraction entre la fibre optique (1.45) et le guide optique semiconducteur (3.17 pour l'InP). Une solution industrielle est disponible ; elle consiste à déposer des couches anti-reflets sur les interfaces.
- ▼ La désadaptation de modes à l'interface fibre/guide, qui résulte de la différence de taille et de géométrie des modes entre la fibre et le guide d'injection. Pour minimiser ces pertes de couplage, il faut que le mode propre du guide (figure 1.43) soit aussi proche que possible du mode circulaire de la fibre. Il consiste donc à adapter la topologie du guide optique à la taille de mode injecté.

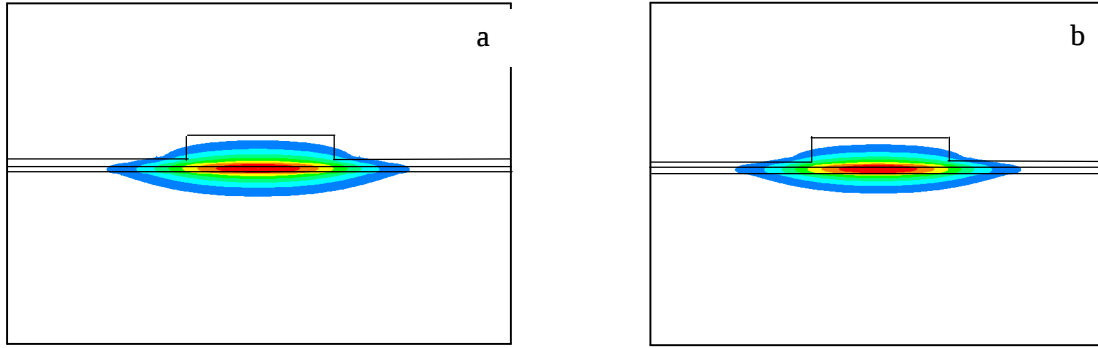


Figure 1.43. Modes propres du guide illustré à l'entrée de nos deux structures, calculé en analyse modale bidimensionnelle, a : 1^{ère} structure, b : 2^{ème} structure.

La figure 1.43.a. montre le mode guidé dans la 1^{ère} structure S1, à une longueur d'onde de $1.55\mu\text{m}$ et en polarisation TE, qui est plutôt elliptique de $2.8\mu\text{m}$ de haut et de 6 à $7\mu\text{m}$ de large. Nous remarquons figure 1.43.b, que le mode injecté dans la 2^{ème} structure est aussi elliptique mais de $2.4\mu\text{m}$ de haut et de 7 à $8\mu\text{m}$ de large. Le mode issu d'une fibre lentillée est représenté par une gaussienne de forme circulaire de $4\mu\text{m}$ de diamètre. Cette différence de taille des modes entre la fibre et le guide entraîne des pertes optiques d'injection à l'entrée du guide (environ 5dB pour les deux faces en supposant un dépôt anti-réfléchissant) et elle implique aussi de faibles tolérances au désalignement horizontal et vertical pendant l'étape de caractérisation.

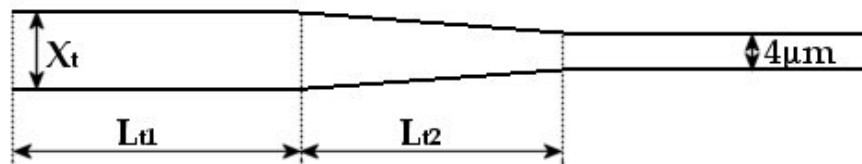


Figure 1.44. Adaptateur de mode en entrée et ses paramètres caractéristiques.

Pour éviter de perdre trop de lumière au niveau de la connexion, nous avons introduit un adaptateur de mode optique en entrée qui a la forme d'un entonnoir (figure 1.44). Il permet d'adapter le mode optique de la fibre à celui du guide au moins selon une seule direction (figure 1.45) [20-22]. Nous remarquons que l'élargissement du guide optique permet de réduire les pertes optiques dans la direction horizontale, sachant la limite de cet élargissement est donnée par la contrainte sur le caractère monomode de nos guides. Jusqu'à une largeur de $9\mu\text{m}$, le guide de la première structure reste monomode ; la deuxième structure reste monomode jusqu'à une largeur de $12\mu\text{m}$.

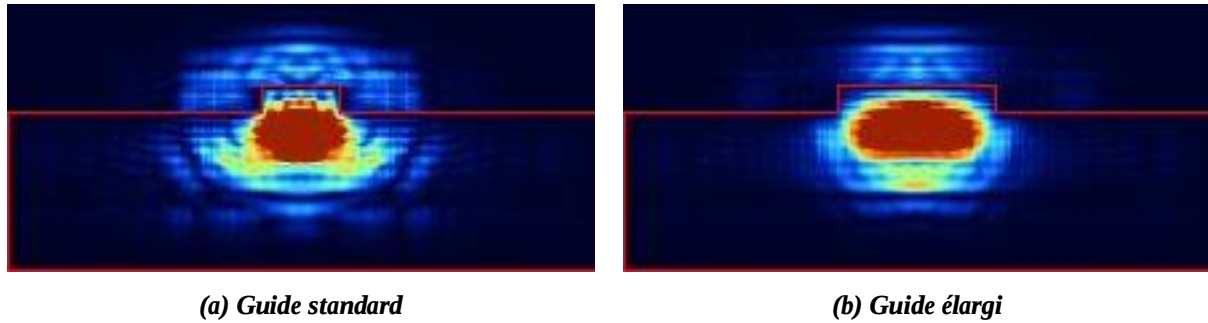


Figure 1.45. Injection dans un guide pour un mode, issu d'une fibre lentillée, de forme gaussienne de diamètre $4\mu\text{m}$ illustrée par la BPM3D.

La méthode d'optimisation que nous avons adoptée ressemble à celle suivie pour l'adaptateur de mode central, qui consiste à trouver cette fois-ci les valeurs optimales de trois paramètres : la largeur de départ du guide X_t , la longueur du guide d'adaptation L_{t1} et la longueur de la zone de transition L_{t2} . Toutes les simulations sont effectuées à une longueur d'onde de $1.55\mu\text{m}$, en polarisation TE avec un mode injecté de diamètre $4\mu\text{m}$. Nous allons successivement déterminer la largeur de départ X_t , la longueur L_{t1} en enfin la longueur L_{t2} .

a) Détermination de la largeur de départ X_t

Nous allons commencer par l'optimisation de la largeur X_t , en fixant L_{t1} à $400\mu\text{m}$, L_{t2} à $200\mu\text{m}$ pour les deux structures, puis en calculant les pertes en dB par simulation de la propagation dans l'adaptateur.

Première structure S1

La figure 1.46 montre les résultats de simulation en BPM2D. Nous remarquons que pour une largeur normale de $4\mu\text{m}$ du guide d'entrée nous avons des pertes de 1.15dB ; en revanche pour une largeur d'entrée X_t de $6\mu\text{m}$ les pertes sont réduites à 0.85dB. C'est-à-dire que nous gagnons à l'injection 0.3dB, par amélioration du recouvrement mode de fibre / mode dans le guide GaInAsP/InP, au moins en confinement latéral. Nous supposons dans le calcul que le guide est muni d'un dépôt antiréfléchissant. Nous fixons donc la valeur de X_t à $6\mu\text{m}$.

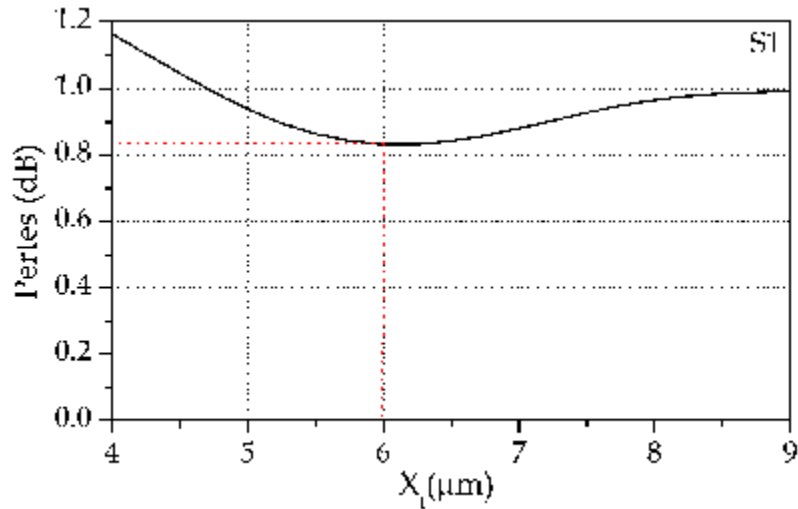


Figure 1.46. Pertes optiques dans l'adaptateur de mode en entrée en fonction de X_b pour la 1^{ère} structure S1.

Deuxième structure S2

Comme le montre la figure 1.47, les pertes dans la deuxième structure dues à l'élargissement du guide sont comprises entre 0.25 et 0.6dB pour une largeur X_t de 4.6 à 12 μm avec un pas de 0.2 μm .

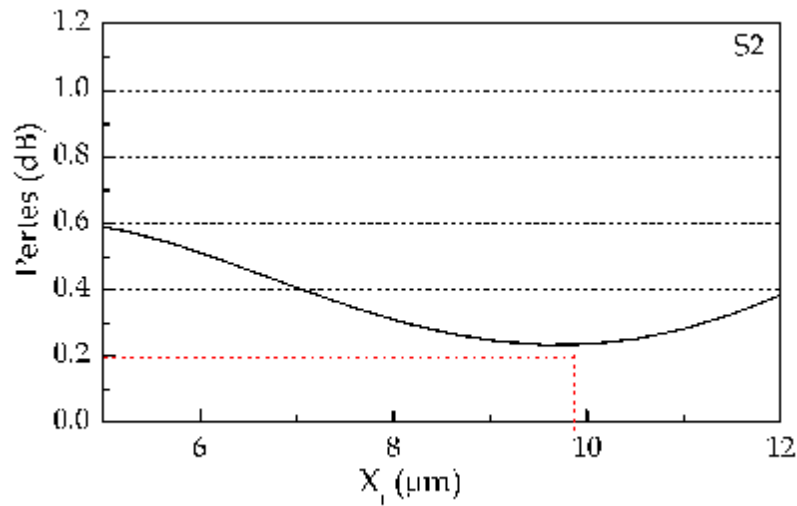


Figure 1.47. Pertes optiques dans l'adaptateur de mode en entrée en fonction de X_b pour la 2^{ème} structure S2.

Pour une largeur X_t égale à 10 μm , la simulation prévoit des pertes minimales de 0.25dB. Nous fixons donc la valeur de X_t à 10 μm .

b) Détermination de la valeur de la longueur L_{t1}

Cette étape consiste à chercher les valeurs de L_{t1} qui minimisent les pertes de couplage en fixant X_t aux valeurs trouvées précédemment pour les deux structures, et fixant la valeur de L_{t2} à 200 μm .

Première structure S1

Après avoir fixé X_t à $6\mu\text{m}$, nous avons effectué un grand nombre de simulations en BPM2D. La courbe résultante (figure 1.48) montre que les pertes varient entre 0.15 et 0.45dB pour des valeurs de L_{t1} variant de 100 à $400\mu\text{m}$ par pas de $5\mu\text{m}$. Nous retenons la valeur de L_{t1} égale à $320\mu\text{m}$, qui correspond au minimum de pertes (0.15dB).

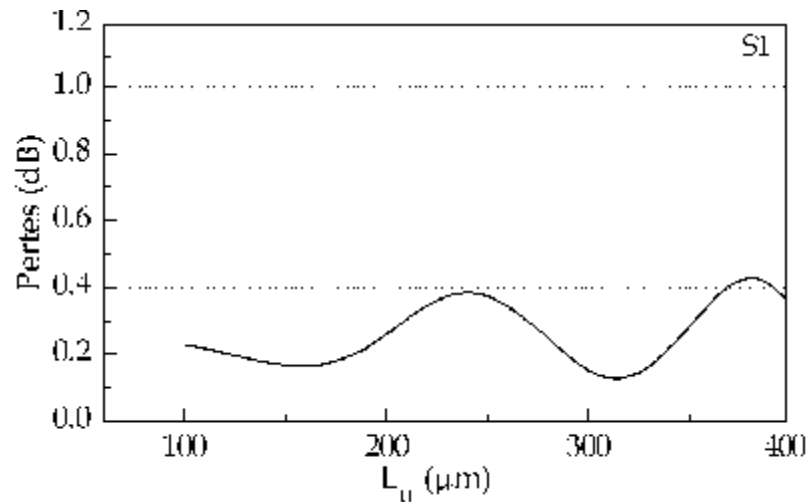


Figure 1.48. Pertes optiques dans l'adaptateur de mode en entrée en fonction de L_{t1} , pour la 1ère structure

Deuxième structure S2

Nous avons procédé de la même façon que précédemment en fixant cette fois-ci la valeur de X_t à $10\mu\text{m}$. La courbe résultante (figure 1.49) montre que le mode est peu sensible aux changements de L_{t1} ; les pertes varient entre 0.05 et 0.15dB pour des valeurs de L_{t1} variant de 50 à $450\mu\text{m}$ par pas de $5\mu\text{m}$. Nous retenons la valeur de L_{t1} égale à $350\mu\text{m}$, qui correspond à des pertes de 0.05dB.

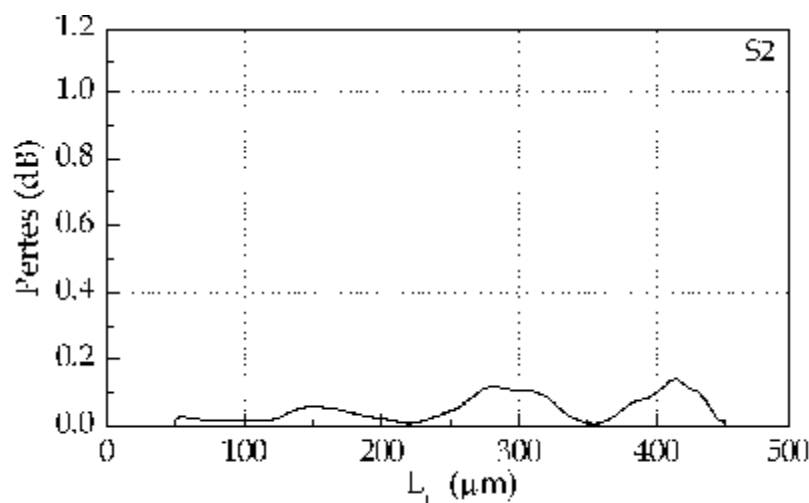


Figure 1.49. Pertes optiques dans l'adaptateur de mode en entrée en fonction de L_{t1} , pour la 2ème structure

c) Détermination de la valeur de la longueur L_{t2}

Il s'agit de la dernière étape d'optimisation qui consiste à déterminer la longueur de la zone de transition L_{t2} qui minimise les pertes de couplage en fixant X_t et L_{t1} aux valeurs déterminées précédemment pour les deux structures.

Première structure S1

Nous avons fixé X_t à $6\mu\text{m}$ et L_{t1} à $320\mu\text{m}$; la valeur L_{t2} a été obtenue à l'aide d'une série de simulations par BPM 2D. La courbe résultante (figure 1.50) montre que les pertes varient entre 0.7 et 0.9dB pour des valeurs de L_{t1} variant de 100 à $450\mu\text{m}$ par pas $5\mu\text{m}$. Nous retenons la valeur de L_{t2} égale à $150\mu\text{m}$, qui correspond au minimum de pertes (0.7dB).

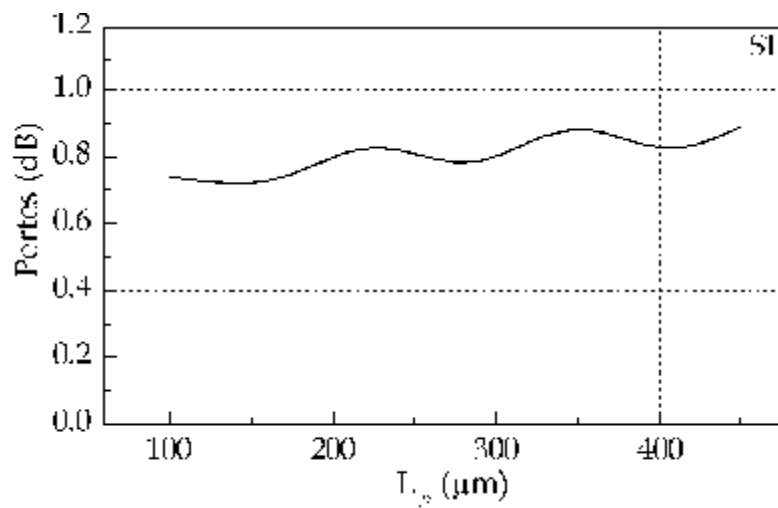


Figure 1.50. Pertes optiques dans l'adaptateur de mode en entrée en fonction de L_{t2} , pour la 1^{ère} structure.

Deuxième structure S1

Concernant la deuxième structure, les valeurs de X_t et L_{t1} ont été fixées respectivement à 10 et $350\mu\text{m}$, une série de simulations en BPM 2D étant effectuées afin de trouver la valeur optimale de L_{t2} . La courbe résultante (figure 1.51) montre que le mode est peu sensible aux changements de L_{t1} , qui varie entre 0.4 et 0.5dB pour des valeurs de L_{t1} variant entre 100 à $500\mu\text{m}$ par pas de $5\mu\text{m}$. Nous retenons la valeur de L_{t2} égale à $150\mu\text{m}$, qui correspond à des pertes de 0.4dB.

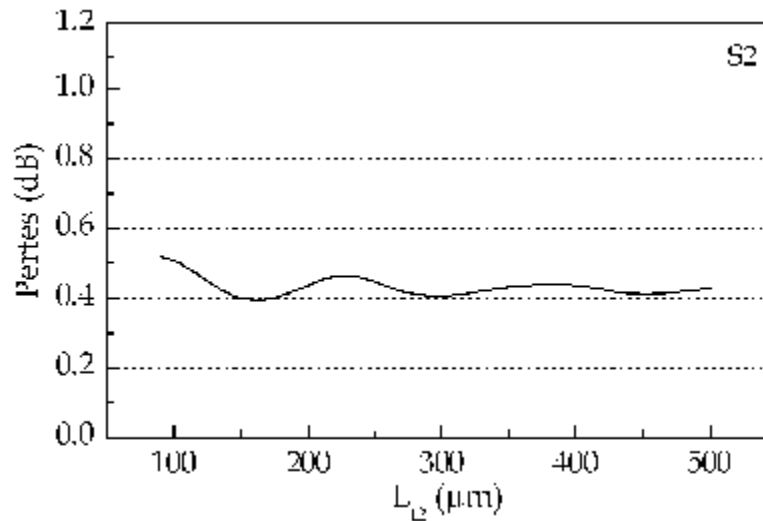


Figure 1.51. Pertes optiques dans l'adaptateur de mode en entrée en fonction de L_{t2} , pour la 2^{ème} structure.

Les valeurs finales des paramètres de l'adaptateur de mode en entrée optimisé sont récapitulées dans le tableau 1.5 :

Structure	X_t (μm)	L_{t1} (μm)	L_{t2} (μm)
S1	6	320	150
S2	10	350	150

Tableau 1. 5. Paramètres finaux de l'adaptateur de mode en entrée optimisé

1.4. Conclusion

Dans ce chapitre, notre démarche a consisté à tenter d'aboutir à une structure de matrice 2X2 passive optimale, c'est-à-dire conduisant à des pertes de propagation théoriques les plus faibles possibles et à des diaphoties aussi faibles que possible. Ces travaux ont été conduits à l'aide de simulations par BPM 2D ou 3D en modifiant systématiquement chacun des paramètres topologiques de la matrice. C'est ainsi que nous avons abouti à une matrice qui comporte des courbures de forme sinusoïdale (figure 1.52), dont nous rappelons la valeur des principaux paramètres dans les tableaux récapitulatifs 1.6 et 1.7.

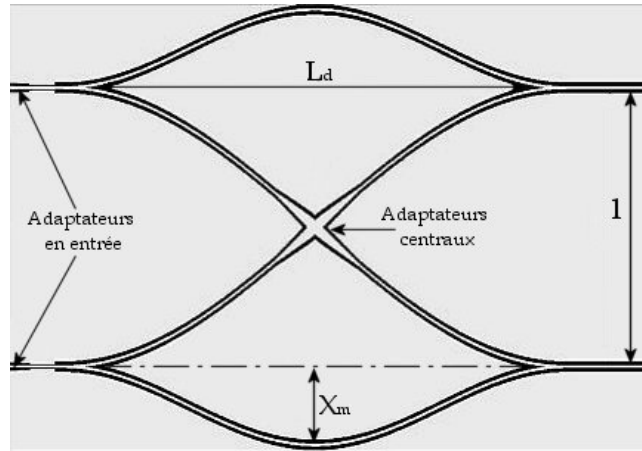


Figure 1.52. Topologie d'une matrice passive 2X2 optimisée comportant des guides de forme sinusoïdale, des adaptateurs de mode centraux et des adaptateurs de mode en entrée.

Cette matrice comporte en outre des adaptateurs centraux et des adaptateurs d'entrée en forme d'entonnoir. A l'issue de cette optimisation, nous aboutissons à des pertes théoriques entrée/sortie qui sont de l'ordre de 1dB et une diaphotie théorique pouvant être inférieure à –40dB pour les matrices finales choisies et dont les paramètres sont récapitulés dans les tableaux 1.6 et 1.7.

	L (μm)	L _d (μm)	X _m (μm)	Δl (μm)
M1-S1	250	3000	35	85
M2-S1	250	3100	34	69
M3-S1	250	3550	26	30
M4-S1	250	3600	25	24
M5-S1	250	3600	25	24
M6-S1	250	3600	25	24
M1-S2	250	3600	25	24
M2-S2	500	3540	80	66
M3-S2	500	5250	54	33
M4-S2	500	5640	70	33

Tableau 1.6. Paramètres finaux des matrices passives 2X2 optimisées.

L'objet du prochain chapitre sera la réalisation de ces matrices passives optimisées et leur caractérisation.

Références

- [1] 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.
- [2] Y. HERNANDEZ
Etudes technologiques, expérimentales et par simulation pour la commutation optique sur InP
Thèse, Université de Lille 1, 18 décembre 2001.
- [3] K. BLARY
Matrices de commutation optiques sur InP
Thèse, Université de Lille 1, 05 décembre 2003.
- [4] M. ZEGAOUI
Commutateurs électro-optiques à haute diaphotie sur InP
Thèse, Université de Lille 1, 27 mai 2005
- [5] A. NEYER, W. MEVENKAMP, L. THYLEN, B. AGERSTRÖM
A beam propagation method analysis of active and passive waveguide crossings
IEEE Journal of lightwave technology, 1985, Vol. LT-3, n° 3, pp. 635-642.
- [6] Novel method for analysis of curved optical RIB-waveguides
Electronics letters, 1989, Vol. 25, n°4, pp. 278-280.
- [7] L. ACCATINO, G. BERTIN
Modal analysis of curved waveguides
20th European Microwave Conference, 1990, pp. 1246-1250.
- [8] R. B. SWINT, T. S. YEOH, V. C. ELARDE, J. J. COLEMAN, M. S. ZEDIKER
Curved waveguides of spatial mode filters in semiconductor lasers
IEEE Photonics Technology Letters, 2004, Vol. 16, n° 4, pp. 12-14.
- [9] L. M. JOHNSON, F. J. LEONBERGER
Low-loss LiNbO₃ waveguide bends with coherent coupling
Optics Letters, 1983, Vol. 8, n° 2, pp. 111-113.
- [10] N.J.P. FRENETTE, J.C. CARTLEDGE
Towards the optimization of dielectric branching waveguides: the effect of longitudinal variations in the branching angle
IEEE Journal of Quantum Electronics, 1988, Vol. 24, n° 12, pp. 2491-2498.
- [11] T. C. SUM, A. A. BETTIOL, S. VENUGAPOL RAO, J. A. VAN KAN, A. RAMAN, F. WATT
Proton beam writing of passive polymer optical waveguides
Proc of SPIE, 2004, Vol. 5347, pp. 160-168.
- [12] P-L. LIU, B-J. LI, P.J. CRESSMAN, J.R. DEBESIS, S. STOLLER
Comparison of measured losses of Ti: LiNbO₃ channel waveguide bends
IEEE Photonics Technology Letters, 1991, Vol. 3, n° 8, pp. 755-756.
- [13] M. HEINBACH, M. SCHEINLE, A. SCHMID, B. ACKLIN, G. MÜLLER
Low-loss bent connections for optical switches
IEEE Journal of lightwave technology, 1997, Vol. 15, n° 5, pp. 551-552.
- [14] J. NAYYER, Y. SUEMATSU, K. SHIMOMURA
Analysis of reflection-type optical switches with intersecting waveguides
IEEE Journal of lightwave technology, 1988, Vol. 6, n° 6, pp. 1146-1152.
- [15] M.G. DALY, P.E. JESSOP, D. YEVICK
Crosstalk reduction in intersecting rib waveguides
IEEE Journal of lightwave technology, 1996, Vol. 14, n° 7, pp. 1695-1698.
- [16] X. WANG, B. HOWLEY, M.Y. CHEN, R.T. CHEN
Polarization-independent all-wave polymer-based TIR thermo-optic switch
IEEE Journal of Lightwave Technology, 2006, Vol. 24, n° 3, pp. 1558-1565.
- [17] R.A. SOREF, A.R. NELSON

Compound optical crosspoint with low crosstalk
Applied Optics, 1977, Vol. 16, n° 12, pp. 3223-3229.

[18] K. ARETZ, H. BÜLOW
Reduction of crosstalk and losses of intersecting waveguide
Electronics Letters, 1989, Vol. 25, n° 11, pp. 730-731.

[19] H.G. BUKKEMS, C.G.P. HERBEN, M.K. SMIT, F.H. GROEN, I. MOERMAN
Minimization of the loss of intersecting waveguides in InP-based photonic integrated circuits
IEEE Photonics Technology Letters, 1999, Vol. 11, n° 11, pp. 1420-1422.

[20] I. MOERMAN, P. VAN DAELE, P. M. DEMEESTER
A review on fabrication technologies for the monolithic integration of tapers with III-V semiconductor devices
IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 1997, Vol. 3, n° 6, pp. 1308-1320.

[21] 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.

[22] T. MIZUNO, T. KITOH, M. ITOH, T. SAIDA, T. SHIBATA, Y. HIBINO
Optical spotsize converter using narrow laterally tapered waveguide for planar lightwave circuits
IEEE Journal of lightwave technology, 2004, Vol. 22, n° 3, pp. 833-839.

Chapitre II :

Etude expérimentale de la matrice 2X2 passive

Dans le chapitre précédent, nous avons défini par modélisation quelques structures optimales de matrices passives 2X2 sur InP constituées de guides en arête courbes à base de fonctions sinusoïdales. Ces matrices sont munies d'adaptateurs de mode en entrée et aux intersections des guides.

Le chapitre deux est consacré à la réalisation technologique de ces circuits intégrés photoniques, à leur caractérisation, et à l'analyse de leur comportement optique en s'appuyant sur les résultats théoriques du chapitre précédent.

2.1. Réalisation technologique des matrices passives

Les composants photoniques sont purement passifs, et sont donc constitués de guides en arête fabriqués sur une épitaxie de la filière InP. Leur réalisation technologique ne comporte qu'une seule étape, qui est une gravure pour définir l'arête du guide. Il s'ensuit que la topologie de ces composants se confond, exceptionnellement ici, avec le (seul) masque nécessaire, qui est un masque dédié à la gravure. La représentation (topologique) de nos composants photoniques se fera donc tout naturellement par la présentation du dessin de leur masque, puisque la géométrie associée est directement celle de nos composants. Au préalable, nous rappelons l'épitaxie de départ qui a servi à la réalisation technologique, ainsi que la structure de guide après définition de l'arête par gravure.

2.2.3. Epitaxies

La croissance des couches épitaxiales a été effectuée par jet moléculaire source gaz à l'IEMN, dans l'équipe épitaxie dirigée successivement par Francis MOLLOT puis Xavier WALLART. Les structures sont celles de la figure 2.1.a et b et ont été définies par analyse modale dans le chapitre précédent. Deux types d'épitaxies ont ainsi été traités. Leur croissance a été effectuée sur substrat InP N⁺ de façon à se placer dans les mêmes conditions que celles du dispositif final qui implique l'introduction de structures PIN. La première couche est une couche tampon non intentionnellement dopée d'épaisseur 1μm de façon à limiter les pertes par porteurs libres [1]. La couche de quaternaire InGaAsP est elle aussi non intentionnellement dopée ; elle est de composition adaptée à la longueur d'onde 1.18μm ou 1.3μm d'épaisseur 2000Å ou 3000Å selon la structure considérée.

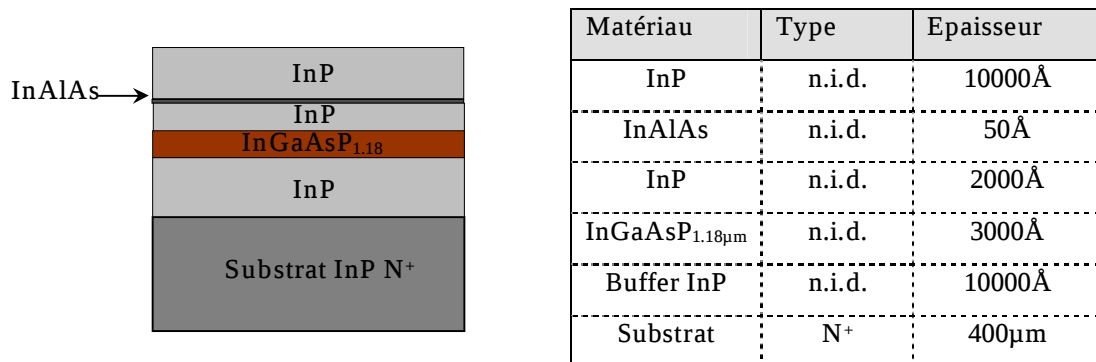


Figure 2.1.a. 1^{ère} Structure épitaxiale utilisée pour la fabrication des matrices 2X2 passives à base de quaternaire InGaAsP_{1.18μm}

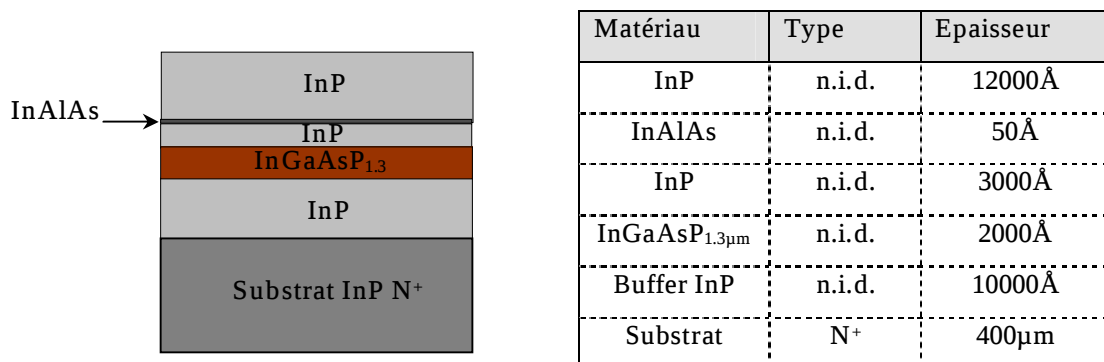


Figure 2.1.b. 2^{ème} Structure épitaxiale utilisée pour la fabrication des matrices 2X2 passives à base de quaternaire InGaAsP_{1.30μm}

Rappelons brièvement que cette couche de quaternaire représente le cœur du guide d'indice plus élevé que celui d'InP ; c'est dans cette couche que se propagera la plus grande partie de la puissance optique injectée dans le circuit intégré. Cette couche de quaternaire est suivie d'une couche d'InP non intentionnellement dopée qui représente la deuxième couche de confinement du guide optique. La première, rappelons-le, est assurée par la couche tampon

et de façon plus atténuée par le substrat. La couche d'InP supérieure a une épaisseur totale de $1.5\mu\text{m}$ ou $1.2\mu\text{m}$, mais elle est séparée en deux parties par une couche d'InAlAs de $50\text{\AA}$ d'épaisseur positionnée à $2000\text{\AA}$ ou $3000\text{\AA}$ de la couche de quaternaire et à 1 ou $1.2\mu\text{m}$ de la surface de l'épitaxie ; cette couche de ternaire servira de couche d'arrêt lors de la réalisation du guide optique [2]. Nous rappelons figure 2.2 la structure des guides passifs obtenus après gravure de ces épitaxies.

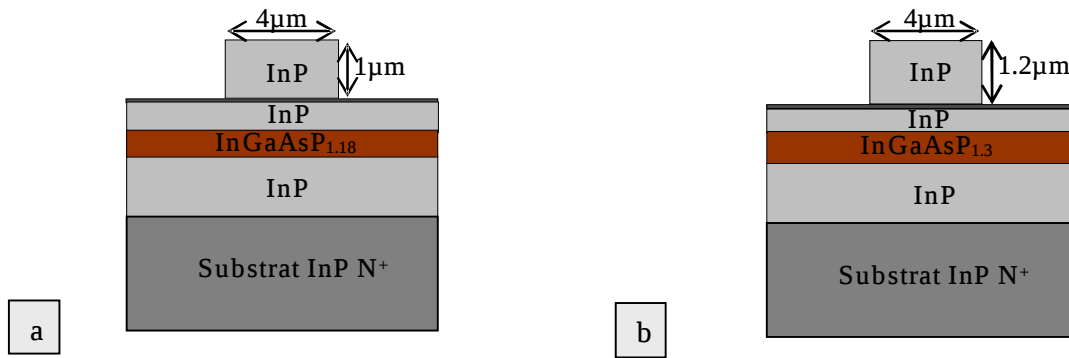


Figure 2.2. Structures des guides passifs sur InP utilisés, a : 1^{ère} structure, b : 2^{ème} structure.

2.2.3. Composants réalisés

Ils découlent directement de l'étude théorique du chapitre précédent. L'objectif est l'étude de la matrice passive 2X2, dont nous rappelons la structure optimisée dans la figure 2.2. Elle comporte comme nous l'avons déjà signalé des courbures en sinus, une intersection avec adaptateurs de mode centraux (tableau 1.4) et des adaptateurs de mode en entrée de matrice. Ce dispositif figurera bien entendu dans le masque final de gravure des guides optiques avec les dimensions qui sont présentées dans la légende de la figure 2.3.

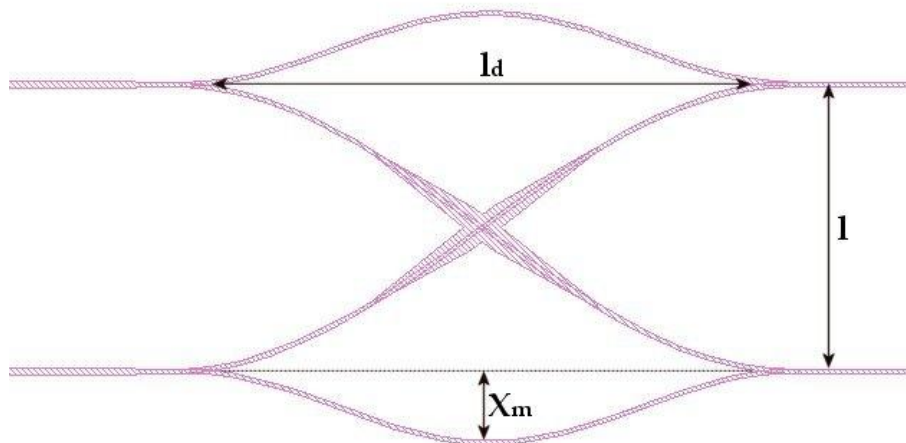


Figure 2.3. Topologie (ou masque de gravure) de la matrice passive optimisée avec les dimensions suivantes : $l_d = 3000, 3100, 3200, 3500, 3550, 3600, 5250, 5640\mu\text{m}$; $l = 250, 500\mu\text{m}$; $X_m = 25, 26, 34, 35, 54, 70, 80\mu\text{m}$.

Pour permettre une comparaison en terme de pertes de propagation, nous avons également introduit les dispositifs suivants :

- I. Guides droits : Ils nous permettront d'évaluer les pertes de propagation intrinsèques de la structure guidante (figure 2.4).



Figure 2.4. Topologie (ou masque de gravure) des guides droits.

- II. Guides croisés sans et avec adaptateurs de mode centraux : ils sont l'un des éléments de base de la matrice passive. Ces dispositifs permettront une évaluation des pertes de propagation dans cette partie de la matrice, mais aussi une mesure de la diaphotie sans et avec adaptateurs de mode centraux, et donc de mesurer l'effet des ces adaptateurs sur l'amélioration espérée de la diaphotie. La figure 2.5 présente les géométries correspondantes.



Figure 2.5. Topologie (ou masque de gravure) des guides croisés respectivement sans et avec adaptateurs de mode centraux.

- III. Jonctions Y : il s'agit plus précisément de deux guides d'entrée se recombinaient dans un guide de sortie grâce à une jonction Y (figure 2.6). Ces dispositifs permettront d'évaluer les pertes de propagation dans les guides courbes formant la matrice et dans la jonction Y, ainsi que la division équitable de la puissance lorsqu'on injecte la lumière dans la branche commune de la jonction Y.



Figure 2.6. Topologie (ou masque de gravure) d'une jonction Y.

IV. Matrices complètes : il s'agit de toutes les matrices avec et sans adaptateurs de mode centraux, ainsi qu'avec et sans adaptateurs de mode en entrée. Au total, ceci correspond à 28 matrices 2X2. Les différentes topologies nous permettront de vérifier les améliorations apportées par l'introduction des adaptateurs de mode. La figure 2.7 donne un exemple de topologie de masque de matrice 2X2 sans adaptateur de mode.

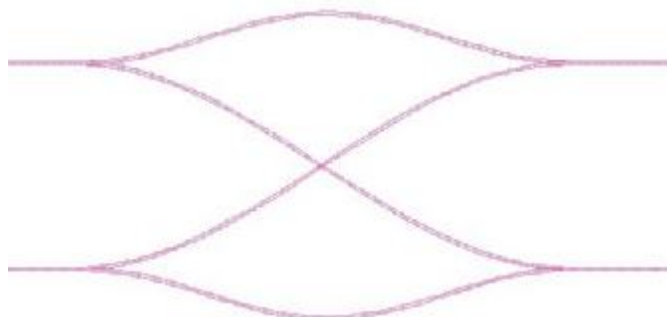


Figure 2.7. Topologie (ou masque de gravure) d'une matrice 2X2 sans adaptateur de mode.

L'ensemble de ces dispositifs est rassemblé dans un masque global (figure 2.8) qui représente le masque de gravure des guides constituant les dispositifs passifs.



Figure 2.8. Masque complet des dispositifs à réaliser.

2.2.3. Opérations technologiques

En principe, comme nous venons de le signaler, elle ne comporte qu'une étape qui consiste en la gravure du guide en arête à l'aide du masque présenté au paragraphe précédent. C'est

une étape cruciale et déterminante quant aux performances optiques des composants. Cette étape technologique nécessite une gravure anisotrope, homogène, verticale et surtout peu rugueuse afin de réduire au maximum les pertes optiques. La gravure RIE ($\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{Ar}$) doit nous permettre de satisfaire ces conditions [3-8]. Les guides sont donc obtenus par gravure RIE de la couche d'InP superficielle jusqu' à la couche d'arrêt en InAlAs ; nous utilisons ainsi les propriétés de gravure sélective où encore de vitesses d'attaque très différentes entre l'InP et l'InAlAs. Pour les gaz ($\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{Ar}$) et les paramètres utilisés, celles-ci sont d'environ 200 à 300Å / min pour l'InP et de 10Å / min pour l'InAlAs.

Ces vitesses d'attaque imposent une gravure d'InP d'environ une heure. Nous ne disposons pas à l'IEMN de résine susceptible de résister à l'attaque RIE pendant une durée aussi longue. La technique que nous avons adoptée consiste à utiliser la silice comme masque de protection pour la définition des guides en arête. Celle-ci impose, par conséquent, un dépôt de résine électronique négative SAL 601 qui servira à définir la largeur de l'arête des guides optiques, après écriture au masqueur électronique. La résine exposée aux électrons est ensuite développée par MF322, puis la silice qui apparaît en dehors de l'arête est ensuite enlevée par attaque plasma (CHF_3/CF_4). A l'issue de cette attaque, on peut considérer que le masque de résine est transféré sur la silice. Nous pouvons alors effectuer la gravure d'InP du guide.

Les différentes opérations technologiques correspondantes sont présentées de façon détaillée dans les tableaux 2.1, 2.2 et 2.3.

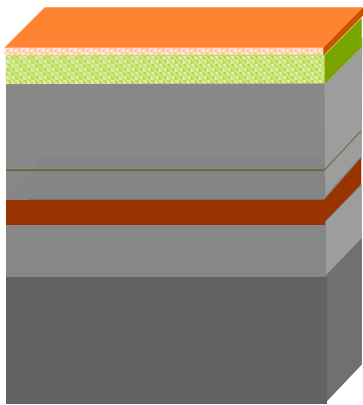
1. Nettoyage du substrat à l'acétone et à l'alcool isopropylique. 2. Dépôt de 2000Å de silice par PECVD à la température de 300°C. 3. Recuit pleine plaque de 5 minutes à 110°C pour évaporer les solvants résiduels. 4. Pré-dépôt du promoteur d'adhérence HMDS ($v=3000\text{m/s}$, $a=1000\text{m/s}^2$, $t=20\text{sec}$). 5. Enduction de résine électronique SAL 601: ($v=2000\text{m/s}$, $a=1000\text{m/s}^2$, $t=15\text{sec}$). 6. Recuit pleine plaque de 3 minutes à 105°C L'épaisseur totale de résine déposée est de 6600Å	
--	--

Tableau 2.1. Procédé de dépôts de la silice et de la résine et paramètres nécessaires.

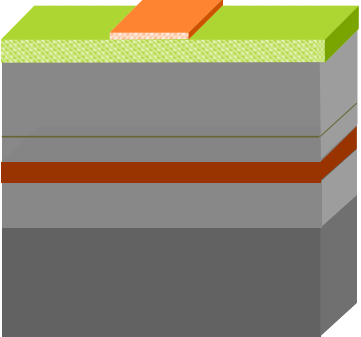
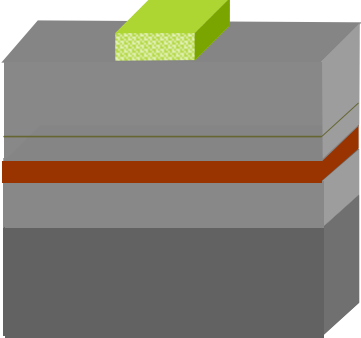
7. Ecriture électronique : tension=50kV, dose=5μC / cm². 8. Inversion de masque par un recuit post-écriture pleine plaque à 115°C pendant 3min. 9. Développement pendant 8 minutes dans 2 bains de MF 322. Rinçage à l'eau désionisée pendant 30 secondes.	
10. Gravure de silice par plasma (CHF₃/CF₄), débits respectifs (40/40) sous pression=50mT, puissance=125W, tension=337V. 11. Nettoyage du masque de résine par plasma O₂, 25sccm, 50mT, 100W, 400V pendant 5min. La vitesse de gravure de la silice est de 200Å/min.	

Tableau 2.2. Procédé de réalisation du masque en silice des guides passifs et paramètres nécessaires.

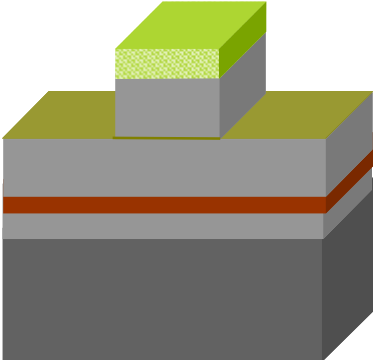
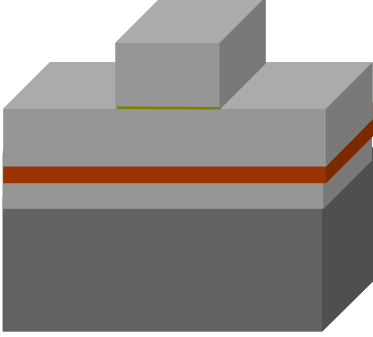
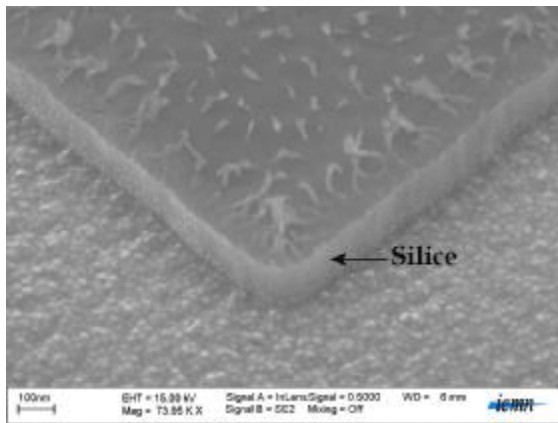
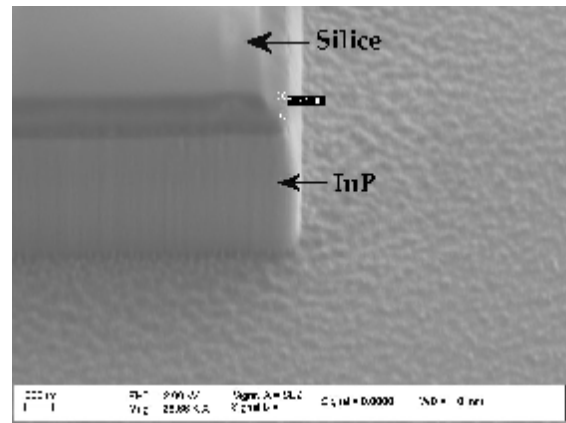
12. Gravure RIE d'InP, débits respectifs de (CH₄/H₂/Ar): (6/50/10) sccm, pression= 50mT, puissance= 225W, tension=420V. (Cycle de 10min + 3min plasma O₂ + 2min de pompage) La vitesse de gravure d'InP est de 280Å/min.	
13. Gravure de la silice par plasma (CHF₃/CF₄), débits respectifs (40/40) sccm sous pression=50mT, puissance=125W, tension=337V. 14. Retrait de la couche d'arrêt par une gravure chimique dans la solution (H₃PO₄/H₂O₂/H₂O) de concentrations respectives (5: 1: 40) pendant 5 secondes [9-11], rinçage à l'eau désionisée (EDI). La vitesse de gravure d'InAlAs est de 1500Å/min.	

Tableau 2.3. Procédé de gravure des guides passifs et paramètres nécessaires.

Nous donnons ci-dessous quelques photographies prises au microscope électronique à balayage (figure 2.9.a.b et c) et optique (figure 2.10) au cours de la réalisation des guides passifs.

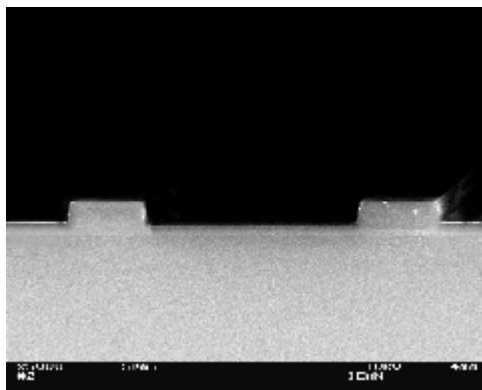


Masque de silice après retrait du masque de résine

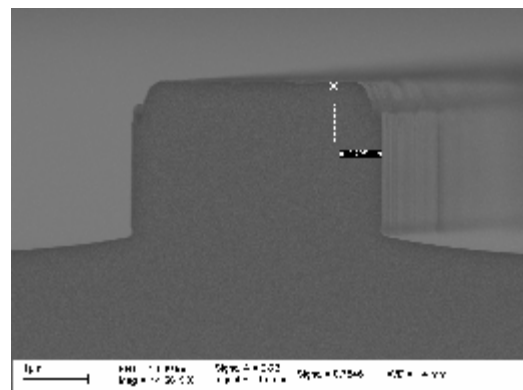


Extrémité d'arête InP avec la couche de silice

Figure 2.9.a. Photographies prises au microscope électronique des gravures de silice et d'InP réalisées.

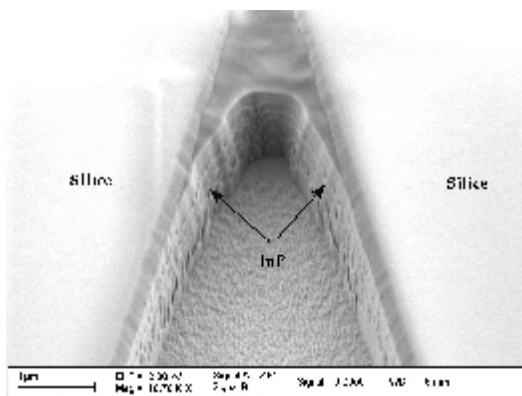


Vue en coupe des arêtes des guides passifs

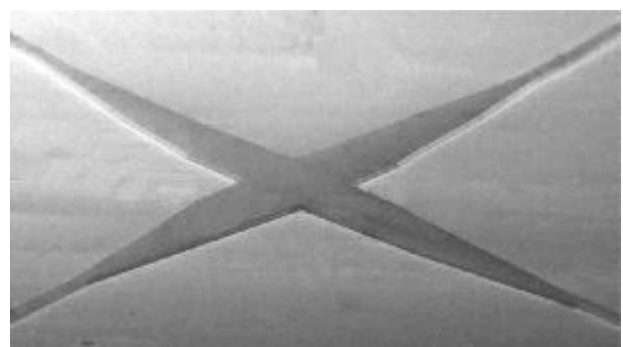


Vue en détail de l'arête InP du guide passif

Figure 2.9.b. Photographies prises au microscope électronique du profil d'arêtes en InP après gravure.

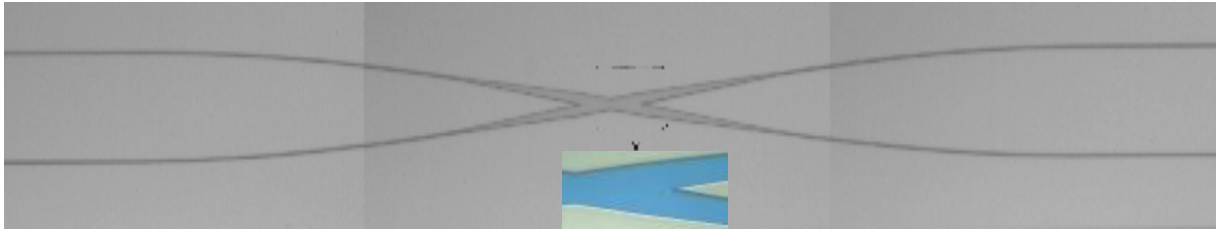


Vue en perspective de la jonction Y avec couche de silice

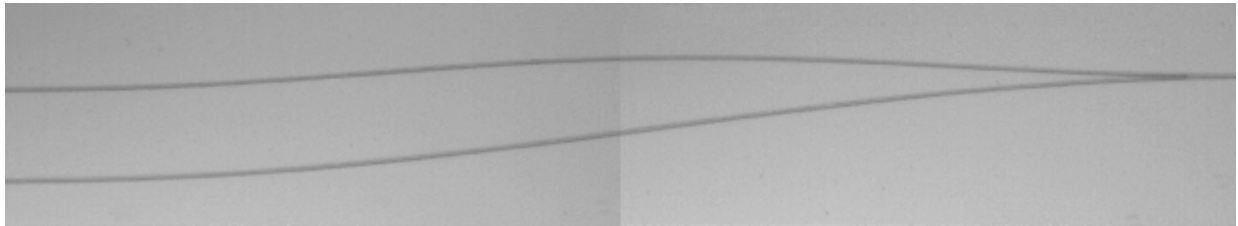


Vue de dessus des adaptateurs de mode centraux

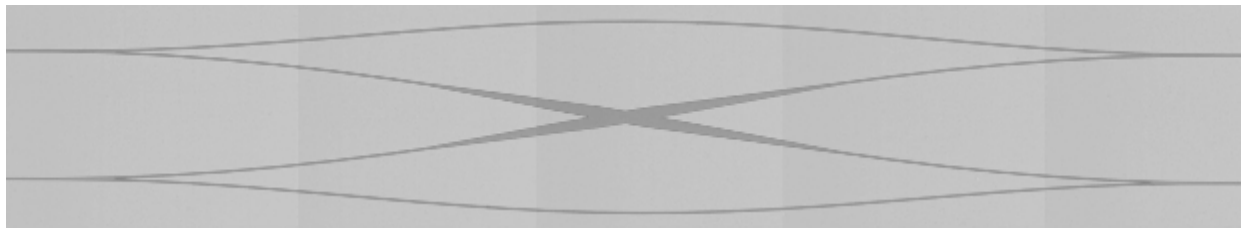
Figure 2.9.c. Photographies prises au microscope électronique de guides passifs finalisés.



Croisement muni d'adaptateurs de mode centraux réalisé (avec une vue détaillée de l'intersection avec adaptateurs centraux)



La jonction Y réalisée



Matrice complète réalisée

Figure 2.10. Photographies prises au microscope optique de guides passifs finalisés.

Remarque : Gravure profonde pour isolation optique

Dans le but d'éviter toute propagation optique parasite de type planaire dans la couche guidante de quaternaire InGaAsP, nous avons introduit une gravure profonde de part et d'autre des guides d'onde, étape qui consiste à graver la couche de quaternaire ainsi qu'une partie de la couche d'InP sous-jacente. Nous avons fixé la distance entre le flanc de l'arête du guide et cette gravure à 10 μ m, en nous appuyant sur des résultats de simulations de type BPM 2D, qui prévoient qu'à cette distance il n'y a pratiquement plus d'effet sur la propagation de la lumière dans le guide d'onde adjacent. Dans ce cas, tous les guides de la matrice ont été pourvus d'une gravure profonde supplémentaire. Cette façon de procéder devrait permettre d'évaluer l'intérêt possible de cette gravure profonde. Nous avons introduit cette gravure pour quelques matrices 2X2. Nous avons également cherché à évaluer la possibilité d'utiliser cette gravure profonde en entrée du circuit intégré photonique comme, simultanément, adaptateur de mode et système d'injection de lumière localisée autour du guide optique d'entrée. Quelques modélisations par BPM 2D, mais surtout une démarche intuitive, nous ont guidés pour définir la géométrie du masque de gravure

profonde qui est présenté figure 2.11. La comparaison des propriétés optiques de nos composants avec et sans gravure profonde en entrée, devrait permettre d'évaluer l'intérêt de cette opération supplémentaire.

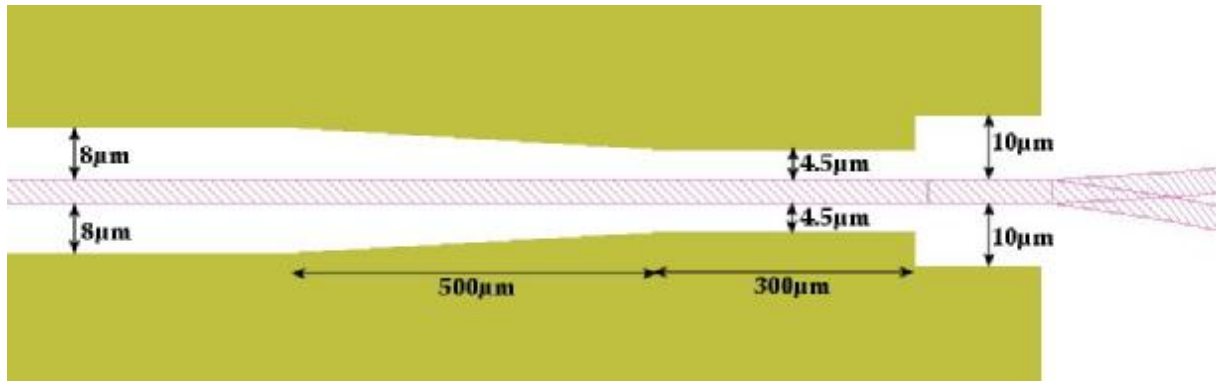


Figure 2.11. Masque de gravure profonde du guide en entrée

La figure 2.12 montre la topologie d'une matrice avec gravure profonde pour tous les guides d'onde ainsi qu'en entrée.

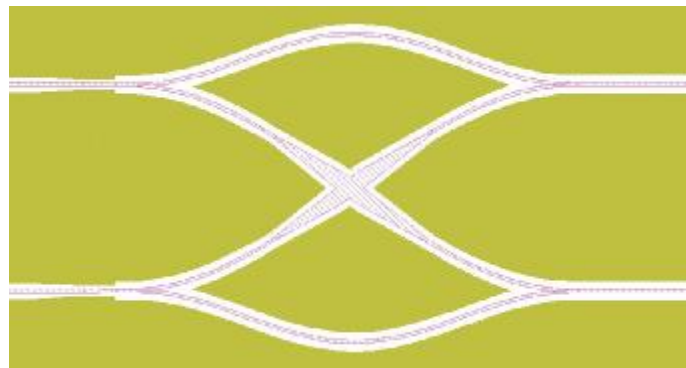


Figure 2.12. Superposition des deux masques de gravure (guides d'onde et gravure profonde) d'une matrice 2X2 complète.

La technologie de cette gravure est tout à fait semblable à celle utilisée pour la gravure de l'arête de guide. C'est-à-dire qu'elle suppose un dépôt de silice et d'une résine électronique, une gravure de la silice après révélation de la résine exposée aux électrons (écriture électronique), puis gravure RIE profonde au-delà du quaternaire.

Les paramètres utilisés pour ce processus technologique sont sensiblement différents de ceux utilisés pour la définition de l'arête des guides optiques et sont rassemblés de façon précise dans le tableau 2.4.

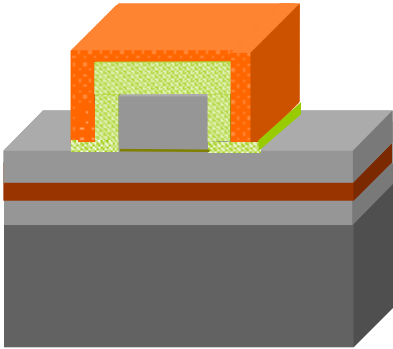
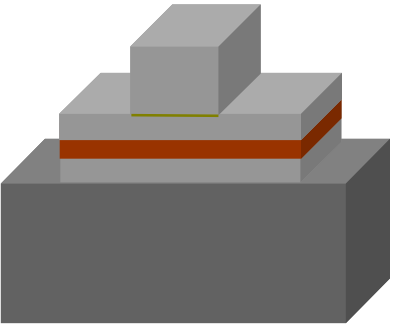
1. Dépôt de 2000Å de silice par PECVD à la température de 300°C. 2. Enduction de résine électronique EL 13%: ($v=2900\text{m/s}$, $a=1000\text{m/s}^2$, $t=12\text{sec}$) suivie par un recuit d'une minute à 80°C et pendant 30min à 170°C. 3. Ecriture électronique : tension=50kV, dose= 170$\mu\text{C/cm}^2$. 4. Préparation de la solution (1/3MIBK, 2/3 IPA) agitée pendant 2 min à 150tr/min, puis révélation du substrat pendant 80 secondes à 100tr/min, rinçage à l'alcool pendant 30sec. 5. Transfert du masque de résine sur silice par gravure plasma (CHF₃/CF₄) de débits respectifs (40/40), puissance=125W, pression=50mT, tension=320V. 6. Retrait de résine restante par plasma O₂.	
7. Gravure RIE d'InP, InGaAsP et InP : débits respectifs de (CH₄/H₂/Ar) à (6/50/10) sccm, pression=65mT, puissance=225W, tension=337V. (Cycle de 10min + 3min plasma O₂ + 2min de pompage) 8. Retrait de la couche restante de nitrure par (CHF₃/CF₄) de débits respectifs (40/40), puissance=125W, pression=50mT, Tension=282V.	

Tableau 2.4. Procédé de réalisation des gravures profondes et paramètres nécessaires.

Voici quelques photographies prises au cours de la réalisation de la gravure profonde (figures 2.13 et 2.14).

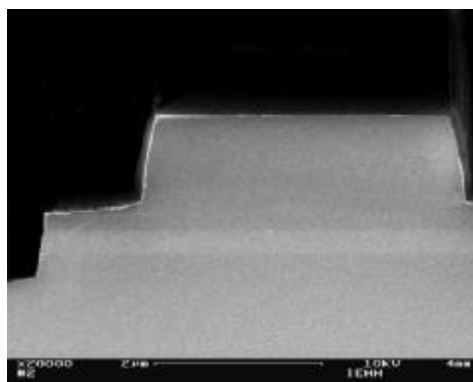


Figure 2.13. Photographie prise au microscope électronique de la vue en coupe du guide d'onde avec gravure profonde.

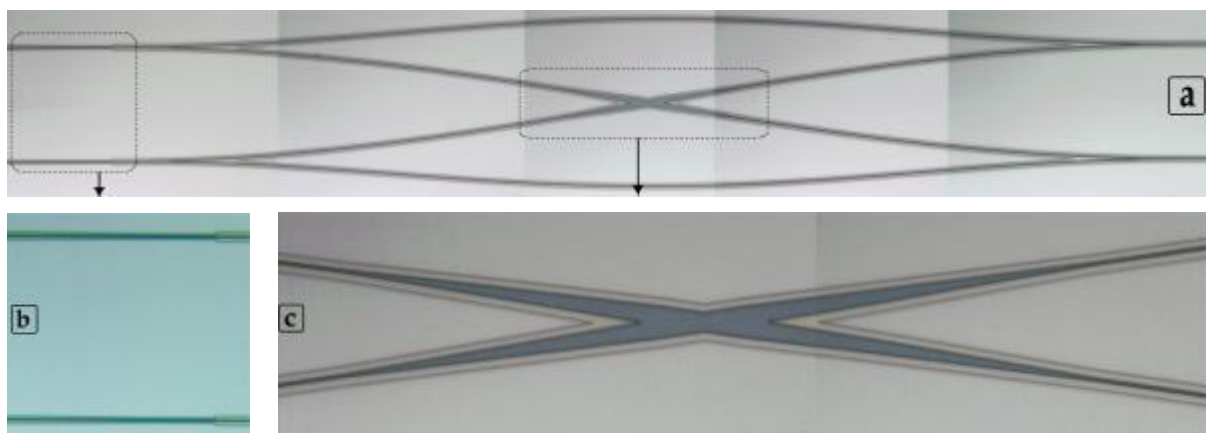


Figure 2.14. Photographies prises au microscope optique de guides d'onde avec gravure profonde, a : matrice complète réalisée avec gravure profonde, b : gravure profonde en entrée du guide, c : gravure profonde autour d'un croisement munis d'adaptateurs de mode centraux.

2.2.3. Amincissement

L'amincissement est également un point sensible mais inévitable. L'épaisseur du substrat est d'environ 340 μm . Pour un clivage correct, un amincissement jusqu'à une épaisseur d'environ 130 μm est nécessaire. On évite de trop amincir la plaque pour qu'elle ne se clive pas pendant ses manipulations ultérieures. Pour cette opération, nous déposons une couche épaisse de résine AZ9260, afin de protéger les composants de la face avant. L'échantillon est ensuite collé à la cire, sachant que la face avant est vers le bas, sur un support en verre permettant d'amincir la plaque. L'amincissement se fait par rodage mécanique sur un plateau en quartz, à l'aide d'une poudre d'alumine en suspension dans de l'eau désionisée. Le support en verre est aspiré par une pompe permettant de régler la pression de l'ensemble sur la poudre d'alumine. Dans un premier temps, l'amincissement est fait par de la poudre d'alumine de 15 μm afin d'amincir une épaisseur importante, jusqu'à ce que l'épaisseur de plaque soit réduite à environ 180 μm . Ensuite, on continue avec de la poudre d'alumine de 3 μm qui amincit plus lentement et permet de bien contrôler la fin de gravure et l'état de surface amincie. On termine par un polissage en utilisant 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 tableau 2.5 nous présente cette étape.

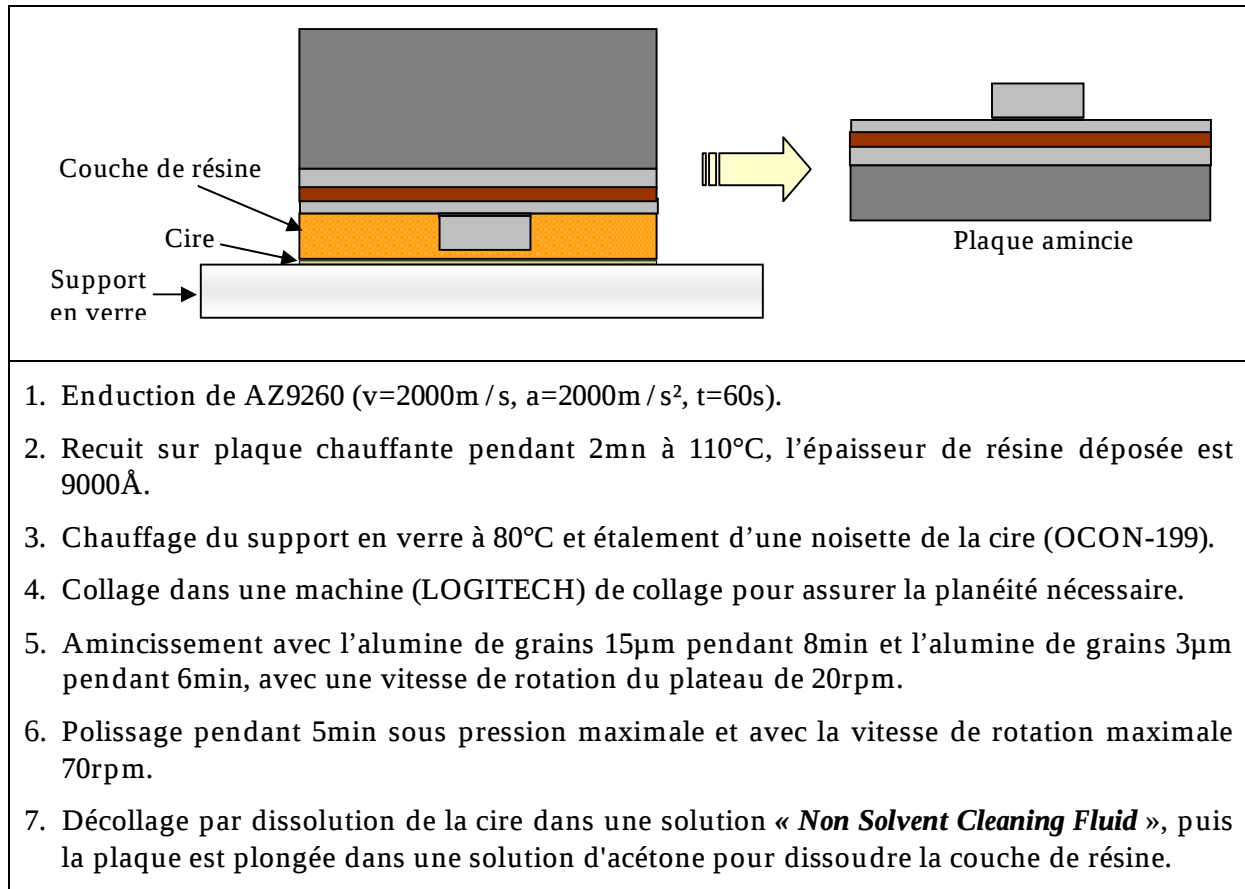


Tableau 2.5. Description du procédé d'amincissement

Après décollage, l'épaisseur de la plaque amincie est égale à environ $130\mu\text{m}$.

2.2.3. Clivage

Le but du clivage est de disposer d'échantillons caractérisables. Pour cela, les faces clivées d'entrée et de sortie du composant photonique réalisé doivent être les plus parfaites possibles. Le clivage s'effectuera avec un substrat aminci à $130\mu\text{m}$ qui est particulièrement fragile. Des motifs ($20\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$) gravés en même temps que le masque de guides d'ondes sont prévus le long de l'axe de clivage et permettent de contrôler la bonne direction du plan de clivage. Nous donnons figure 2.15 la photographie de ce banc de clivage. Pour accomplir le clivage, le substrat est placé sur un film autocollant. Une légère amorce, à l'aide d'une pointe diamant, permettra de localiser le plan de clivage. Nous travaillons sous une loupe binoculaire et sur un dispositif de micro-positionnement permettant d'atteindre une précision de $10\mu\text{m}$ sur la position du trait d'amorce. Ensuite, nous recouvrons le substrat face avant d'un deuxième film autocollant. Le substrat est alors bien tenu entre ces deux films. Nous plaçons l'échantillon au niveau du trait d'amorce sur une lame très fine et nous exerçons une pression très légère vers le bas.



Figure 2.15. Photographies du banc de clivage

A la fin de la réalisation des composants, nous passons à l'étape de caractérisation. C'est l'objet du paragraphe suivant.

2.2. Caractérisation des composants réalisés

Toutes nos expériences ont été réalisées à la longueur d'onde $1.55\mu\text{m}$.

2.2.1. Banc de caractérisation

Ce banc est celui qui a déjà été utilisé pour d'autres travaux de thèse. Pour plus de précision, nous renvoyons le lecteur par exemple au mémoire de thèse de Karine Blary [16]. Rappelons brièvement qu'il permet des mesures en champ proche en sortie de nos dispositifs guide d'onde et des mesures fibre à fibre sur ces mêmes dispositifs. Le cœur du banc est constitué d'un ensemble de micro-positionnements permettant le déplacement dans les trois directions de l'espace ainsi que des déplacements angulaires de l'échantillon à analyser. Ces déplacements sont pilotés de façon mécanique et par réglage piézo-électriques. Une source optique adéquate (EXFO FLS 2600) émettant à la longueur d'onde $1.55\mu\text{m}$ est utilisée. Elle est munie d'une fibre optique monomode, et toutes nos mesures sont effectuées au travers d'un contrôleur de polarisation (GEC- identity y-35-5276-01) avant injection optique dans nos composants. Cette fibre d'entrée est montée sur un système de micro-positionnement de façon à parfaire l'alignement de la fibre avec la structure guidante du composant photonique. La fibre d'entrée est lentillée (le diamètre de la tâche lumineuse au point de focalisation est d'environ $3.8\mu\text{m}$). En sortie du composant, pour les mesures en champ proche, nous disposons d'un objectif de microscope de grandissement 40 pour un écart entre guides d'entrée de $250\mu\text{m}$ et 20 pour un écart entre guides d'entrée de $500\mu\text{m}$. Ce champ

proche est visualisé à l'aide d'une caméra infrarouge (HAMAMATSU camera head, model C2741) connectée à un système vidéo par l'intermédiaire d'un interface approprié. Pour les mesures fibre à fibre, le signal optique en sortie est récupéré à l'aide d'une fibre multimode clivée montée sur un système de micro-positionnement. Cette fibre multimode est connectée à un récepteur optique (HP 8153A, power sensor 800-1700nm) permettant de mesurer la puissance optique récupérée par cette fibre.

Nous donnons figure 2.16.a et b une vue schématique de ce banc de mesure dans les deux configurations.

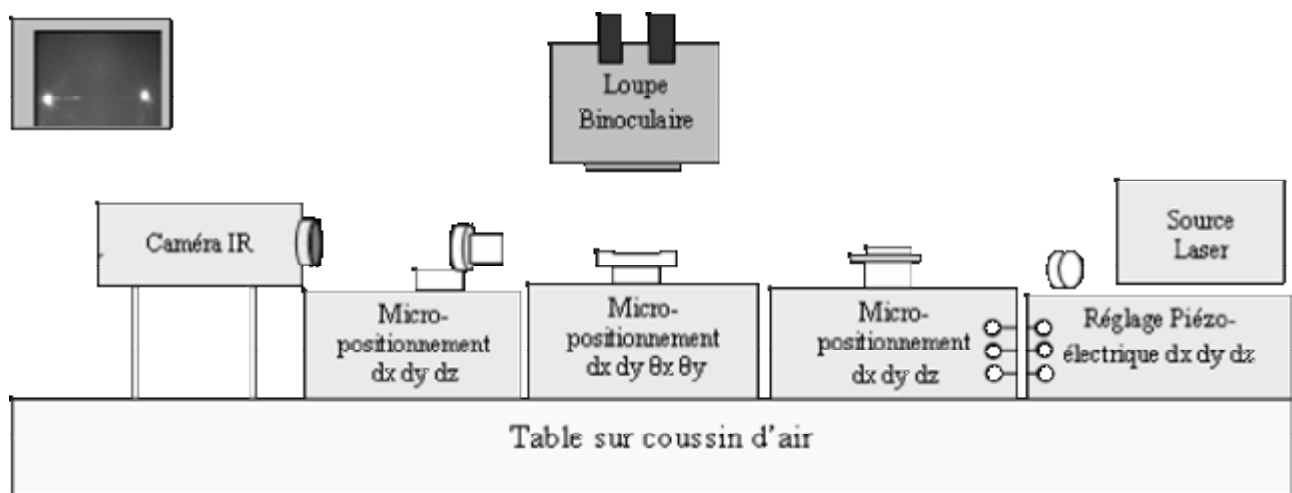


Figure 2.16.a. Vue schématique du banc de caractérisation dans la configuration "champ proche".

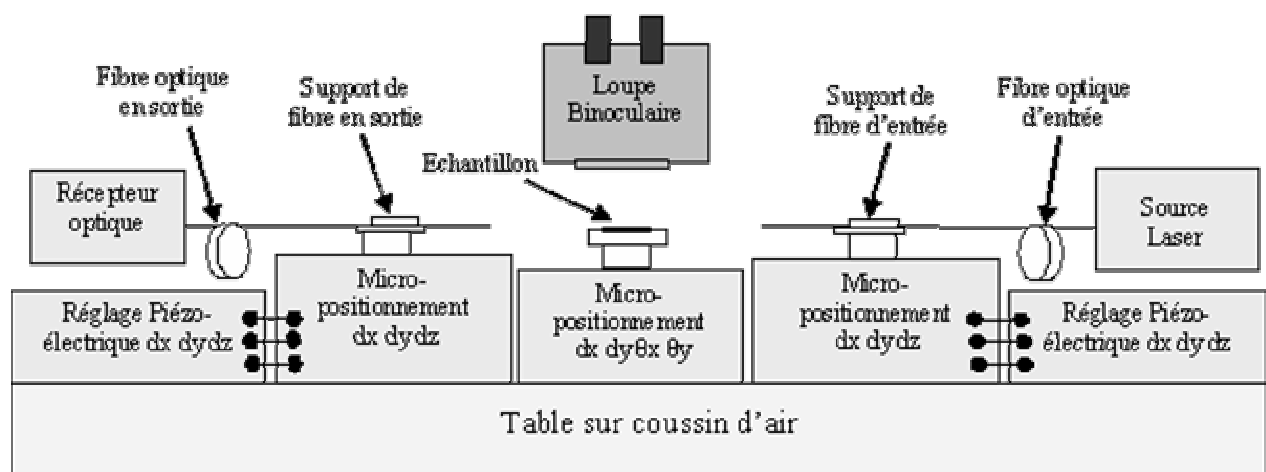


Figure 2.16.b. Vue schématique du banc de caractérisation dans la configuration "fibre à fibre".

La figure (2.17.a, b et c) présente une photographie globale de ce banc ainsi que des photographies plus détaillées dans les deux configurations "champ proche" et "fibre à fibre".



Figure 2.17.a. Vue globale du banc de caractérisation.



Figure 2.17.b. Banc de caractérisation en configuration "champ proche".

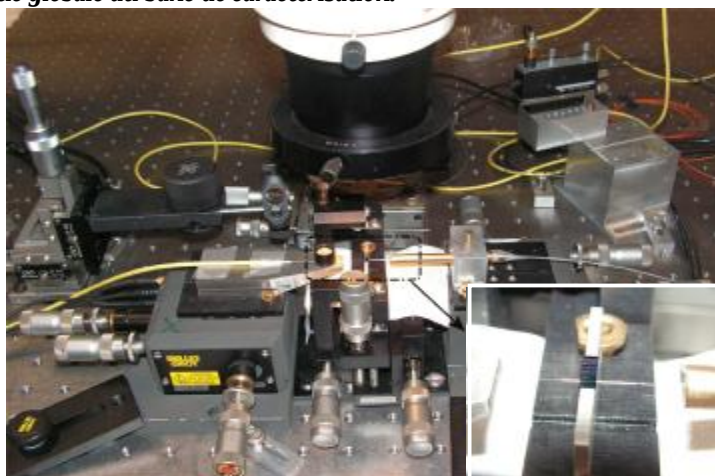
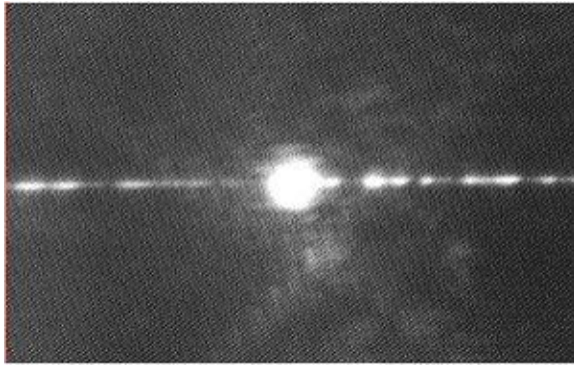


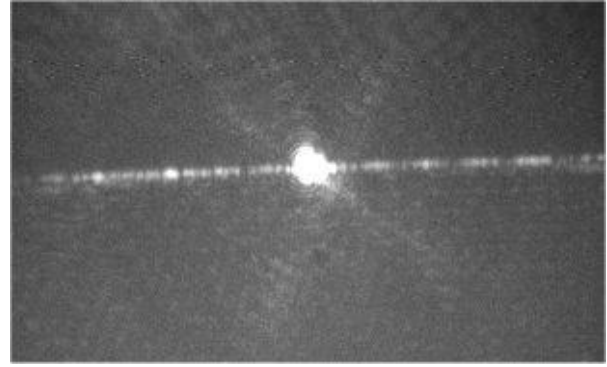
Figure 2.17.c. Banc de caractérisation en configuration "fibre à fibre".

2.2.2. Mesures en champ proche

Ces mesures permettent une vérification qualitative du bon fonctionnement de nos composants photoniques. Un premier exemple est celui associé à l'image champ proche obtenue en sortie d'un guide droit dans lequel on a injecté un signal optique. Cette image est présentée figure 2.18 pour des guides à base de quaternaires $1.18\mu\text{m}$ et $1.3\mu\text{m}$. Elle est constituée d'une tâche principale représentant la distribution de puissance optique au niveau de la face de sortie du guide insérée dans une ligne lumineuse correspondant à la propagation planaire parasite dans le quaternaire qui forme le cœur du guide optique.



Guide à base de quaternaire 1.18μm

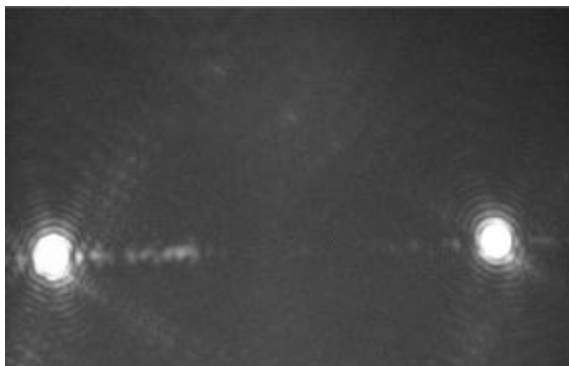


Guide à base de quaternaire 1.3μm

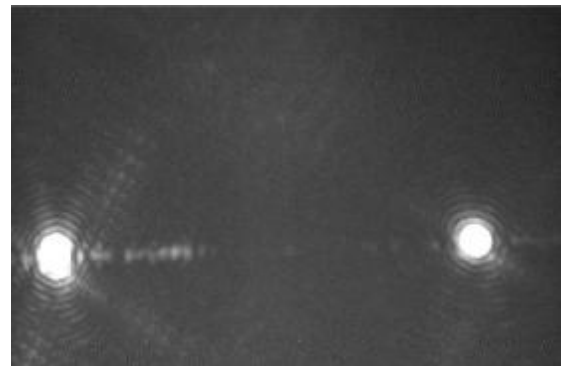
Figure 2.18. Sortie optique d'un guide droit pour les deux structures.

Un deuxième exemple concerne l'image champ proche en sortie d'une jonction Y dans laquelle on a injecté un signal optique.

Nous la présentons en figure 2.19 pour les structures à base de quaternaires 1.18μm et 1.3μm. Cette image est constituée de deux tâches optiques qui semblent presque identiques entre elles ; on note la présence d'une légère propagation planaire parasite entre ces deux tâches.



Guide à base de quaternaire 1.18μm

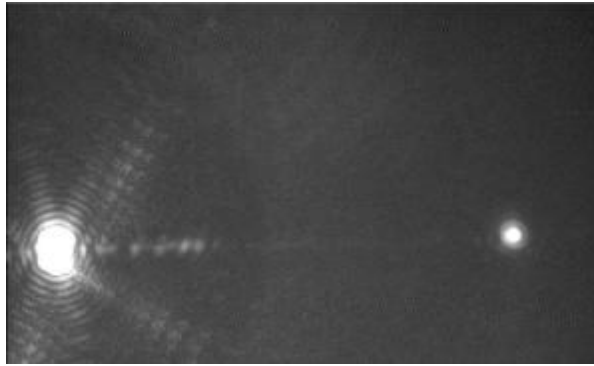


Guide à base de quaternaire 1.3μm

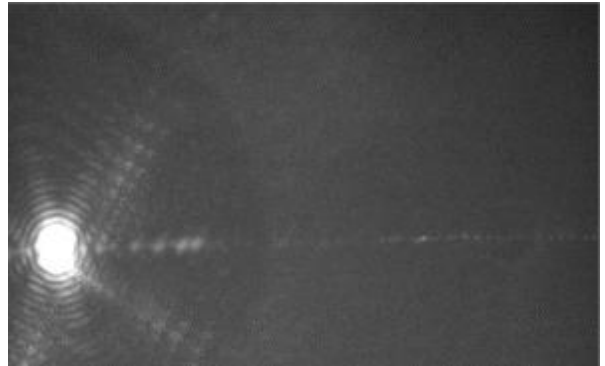
Figure 2.19. Sortie optique d'une jonction Y à la longueur d'onde 1.55μm pour les deux structures.

Un troisième exemple concerne l'image champ proche en sortie d'un croisement non pourvu d'adaptateurs centraux et illustrée en figure 2.20.a et c pour les deux structures à base de quaternaires 1.18μm et 1.3μm. Ces croisements éclairés par l'une des entrées montrent en sortie l'existence d'une tâche optique importante à gauche et encore légèrement existante à droite. Cette image est le reflet d'une mauvaise isolation optique entre les deux guides formant le croisement.

Par contre, elle est très atténuée ou disparaît complètement (figure 2.20.b et d) lorsque le croisement est cette fois-ci muni d'adaptateurs de mode centraux. Ces dernières images laissent espérer de très bonnes diaphoties entre guides de sortie pour des croisements munis d'adaptateurs de mode centraux.



(a) Structure à base de quaternaire 1.18μm



(b) Structure à base de quaternaire 1.18μm



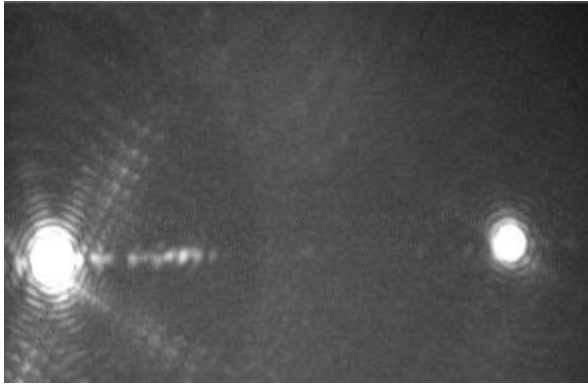
(c) Structure à base de quaternaire 1.3μm



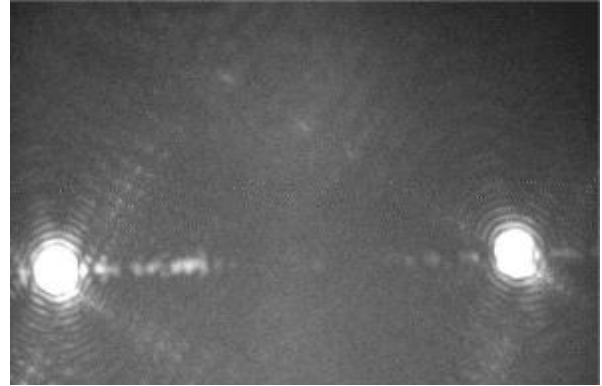
(d) Structure à base de quaternaire 1.3μm

Figure 2.20. *Sortie optique des croisements sans adaptateurs de mode centraux (a et c) et avec adaptateurs de mode centraux (b et d) pour les deux structures.*

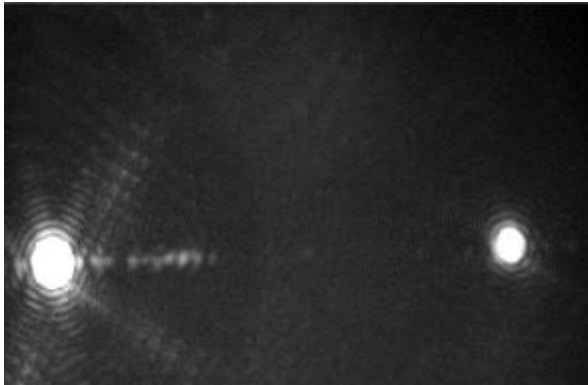
Un dernier exemple de visualisation qualitative du fonctionnement d'un composant photonique, est celui relatif à une matrice passive 2X2 complète ; en éclairant l'une des deux entrées, on devrait en principe récupérer en sortie deux tâches optiques identiques. Ce n'est pas tout à fait ce que l'on constate (figure 2.21.a et b) lorsque l'intersection entre guides diagonaux n'est pas pourvue d'adaptateurs de mode centraux. On constate en effet que l'une des deux tâches est un peu plus brillante que l'autre, caractéristique d'une légère dissymétrie qui disparaît assez nettement (figure 2.21.c et d) lorsque les deux guides diagonaux sont munis d'adaptateurs de mode centraux à leur intersection.



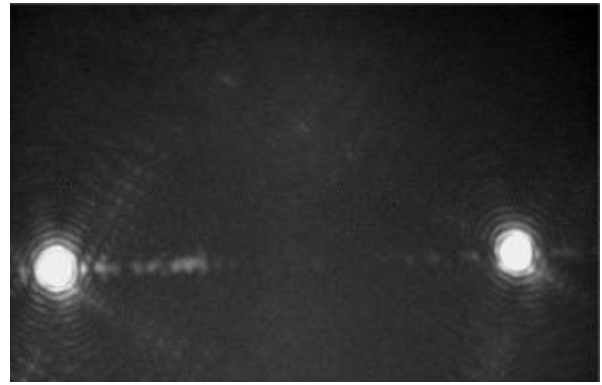
(a) Structure à base de quaternaire 1.18 μ m



(b) Structure à base de quaternaire 1.18 μ m



(c) Structure à base de quaternaire 1.3 μ m



(d) Structure à base de quaternaire 1.3 μ m

Figure 2.21. Sortie optique des matrices sans adaptateurs de mode centraux (a et c) et avec adaptateurs de mode centraux (b et d) pour les deux structures.

Ces résultats démontrent que la dissymétrie relevée dans les dispositifs précédents est bien due au comportement optique à l'intersection entre les deux guides diagonaux. Ils confortent l'idée selon laquelle les adaptateurs de mode centraux apportent, au moins qualitativement, une amélioration significative du comportement de nos composants photoniques.

2.2.3. Mesures fibre à fibre

2.2.3.1. Démarche

Pour la plupart de nos dispositifs photoniques, nous déterminons tout d'abord les pertes de propagation à l'aide de la technique Fabry-Perot bien connue. Elle consiste à mesurer l'intensité de la puissance optique en sortie de la cavité Fabry-Perot formée par le guide d'onde et les deux faces clivées, en fonction de la longueur d'onde du signal optique de travail, dont la puissance d'entrée reste fixe [12-14]. Le contraste des franges d'interférences obtenues conduit aux pertes de propagation à l'aide de la relation suivante [15]:

$$a_{dB} = 10 \log \left(\frac{1 - \sqrt{1 - g^2}}{gR} \right) \text{ sachant que le contraste de franges } \gamma \text{ est donnée par } g = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}},$$

et que R est le coefficient de réflexion aux interfaces entre le guide et l'air, I_{max} et I_{min} correspondent respectivement à un maximum et à un minimum de la puissance de sortie.

La figure 2.22 donne un exemple de franges d'interférences Fabry-Perot pour un guide droit à base de quaternaire $1.18\mu\text{m}$ de longueur 5mm.

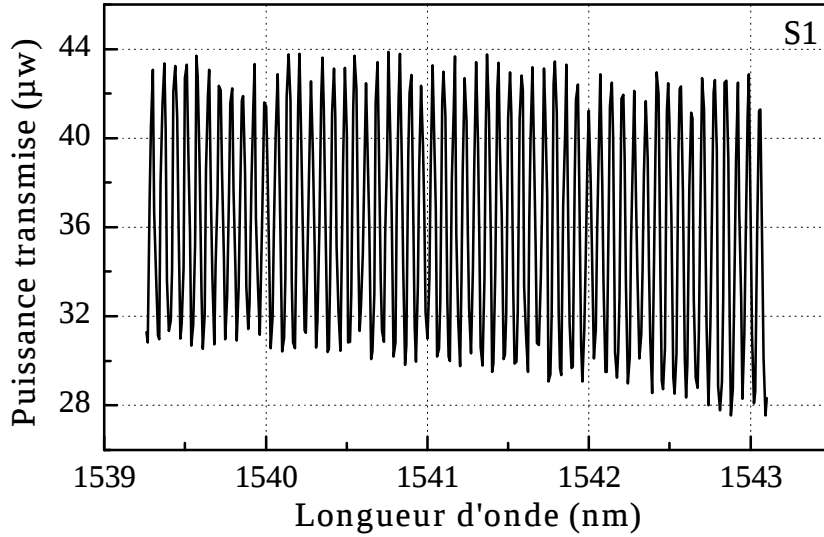


Figure 2.22. Spectre Fabry-Perot typique obtenu sur un guide droit à base de quaternaire $1.18\mu\text{m}$ de 5mm de long.

Cette mesure est ensuite complétée par des mesures de pertes d'insertion. Ces pertes incluent les pertes de propagation et les pertes de couplage. La comparaison avec les résultats déduits des mesures Fabry-Perot conduit aux pertes de couplage. Pour des dispositifs à base de guides croisés, nous pouvons, en plus des pertes d'insertion, déterminer la diaphotie en comparant la puissance optique entre les deux sorties du croisement.

2.2.3.2. Caractérisation des composants à base de quaternaire $\text{InGaAsP}_{1.18}$

Les mesures de pertes de propagation déterminées par Fabry-Perot sur un guide droit ont donné 0.7dB/cm , ce qui est tout à fait comparable aux valeurs habituellement rencontrées pour des guides optiques en arête de la filière InP [17].

Pour un guide droit de 5mm de longueur, nous avons relevé des pertes d'insertion de 16.7dB . Sachant que les pertes de propagation sont de 0.35dB , nous en concluons que les pertes de couplage sont de l'ordre de 16dB , soit en moyenne 8dB/face . Environ 1.5dB proviennent de la réflexion au niveau de l'interface semi-conducteur/air. Les principales pertes de couplage proviennent donc de l'ellipticité du mode (1/5) dans le guide semi-

conducteur. Nous avons ensuite caractérisé différentes jonctions Y dont les dimensions correspondent aux matrices passives 2X2 que nous avons été amenés à optimiser. Nos mesures concernent surtout les pertes supplémentaires qui sont dues à la propagation dans des guides courbes. Pour cela, nous avons utilisé un guide droit comme référence placé à proximité de ces jonctions Y. Nous avons ainsi déterminé expérimentalement les pertes supplémentaires dans la jonction Y comparée au guide droit. Nous avons commencé par le guide qui correspond à la diagonale de la matrice que nous avons appelée "courbe sinus", et qui correspond au paramètre X_{g1} sur la figure 2.23. Pour cela, nous injectons dans la branche correspondant à X_{g1} et nous mesurons la puissance de sortie dans la branche commune de Y.

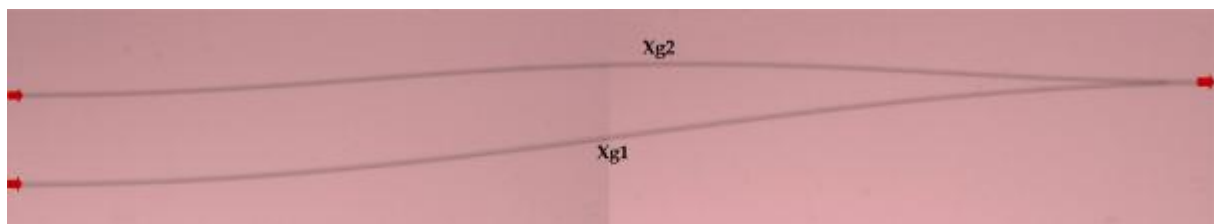


Figure 2.23. Photographie optique d'une jonction Y caractérisée.

Le tableau 2.6 récapitule les valeurs des pertes supplémentaires pour les différentes géométries de jonctions Y testées. Les valeurs de ces pertes supplémentaires ont été comparées aux pertes de propagation qui ont été calculées par BPM2D, en supposant que les pertes ne proviennent que du rayonnement en dehors du guide ; c'est-à-dire nous négligeons les pertes de propagation pouvant provenir des matériaux et de la technologie (rugosité due à la gravure des guides...).

	Courbe sinus (X_{g1})	
	Théorique (dB)	Pratique (dB)
Matrice-3000	0.65	0.85
Matrice-3100	0.75	0.9
Matrice-3200	0.6	0.8
Matrice-3500	0.6	0.8
Matrice-3550	0.7	0.8
Matrice-3600	0.7	0.9

Tableau 2.6. Récapitulatif des pertes optiques dues à la courbure du guide X_{g1} des jonctions Y à base de quaternaire $1.18\mu\text{m}$.

Ces résultats ont été présentés sous forme de courbes (figure 2.24) qui montrent que le comportement prévu théoriquement pour ces pertes de courbures se retrouve expérimentalement, bien que celles-ci soient systématiquement supérieures de quelques

dixièmes de dB. Cet écart pourrait être lié à la difficulté de la technologie à l'endroit où les deux guides se rejoignent pour former la jonction Y et aux imperfections qui pourraient en résulter dans cette zone.

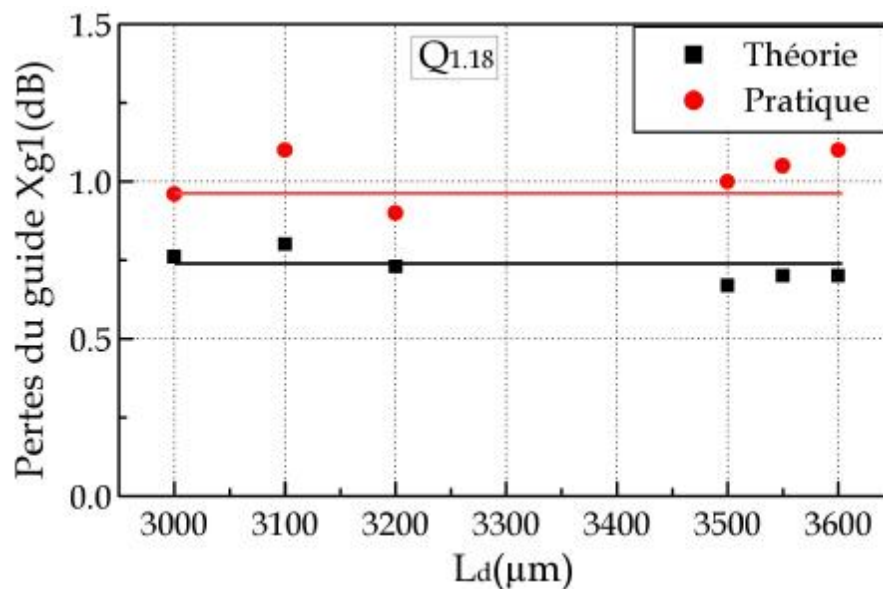


Figure 2.24. Pertes théoriques et pratiques dues à la courbure du guide X_{g1} des jonctions Y à base de quaternaire 1.18 μm . L_d représente la longueur de la courbe en sinus (voir figure 2.24).

Si maintenant nous effectuons les mêmes expériences en injectant dans l'autre branche de la jonction Y, c'est-à-dire celle notée X_{g2} sur la figure 2.23, que nous appelons "arrondi", nous pouvons mesurer les pertes supplémentaires dues à cette courbure toujours par comparaison avec le même guide droit. L'ensemble des résultats est ici récapitulé dans le tableau 3.6 où nous présentons les valeurs pour toutes les géométries de matrices que nous avons optimisées.

	Arrondi (X_{g2})	
	Théorique (dB)	Pratique (dB)
Matrice-3000	0.74	0.85
Matrice-3100	0.8	1
Matrice-3200	0.73	1.1
Matrice-3500	0.65	0.75
Matrice-3550	0.64	0.8
Matrice-3600	0.7	0.9

Tableau 3.6. Récapitulatif des pertes optiques dues à la courbure du guide X_{g2} des jonctions Y à base de quaternaire 1.18 μm .

Les valeurs correspondantes ont été rassemblées dans la figure 2.25 et comparées aux prévisions de la BPM2D qui nous donnent les pertes de propagation dues aux rayonnements dans les courbures sans prendre en compte les pertes dues aux matériaux et à la technologie.

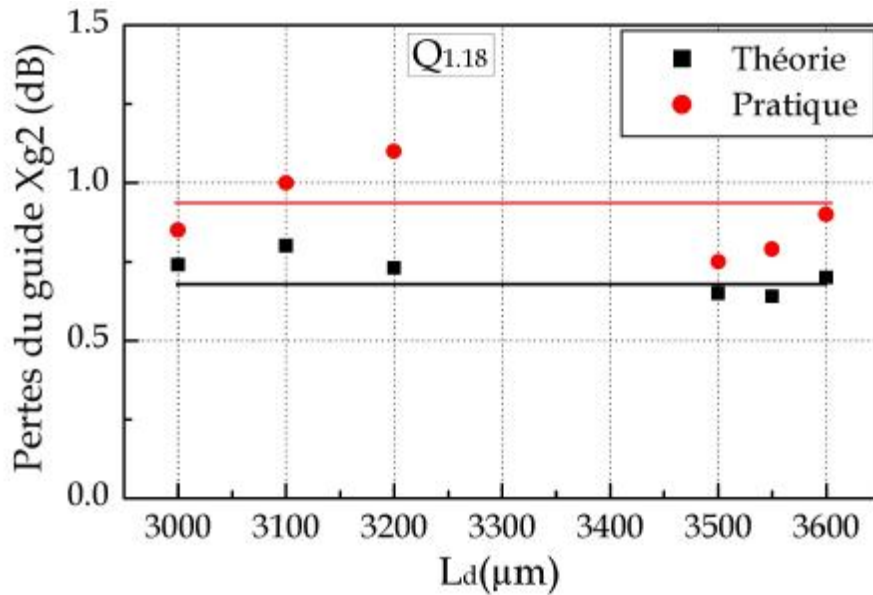


Figure 2.25. Pertes théoriques et pratiques dues à la courbure du guide X_{g2} des jonctions Y optiques à base de quaternaire $1.18 \mu m$.

On constate que les pertes expérimentales sont du même ordre de grandeur que celles prévues théoriquement avec des valeurs légèrement plus élevées de quelques dixièmes de dB qui pourraient être dues aux difficultés de la technologie de la jonction Y, comme nous l'avons déjà signalé dans le cas du guide X_{g1} .

Nous avons ensuite examiné la diaphotie expérimentale des croisements relatifs aux matrices optimisées sans et avec adaptateurs de mode centraux. Rappelons que ces mesures ont été faites en comparant les niveaux de puissance entre les deux sorties du croisement lorsqu'on injecte la lumière dans l'une des deux entrées du croisement (figure 2.26).



Figure 2.26. Photographie optique d'un croisement de guides caractérisé.

Les résultats obtenus sont rassemblés dans le tableau 2.7 où nous avons également reporté les valeurs calculées par BPM2D en supposant que les pertes dues aux matériaux et à la technologie sont négligeables.

Sans adaptateurs centraux	Diaphotie	
	Théorique (dB)	Pratique (dB)
Matrice-3000	-31.2	-26.7
Matrice-3100	-29.8	-24.3
Matrice-3200	-28.2	-24.9
Matrice-3500	-24.3	-23
Matrice-3550	-24.4	-24
Avec adaptateurs centraux		
Matrice-3100	-36.1	-32.9
Matrice-3550	-37.2	-37.2

Tableau 2.7. Récapitulatif des diaphoties des croisements à base de quaternaire $1.18\mu\text{m}$.

L'ensemble de ces résultats a été reporté dans la figure 2.27.

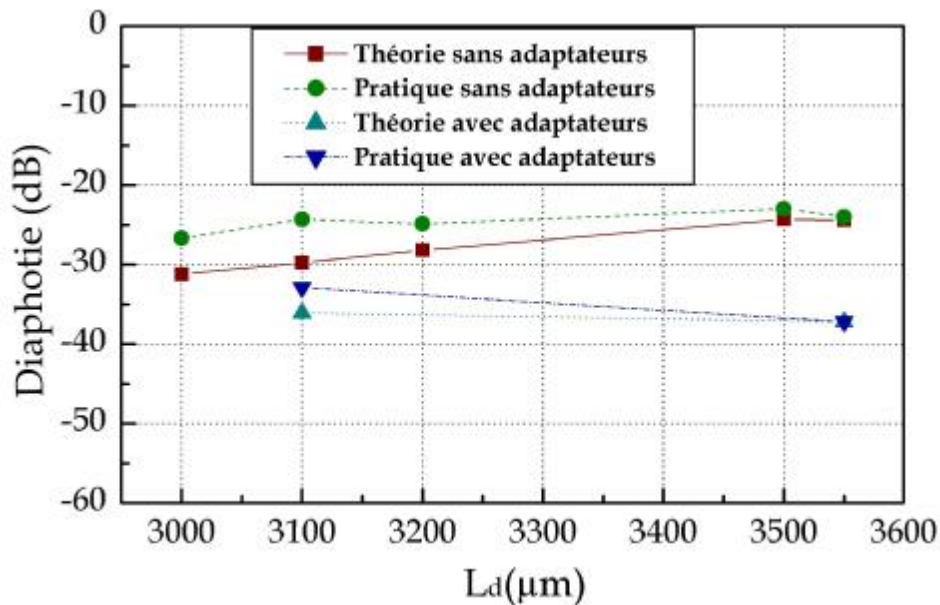


Figure 2.27. Diaphotie des croisements des guides à base de quaternaire $1.18\mu\text{m}$ en fonction de leur longueur.

On constate tout d'abord sur cette figure que la diaphotie expérimentale suit la même évolution que la diaphotie théorique avec l'augmentation de longueur de la matrice. En particulier, on constate une dégradation pouvant être supérieure à 5dB lorsque la longueur de matrice passe de $3000\mu\text{m}$ à $3550\mu\text{m}$. Cette évolution est probablement liée à la diminution de l'angle de croisement à l'intersection entre les deux guides. On note que la diaphotie expérimentale est plus forte de presque de 5dB que la diaphotie théorique pour les longueurs les plus faibles (autour de $3000\mu\text{m}$); cet écart est peut-être dû aux hypothèses simplificatrices introduites dans notre simulation : utilisation de la BPM2D et non pas de la

BPM3D, non prises en compte des pertes dues aux matériaux et à la technologie, limite technologique de définition des angles,

Si l'on examine la diaphotie obtenue lorsque l'intersection est munie d'adaptateurs de mode centraux, on constate une amélioration significative de la diaphotie aussi bien théorique qu'expérimentale. Cette amélioration est de l'ordre de 8dB pour un croisement court (3100 μ m) alors qu'elle peut atteindre 13dB pour un croisement long (3550 μ m). N'oublions pas que, sans adaptateurs de mode centraux, la diaphotie se dégrade pour les croisements longs, puisque ceci correspond à une diminution de l'angle de croisement. Les adaptateurs de mode centraux permettent alors de rattraper l'influence néfaste sur la diaphotie d'une diminution de l'angle de croisement, pour aboutir à des valeurs de diaphotie inférieures à -35dB, c'est-à-dire l'objectif que nous nous étions fixés au départ.

Passons maintenant aux résultats relatifs à la matrice passive complète 2X2. La caractérisation consiste à injecter un signal optique par l'une des deux entrées de la matrice et à mesurer la puissance optique aux deux sorties de la matrice. En principe, si la matrice était parfaite, nous devrions obtenir une division équitable des puissances entre les deux sorties, ce qui correspond à un écart de 3dB entre le niveau de puissance à chaque sortie et le niveau de puissance en entrée. Ces expériences ont été effectuées pour presque toutes les longueurs de matrice optimisée sans adaptateurs de mode centraux et pour une longueur de matrice optimisée munie d'adaptateurs de mode centraux. Nous avons appelé "arrondi" la sortie qui se trouve face à l'entrée dans laquelle on injecte le signal optique, et "sinus" l'autre sortie (voir figure 2.28).

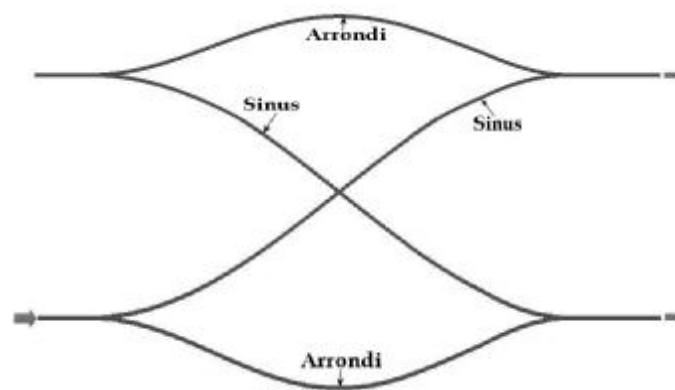


Figure 2.28. Topologie de la matrice passive complète 2X2 caractérisée sans adaptateurs de mode centraux.

Nous avons également effectué la même caractérisation en injectant la lumière dans l'autre entrée. L'entrée choisie est celle qui conduit globalement aux pertes les plus faibles (meilleure face clivée, ...). Le tableau 3.8 récapitule les valeurs mesurées.

Sans adaptateurs centraux	Théorique (dB)		Pratique (dB)	
	Sinus	arrondi	Sinus	arrondi
Matrice-3000	4.1	4.25	8.2	5.9
Matrice-3200	4.5	3.95	9.1	9.4
Matrice-3500	4.2	3.6	5.97	3.9
Matrice-3550	4	3.9	6.5	4.7
Matrice-3600	3.8	4.05	6.9	5.9
Avec adaptateurs centraux				
Matrice-3000	4.2	4.3	6.8	6.3

Tableau 2.8. Récapitulatif des pertes optiques en sorties des matrices 2X2 à base de quaternaire 1.18 μ m.

Dans ce tableau, nous avons également reporté les valeurs calculées par BPM2D de la comparaison entre chaque puissance de sortie et la puissance d'entrée. Comme précédemment ces calculs ont été faits en négligeant les pertes dues aux matériaux et à la technologie.

Pour que la comparaison avec l'expérience soit significative, toutes les puissances de sortie ont été comparées à la puissance de sortie d'un guide droit de référence dans lequel nous avons injecté la même puissance optique que celle injectée dans la matrice. Pour faciliter cette procédure, nous avons prévu sur le masque des guides droits adjacents à chaque matrice ; ces guides droits permettent également de faciliter l'alignement des fibres d'entrée et de sortie avec la matrice. L'analyse du tableau 2.8 montre que les niveaux théoriques pour chaque sortie sont de l'ordre de 4dB, quelle que soit la matrice considérée ; ces niveaux sont proches des 3dB idéaux. Si maintenant on examine les résultats expérimentaux pour les matrices non munies d'adaptateurs de mode centraux, on constate tout d'abord une augmentation des pertes puisque l'affaiblissement du signal en sortie peut atteindre 9dB au lieu de 4dB théoriques ; il est probable que les effets de la technologie interviennent d'une façon non négligeable dans cet accroissement significatif des pertes d'insertion de la matrice. L'autre point qu'il est intéressant de noter est celui qui concerne la symétrie des niveaux de puissance en sortie de la matrice. En dehors d'un cas qui concerne la matrice de longueur 3200 μ m mais qui correspond à des pertes plus importantes (autour de 10dB), toutes les autres matrices non pourvues d'adaptateurs de mode centraux sont caractérisées par une dissymétrie des puissances de sorties, en faveur du guide de sortie placé en vis-à-vis du guide d'entrée ; cette dissymétrie peut atteindre 2dB. Cette dissymétrie disparaît lorsqu'on examine les résultats relatifs à la matrice munie d'adaptateurs de mode centraux. Ces

résultats semblent donc confirmer de façon quantitative, les premières observations faites en champ proche montrant l'amélioration du comportement de la matrice 2X2 lorsqu'elle est munie d'adaptateurs de mode centraux, et ceci dans la suite logique de l'amélioration du comportement des croisements mesurés précédemment.

2.2.3.3. Caractérisation des composants à base de quaternaire InGaAsP_{1.3}

On notera tout d'abord que toutes nos expériences ont été effectuées sur quelques matrices autour de 5000 μ m ; une partie de la plaque a été brisée après amincissement (la plaque est alors très fragilisée) et avant clivage définitif.

Comme pour les composants à base de quaternaire 1.18 μ m, nous avons successivement caractérisé :

- des guides droits pour déterminer les pertes de propagation et les pertes de couplage en utilisant la technique Fabry-Perot et celle des pertes d'insertion. Ces pertes sont égales respectivement à environ 2dB/cm et 17dB pour des guides de longueur 1cm,
- des jonctions Y,
- des croisements,
- des matrices passives 2X2 complètes.

Commençons par les jonctions Y dont la géométrie a été donnée figure 2.23. Comme pour le quaternaire 1.18 μ m, nous avons procédé à nos mesures en injectant tout d'abord dans la branche notée Xg1 ou "guide sinus" sur la figure 2.23 et en mesurant la puissance de sortie. La comparaison avec les pertes d'insertion dans un guide droit adjacent nous conduit aux pertes supplémentaires dues aux rayonnements dans les courbures et au niveau de la jonction. Nous avons reporté les valeurs correspondantes dans le tableau 2.9 où nous avons également indiqué les valeurs des pertes calculées par BPM2D en négligeant les pertes dues aux matériaux et à la technologie.

	Courbe sinus		
	Théorique (dB)	Pratique (dB)	
		1 ^{er} échantillon	2 ^{ème} échantillon
Matrice-5250	0.3	0.5	3
Matrice-5640	0.25	0.9	2.6

Tableau 2.9. Récapitulatif des pertes optiques dues à la courbure du guide Xg1 des jonctions Y à base de quaternaire 1.3 μ m.

Nous en avons déduit les courbes de la figure 2.30 ; on constate que les pertes théoriques et expérimentales varient peu avec la longueur de la matrice. On note néanmoins une forte dispersion dans les valeurs de pertes puisque pour deux composants en principe identiques, les pertes expérimentales varient de plus de 2dB. Cette dispersion pourrait être assez représentative des effets de la technologie, en y incluant tous les aspects (croissance épitaxiale, gravure, clivage, ...).

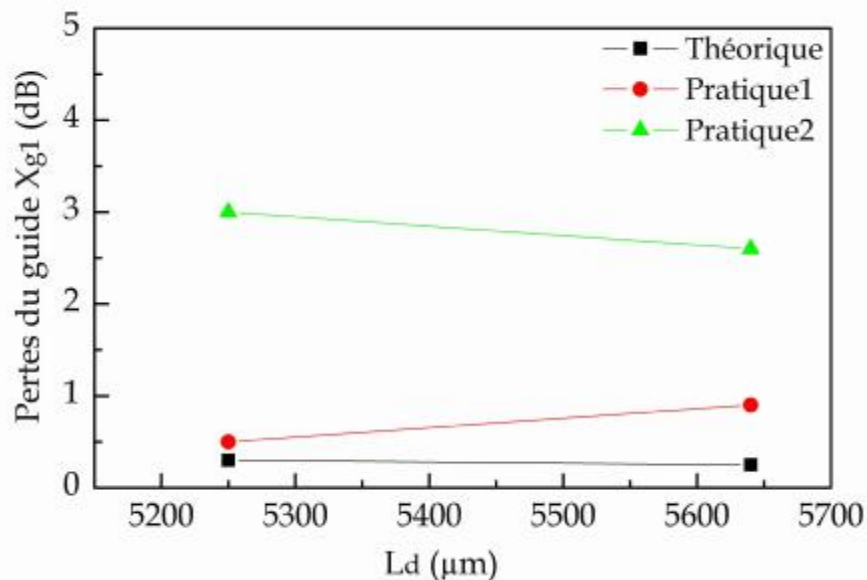


Figure 2.30. **Pertes théoriques et pratiques dues à la courbure du guide X_{g1} des jonctions Y optiques à base de quaternaire $1.3\mu\text{m}$.**

Nous avons poursuivi l'analyse de la jonction Y en injectant dans la deuxième branche notée " X_{g2} " ou "arrondi" et en mesurant la puissance en sortie de la branche ; là encore nous avons procédé par comparaison avec un guide droit de référence. Nous avons reporté les valeurs mesurées dans le tableau 2.10 où nous avons également introduit les valeurs théoriques calculées par BPM2D en supposant comme toujours que les pertes dues aux matériaux et à la technologie sont négligeables.

	Arrondi		
	Théorique (dB)	Pratique (dB)	
		1 ^{er} échantillon	2 ^{ème} échantillon
Matrice-5250	0.3	1.5	3.4
Matrice-5640	0.22	1.2	2.9

Tableau 2.10. **Récapitulatif des pertes optiques dues à la courbure du guide X_{g2} des jonctions Y à base de quaternaire $1.3\mu\text{m}$.**

Ces valeurs ont fait l'objet d'une représentation graphique figure 2.31 et l'on constate, ici aussi, que les pertes aussi bien théoriques qu'expérimentales varient peu avec la longueur de

la matrice. Les pertes expérimentales sont toutefois nettement plus élevées que les pertes théoriques (d'au moins 1dB) et la dispersion sur les pertes expérimentales peut atteindre presque 2dB comme précédemment.

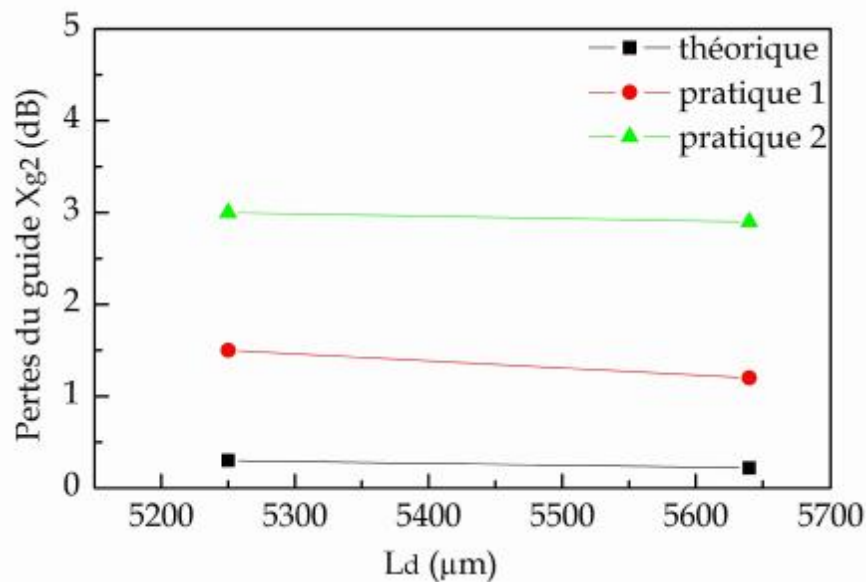


Figure 2.31. Pertes théoriques et pratiques dues à la courbure du guide X_{g2} des jonctions Y optiques à base de quaternaire $1.3\mu\text{m}$.

En ce qui concerne les croisements, nous nous sommes essentiellement intéressés à la diaphotie en comparant les puissances optiques issues des deux sorties lorsqu'on injecte dans l'une des deux entrées (voir figure 2.26). L'optimisation de la géométrie des adaptateurs de mode centraux pour le quaternaire $1.3\mu\text{m}$ étant postérieure à notre technologie de réalisation des composants à base de quaternaire $1.3\mu\text{m}$, nous avons adopté, par défaut, la géométrie des adaptateurs de mode centraux optimisée pour les composants à base de quaternaire $1.18\mu\text{m}$. Nous présentons cependant ici des résultats théoriques obtenus avec adaptateurs de mode centraux optimisés pour quaternaire $1.3\mu\text{m}$. Nous compléterons bien entendu avec des résultats théoriques obtenus pour le quaternaire $1.18\mu\text{m}$ et toutes nos expériences sont faites soit sans adaptateurs soit avec les adaptateurs dont la géométrie est celle de ceux optimisés pour les composants à base de quaternaire $1.18\mu\text{m}$. Les résultats sont présentés dans le tableau 3.11. Il apparaît que les valeurs de diaphotie changent peu avec la longueur d'intersection sans adaptateurs de mode. Les résultats expérimentaux sont proches des résultats théoriques et sont un peu meilleurs que -25dB. Ils sont nettement améliorés d'au moins 5dB, avec des adaptateurs de mode centraux, bien que ceux-ci aient été optimisés pour le quaternaire $1.18\mu\text{m}$. Les résultats théoriques, qui prévoient des améliorations

supérieures à 10dB avec des adaptateurs optimisés pour le quaternaire 1.3 μ m, laissent espérer des diaphoties inférieures à -40dB.

	Diaphotie	
	Théorique (dB)	Pratique (dB)
Matrice-5250	-28	-25
Matrice-5250+adaptateurs centraux Q _{1.18}	-30	-30.5
Matrice-5250+adaptateurs centraux Q _{1.3}	-42	
Matrice-5640	-26	-26.8
Matrice-5640+ adaptateurs centraux Q _{1.18}	-31	-32.4
Matrice-5640+adaptateurs centraux Q _{1.3}	-40	

Tableau 2.11. Récapitulatif des diaphoties optiques des croisements à base de quaternaire 1.3 μ m.

Nous terminons avec la caractérisation des matrices 2X2 et nous procédons comme précédemment en injectant dans l'un des guides d'entrée, et en récupérant les puissances optiques disponibles aux deux sorties de la matrice. Comme toujours, un guide droit adjacent est utilisé comme référence. Nous avons rassemblé dans le tableau 2.12, l'ensemble de nos résultats expérimentaux obtenus pour quelques matrices avec adaptateurs de mode centraux. Les dimensions s'échelonnent de 2680 μ m à 5640 μ m. Nous avons complété avec des résultats issus de la modélisation par BPM2D ne prenant en compte que les pertes par rayonnement. Dans notre dénomination, comme pour la matrice 2X2 à base de quaternaire 1.18 μ m, nous appelons "arrondi" le guide de sortie en vis-à-vis de l'entrée et "courbe sinus" l'autre sortie (voir figure 2.28). Rappelons que, en principe, les puissances se répartissent d'une façon équitable dans chaque sortie, et s'il n'y a aucune perte par rayonnement nous devrions obtenir 3dB de pertes pour chacune des sorties. Le tableau 2.12 montre que c'est, à quelques dixièmes de dB de pertes supplémentaires, ce que l'on obtient théoriquement, et que nos résultats expérimentaux montrent des valeurs assez bien équilibrées avec des écarts maximaux de 1dB.

	Théorique (dB)		Pratique (dB)	
	Sinus	Arrondi	Sinus	Arrondi
Matrice-2680	3.1	3.4	5.5	6.4
Matrice-3540	3	3.5	4.7	5.7
Matrice-5250	3.6	3.8	4.5	5
Matrice-5640	3.1	3.6	4.5	5

Tableau 2.12. Récapitulatif des pertes optiques en sorties des matrices 2X2 avec adaptateurs de mode centraux à base de quaternaire 1.3 μ m.

Les niveaux des pertes se situent au niveau de 5 à 6dB, voire moins, ce qui reste raisonnable, sachant que nos adaptateurs de mode centraux sont ceux qui ont été définis pour les composants à base de quaternaire 1.18 μ m. Ces résultats semblent confirmer l'intérêt des adaptateurs de mode centraux pour assurer un bon comportement de la matrice, et dans tous les cas les matrices actives finales à base de quaternaire 1.3 μ m contiendront des adaptateurs de mode centraux optimisés pour le quaternaire 1.3 μ m.

Remarque : Introduction d'une gravure profonde

Nous avons également étudié l'effet de la gravure profonde que nous avons introduite dans le paragraphe « Réalisation technologique des composants passifs ». Rappelons que l'objectif de cette gravure profonde était de réduire, voire annuler, toute lumière parasite dans la matrice, et donc ainsi améliorer sensiblement sa diaphotie. Nous avons également pensé utiliser cette technique pour introduire un adaptateur de mode en entrée de nos guides. Nous avons rassemblé dans le tableau 2.13 une comparaison des pertes d'insertion pour un guide droit sans et avec gravure profonde, pour les deux états de polarisation qui conduisent à une intensité minimale et maximale de la puissance de sortie.

	Etats de polarisation optique	
	Min (dB)	Max (dB)
Guide droit sans gravure	17.2	17.9
Guide droit avec gravure	17.7	29.8

Tableau 2.13. Pertes optiques en sorties des guides droits à base de quaternaire 1.3 μ m sans et avec gravure profonde.

On note une sensibilité extrêmement forte (supérieure à 10dB) de ces pertes d'insertion à l'état de polarisation de la lumière lorsque nos guides sont munis d'une gravure profonde. Elle devient inférieure à 1dB lorsque cette gravure est inexistante

Le tableau 2.14 présente des mesures semblables sur des matrices 2X2 complètes avec adaptateurs de mode centraux, pourvues ou non de la gravure profonde.

	Sortie sinus en dB		Sortie arrondi en dB	
	Etats de polarisation optique		Etats de polarisation optique	
	Min (dB)	Max (dB)	Min (dB)	Max (dB)
Matrice 5640 sans gravure	4.5	6.5	5.1	7.5
Matrice 5640 avec gravure	4.5	10	5.1	15

Tableau 2.14. Récapitulatif des pertes optiques en sorties des matrices 2X2 avec adaptateurs de mode centraux à base de quaternaire 1.3 μ m sans et avec gravure profonde.

L'analyse de ces résultats confirme ceux obtenus avec des guides droits : on note une sensibilité très forte à la polarisation optique pour des matrices avec gravure profonde (de 5 à 10dB selon la sortie envisagée), alors qu'elle reste faible (de l'ordre de 2dB) quelle que soit la sortie envisagée sans gravure profonde.

Ces résultats prouvent que cette gravure profonde rend nos composants photoniques très sensibles à la polarisation optique. A priori, nous ne l'introduirons donc pas dans les matrices actives finales.

2.3. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons fabriqué des matrices passives à base de quaternaire 1.18 μ m et 1.3 μ m ainsi que les éléments de base constituant cette matrice (guide droit, jonctions Y, croisements,). La réalisation technologique de ces composants a consisté essentiellement en une gravure RIE de l'arête des guides à laquelle nous avons ajouté une gravure profonde dans le souci d'améliorer l'isolation optique. Le dessin des masques s'est nourri des résultats des modélisations présentés au chapitre précédent. Nous avons ensuite caractérisé ces dispositifs en termes de pertes optiques et de diaphotie.

De ce travail, nous pouvons tirer les conclusions suivantes :

- Ø La longueur de la matrice, tout au moins pour les longueurs que nous avons étudiées, joue peu sur les résultats obtenus. Bien sûr, nous n'avons pas cherché à descendre en dessous de 2500 μ m pour éviter une augmentation excessive des pertes par rayonnement, en accord avec les prévisions théoriques du chapitre précédent.
- Ø Nous avons noté l'amélioration très nette de la diaphotie entre guides croisés et de l'équilibre en sortie des matrices 2X2, lorsqu'on introduit des adaptateurs de mode centraux aux croisements de nos guides.

Ø L'introduction d'une gravure profonde qui pouvait paraître intuitivement séduisante pour améliorer l'isolation optique entre guides optiques, conduit à une sensibilité à la polarisation optique de nos composants photoniques qui est totalement incompatible avec les applications envisagées.

C'est sur la base de ces constatations que nous bâtirons ensuite les matrices actives qui font l'objet des chapitres suivants.

Références

- [1] S. DEMIGUEL
Photodiodes rapides à adaptateur de mode intégré pour les liaisons optiques/radiofréquences à 60GHz et les transmissions numériques à 40GHz
Thèse, Université de Rouen, 26 octobre 2001.
- [2] T.P.E BROEKAERT, C.G. FONSTAD
AlAs etch-stop layers for InGaAsP/InP heterostructure devices and circuits
IEEE Transactions on Electron Device, 1992, Vol. 39, n° 3, pp. 533-536.
- [3] J. KAINDL, S. SOTIER, G. FRANZ
Dry etching of III/V- semiconductors : fine tuning of pattern transfer and process control
Journal Electrochemical Soc., 1995 , Vol. 142, pp. 1418-2424.
- [4] D. E. IBBOTSON, D. L. FLAMM
Plasma etching for III-V Compound devices 2
Solide State Tech. 31, 1988, Vol. 105.
- [5] C.S. WEHLAN, T.E. KAZIOR, K.Y.HUR
High rate CH₄:CH₂ plasma etch processes for InP
J. Vac. Sci. Tech. B15, 1997, pp. 1728-1732.
- [6] B. CAKMAK
Fabrication and characterization of dry and wet etched InGaAs/InGaAsP/InP low wavelength semiconductor lasers
Optics Express, 2002, Vol. 10, n° 13.
- [7] T.R. HAYES, M.A. DREISBACH, P.M. THOMAS, W.C. DAUTREMONT-SMITH, L.A. HEIMBROOK
Reactive ion etching of InP using CH₄/H₂ mixtures: mechanisms of etching and anisotropy
Journal Vac. Sci. Tech. B7, 1989, pp. 1130-1140
- [8] L. THERY
Phase modulation for optical switching with InP/InGaAsP materials
Thèse, Institut National Polytechnique de Grenoble, Décembre 1992.
- [9] Y. HE, B. W. LIANG, N. C. TIEN, C. W. TU
Selective chemical etching of InP over InAlAs
Journal Electrochemical Soc., 1992, Vol. 139, n°7, pp: 2046-2048.
- [10] A. R. CLAWSON
Guide to references on III-V semiconductor chemical etching
Materials Science and Engineering, 2001, Vol.31, Issues 1-6, pp.1-438.
- [11] G.C. DESALVO, W.F. TSENG, J. COMAS
Etch rates and selectivities of citric acid/hydrogen peroxide on GaAs, AlGaAs, InGaAs, InAlAs, and InP
Journal. Electrochemical Soc., 1992, Vol. 139, n°3, pp.831.
- [12] R.G. WLAKER
Simple and accurate loss measurement technique for semiconductor optical waveguide
Electronics Letters, 1985, Vol. 21, n° 13, pp. 581-583.
- [13] H. CAM, S. TOUTAIN, P. GELIN, G. LANDRAC
Study of a Fabry-Perot cavity in the microwave frequency range by the boundary element method
IEEE Transactions on Microwave Theory of Techniques, 1992, Vol. 40, n° 2, pp. 298-304.
- [14] A. BEAURAIN, S. DUPONT, H. W. LI, J.P. VILCOT, C. LEGRAND, J. HARARI, M. CONSTANT, D. DECOSTER
Characterization and fabrication of InGaAsP/InP deep-etched micro-waveguides
Microwave and Optical Technology Letters, 2004, Vol. 40, n° 3, pp. 216-218.
- [15] 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.
- [16] K. BLARY
Matrices de commutation optiques sur InP
Thèse, Université de Lille 1, 05 décembre 2003

[17] R. J. DERI, E. KAPON
Low-loss III-V semiconductor optical waveguides
IEEE Journal of Duantum Electronics, 1991, Vol. 27, n°3, pp: 626-640.

Chapitre III :

Conception d'une matrice active 2×2 pour la
commutation

3.1. Introduction

Dans les chapitres précédents, nous avons concentré notre effort sur la conception et l'optimisation d'une matrice 2×2 passive, puis dans sa réalisation technologique et sa caractérisation. L'objectif était de chercher les critères topologiques qui conduisent à des faibles pertes de rayonnement et à une forte isolation optique (ou faible diaphotie). Pour concevoir une matrice 2×2 active, nous allons tenter de combiner notre matrice passive avec ces critères topologiques, aux commutateurs actifs de très faible diaphotie qui résultent des travaux de thèse de Malek ZEGAOUI [1].

3.2. Démarche

Elle a consisté tout d'abord à modifier l'épitaxie pour prendre en compte le côté actif de la commutation électro-optique, Elle a consisté ensuite à étudier la topologie de la matrice active.

En effet, pour passer de la matrice passive que nous avons optimisée dans les chapitres précédents, à une matrice active, on pourrait imaginer remplacer les deux jonctions Y d'entrée qui sont passives, par deux jonctions actives sans changer la géométrie de la jonction Y. Cette solution paraît au premier abord séduisante, puisqu'elle impliquerait de ne rien modifier du tout à la géométrie de la matrice, sinon que d'adjoindre deux électrodes sur les deux bras de sortie des deux jonctions Y d'entrée de la matrice. Cette modification aurait pu se faire en introduisant la forme des électrodes des commutateurs actifs de la thèse de Malek ZEGAOUI. Cependant, parmi les critères que nous avons adoptés pour optimiser la matrice passive, nous avons cherché à la rendre aussi compacte que possible, et obtenir des diaphoties très faibles qui, comme nous l'avons montré, nécessitent des angles de croisement

entre guides diagonaux suffisamment grands. Ces critères sont tout à fait incompatibles avec un angle de sortie de jonction Y petit. Nos modélisations des matrices passives ont conduit à des angles de sortie de jonctions Y compris entre 2° et 3° . Or les commutateurs DOS (Digital Optical Switch) de la thèse de Malek ZEGAOUI ont un angle entre guides de sortie de l'ordre de 1° [1]. Il s'avère, par conséquent, qu'il est impossible d'espérer aboutir à des diaphoties très faibles avec des angles aussi importants, et ceci quelle que soit la géométrie des électrodes. Malek ZEGAOUI a par ailleurs vérifié la justesse de ces propos par des modélisations en BPM3D qui ont confirmé, sans aucun doute, la difficulté de reprendre, sans modification, la géométrie de la jonction Y passive du chapitre II pour la transformer en commutateur DOS.

Nous nous trouvons devant un problème de fond, qui est la difficulté de combiner l'actif et le passif dans le même circuit intégré. Nous retrouvons ici, l'un de problème de base de tout circuit intégré optoélectronique ou photonique, qui est la compatibilité de structure entre dispositifs constituant ce circuit intégré.

C'est la raison pour laquelle Malek ZEGAOUI, partant du commutateur 1X2 de sa thèse, a optimisé une nouvelle structure de type DOS, comportant des guides courbes au lieu des guides droits autorisant un angle de jonction faible (environ 1°) pour conserver un bon comportement de commutation, et une ouverture de bras qui s'élargit suffisamment, pour être compatible avec une géométrie de matrice compacte formée de courbes sinusoïdales. Une fois défini ce nouveau commutateur, notre principal travail a été d'adapter la topologie de notre matrice de commutation à celle du nouveau commutateur à guides courbes. Nous avons mené cette adaptation en nous appuyant sur des critères géométriques de continuité de la fonction représentant les guides et de sa dérivée, de part et d'autre du point de raccordement. Cette optimisation est tout à fait indépendante de la forme du commutateur qui précède, pourvu que l'on connaisse le point de raccordement et la pente du guide en ce point. En revanche, une fois définie la géométrie de la matrice, nous vérifions que celle-ci est compatible avec nos exigences en matière de pertes et de diaphotie. Cette vérification se fera avec des jonctions Y passives comportant les modifications de topologie apportées par Malek ZEGAOUI, afin que l'on obtienne une très faible diaphotie lors d'un fonctionnement en actif. Pour tous ces travaux de modélisation, nous avons utilisé la BPM2D qui nous a apparu suffisante pour nos calculs, puisque nous n'avons considéré que des matrices passives. En outre, la BPM2D a l'avantage d'être beaucoup plus souple et beaucoup moins gourmande en temps de calcul que la BPM3D. Cette façon de procéder a permis de réduire de façon

significative le temps de calcul nécessaire pour rechercher la géométrie de la matrice la mieux adaptée aux commutateurs.

3.3. Epitaxie

Pour définir l'épitaxie de la matrice active, nous sommes partis de l'épitaxie de la matrice passive comportant un cœur de guide d'onde en quaternaire InGaAsP de longueur d'onde 1.3 μm . Rappelons brièvement que cette épitaxie "passive" a été effectuée sur substrat InP N^+ par jet moléculaire source gaz dans l'équipe épitaxie de l'IEMN, dirigée au début de ce travail par Francis MOLLOT et maintenant par Xavier WALLART. Cette épitaxie, présentée figure 3.1.a, comporte une couche tampon en InP non intentionnellement dopé (nid), qui intervient avec le substrat comme couche de confinement inférieur, la couche de cœur en quaternaire InGaAsP nid de longueur d'onde 1.3 μm , puis une couche d'InP nid (ou couche de confinement supérieur) séparée en deux par une couche très fine d'InAlAs qui joue le rôle de couche d'arrêt lors de la définition du guide en arête. Pour la couche active (figure 3.1.b), nous ajoutons deux couches supérieures de type P^+ qui conduisent à une structure de type PIN ; cette diode, polarisée en directe, nous permettra d'injecter des porteurs dans la région de cœur du guide optique, et par conséquent, de modifier son indice optique pour qu'il y ait commutation [2].

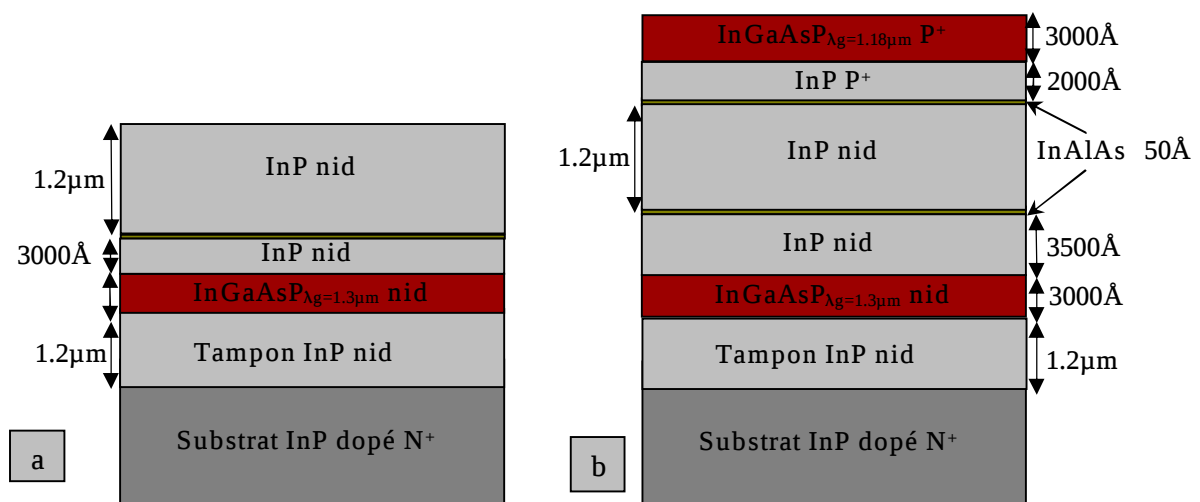


Figure 3.1. Structure épitaxiale utilisée pour la fabrication des matrices 2X2, a : passives, b : actives.

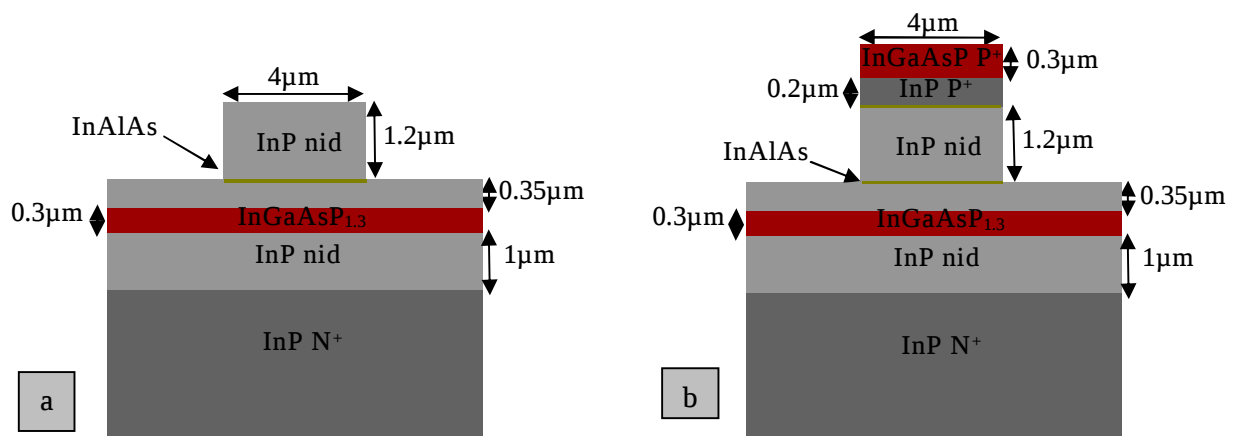
Ces couches dopées P^+ sont constituées d'une couche d'InP fortement dopée P^+ de 2000 Å d'épaisseur de façon à faciliter l'injection dans l'InP non intentionnellement dopé (nid) sous-jacent, surmontée d'une couche de quaternaire InGaAsP de longueur d'onde 1.18 μm de type P^+ et d'épaisseur 3000 Å qui a pour but de faciliter la réalisation du contact ohmique de type

P de la structure avec un matériau d'énergie de bande interdite aussi petite que possible, tout en restant non absorbant au signal à la longueur d'onde $1.55 \mu\text{m}$ [3]. Une couche d'InAlAs très fine a été placée entre la couche d'InP P^+ et la couche d'InP nid afin de jouer le rôle de couche d'arrêt lors de l'élimination de ces couches P^+ absorbantes à la lumière, en dehors des parties métallisées pour le dépôt des électrodes [4]. Bien entendu, un contact métallique de type contact ohmique n sera déposé ultérieurement sur la partie arrière du substrat pour assurer l'injection du courant et des porteurs de charges dans la structure PIN.

Par rapport à la structure épitaxiale initiale de la matrice passive (figure 3.1.a), nous avons effectué un léger changement sur une épaisseur de couche ; cette modification concerne l'épaisseur d'InP nid situé entre la couche de quaternaire InGaAsP et la première couche d'arrêt InAlAs qui est passée de $2000\text{\AA}$ à $3500\text{\AA}$ (figure 3.1.b), de façon que le bas de l'arête du guide soit un peu plus éloignée de la couche de cœur que dans la structure passive initiale. Cette modification a été dictée par le souci d'assurer une propagation monomodale dans le guide optique, compte tenu des imprécisions qui peuvent apparaître sur les épaisseurs à l'issue de la gravure [5]. Nous avons en effet remarqué, lors des caractérisations sur nos dispositifs passifs, que certains présentaient un comportement plutôt bimodal pouvant provenir d'une imprécision sur les épaisseurs visées.

3.4. Guides passifs et actifs

Nous donnons figure 3.2, la structure des guides passifs et actifs obtenus par gravure de notre épitaxie.



Le guide passif (figure 3.2.a) est tout à fait semblable au guide de la structure passive étudiée dans les chapitres précédents, en dehors de la couche d'InP nid qui se situe juste au-dessus de la couche de quaternaire InGaAsP_{1.3}, comme nous l'avons signalé lors de la présentation de l'épitaxie. Brièvement, il est constitué d'une arête d'InP nid de 4 μm de large, de 1.2 μm de hauteur assurant le confinement latéral de la lumière, d'une couche d'arrêt fine de 50Å d'InAlAs, suivie d'une couche d'InP nid de 0.35 μm d'épaisseur, puis d'une couche de cœur en quaternaire InGaAsP_{1.3} d'épaisseur 0.3 μm , et enfin d'une couche tampon et du substrat en InP assurant le confinement vertical.

La structure active (figure 3.2.b) comprend en plus, en haut de l'arête d'InP nid, les couches P⁺ permettant la réalisation du contact ohmique de type P [3] et l'injection des porteurs libres. Nous présentons figures 3.3 et 3.4 les profils des modes fondamentaux en polarisation TE et TM dans ces deux guides passifs et actifs à la longueur d'onde 1.55 μm .

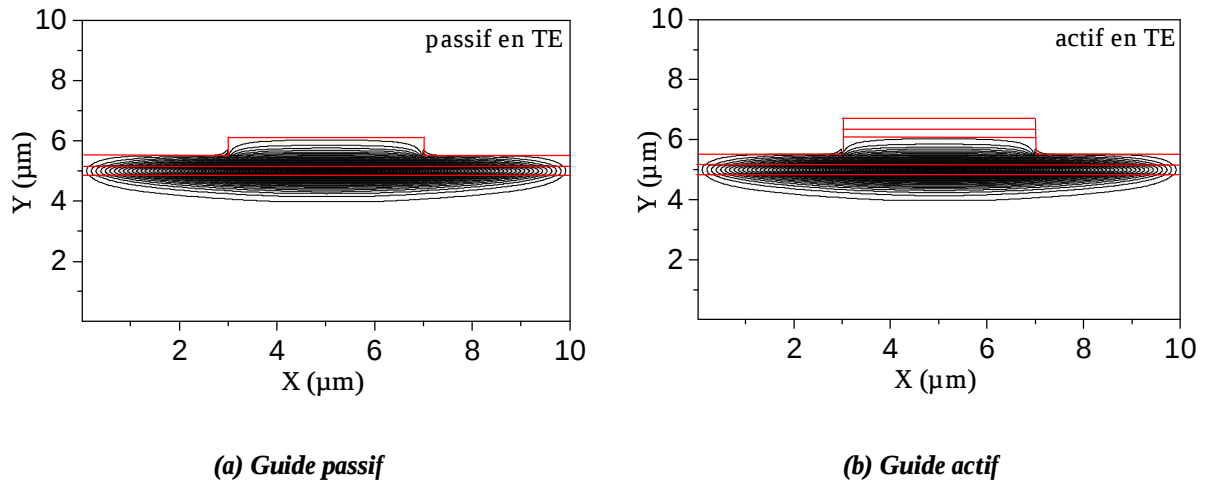


Figure 3.3. Profils des modes fondamentaux en polarisation TE dans les deux guides passif et actif à la longueur d'onde 1.55 μm .

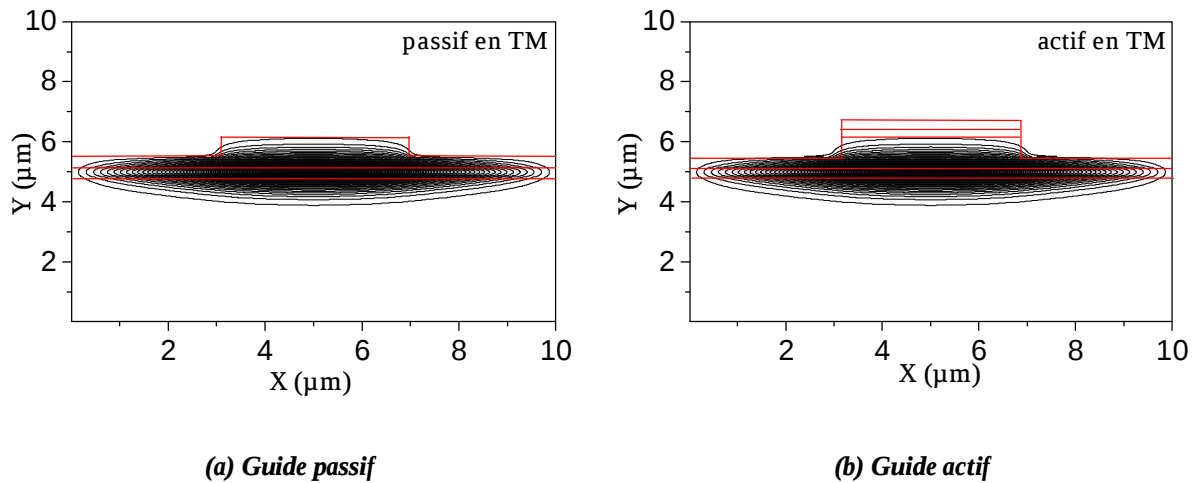


Figure 3.4. Profils des modes fondamentaux en polarisation TM dans les deux guides passif et actif à la longueur d'onde 1.55 μm .

Il apparaît que la distribution de puissance optique dans le guide passif est tout à fait semblable à celle dans le guide actif, que ce soit en mode TE ou en mode TM. Il résulte, de cette observation, que l'on peut espérer une bonne adaptation de la zone active aux guides passifs de la matrice, ou encore que la perturbation apportée par les zones actives de la matrice sur la propagation optique devrait rester négligeable.

3.5. Géométrie du commutateur

Le commutateur auquel nous faisons allusion, et qui doit s'adapter à notre matrice, est une structure DOS (Digital Optical Switch) qui est constituée d'une jonction Y munie de deux électrodes au niveau des deux guides de sortie. En faisant passer un courant par l'une des électrodes, on injecte des porteurs dans le bras de la jonction Y correspondant dont l'indice optique diminue, ce qui permet de repousser la lumière dans l'autre sortie de la jonction Y.

Dans la thèse de Malek ZEGAOUI, cette jonction Y est constituée de guides rectilignes avec un angle entre bras de sortie de l'ordre de 1° . L'une des particularités de cette structure (figure 3.5) est un fort élargissement de l'électrode ($10.8 \mu\text{m}$) au niveau de la jonction Y ainsi qu'un très fort rapprochement des deux électrodes ($0.3 \mu\text{m}$), ce qui a permis de démontrer la possibilité d'atteindre une très faible diaphotie (-40 dB) [6, 7]. Cependant, ces guides droits ne sont pas adaptés aux formes courbées en sinus de notre matrice.

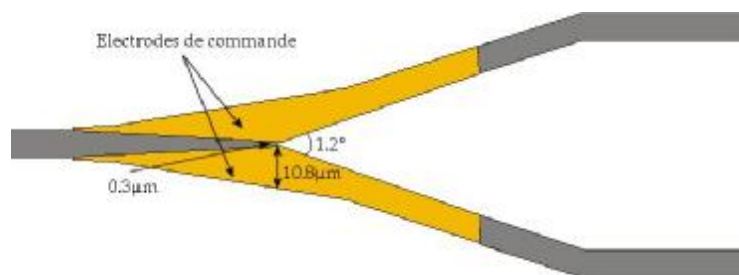


Figure 3.5. Structure optimisée du commutateur de Malek ZEGAOUI [1].

Malek ZEGAOUI a repris la géométrie de ce composant, en cherchant à l'adapter à notre matrice. Il s'agissait, en particulier, de conserver un angle entre bras de sortie de la jonction d'environ 1° , tout en prévoyant une géométrie de guide de sortie courbe, qui puisse s'adapter aussi aisément que possible à une matrice constituée de guides courbes de forme sinusoïdale. C'est en partant de la littérature [8], qu'il a proposé d'utiliser une fonction sinusoïdale modifiée pour définir la nouvelle géométrie des commutateurs DOS. Cette expression est la suivante :

$$y = \frac{hx}{l} - \frac{h}{2p} \sin\left(\frac{2px}{l}\right) \quad (1)$$

La référence [8] montre notamment que des jonctions Y fabriquées selon cette géométrie sont caractérisées par des pertes très faibles, tout en autorisant un angle de jonction faible et une large ouverture des bras de sortie. Malek ZEGAOUI a donc adopté cette expression pour bâtir nos commutateurs.

Nous présentons figure 3.6 une jonction Y tracée selon cette relation, où nous avons fait apparaître les paramètres h et l qui sont des éléments caractéristiques de la géométrie du commutateur ; x et y représentent respectivement l'axe de symétrie de la jonction Y et l'axe perpendiculaire.

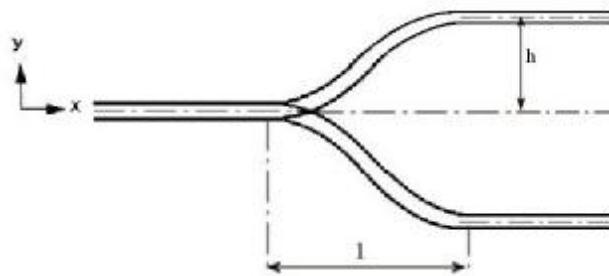


Figure 3.6. Schéma de la fonction sinus modifiée utilisée.

Comme l'indique la figure 3.6, $2h$ représente l'écart entre les deux bras de sortie et l la distance entre la fin du guide droit d'entrée et le début du guide droit de sortie ; ils sont les paramètres caractéristiques de la courbure en S du bras de sortie de la jonction Y.

Pour être compatible avec la géométrie des électrodes du commutateur DOS de la thèse de Malek ZEGAOUI, il est nécessaire d'introduire des électrodes fortement élargies au niveau de la jonction Y. Une électrode qui suivrait très précisément le contour de guide défini par la relation (1) ne peut donc convenir. Il importe d'introduire une forme ou une fonction, compatible avec la géométrie de la relation (1), qui produise un élargissement important au niveau de la jonction Y.

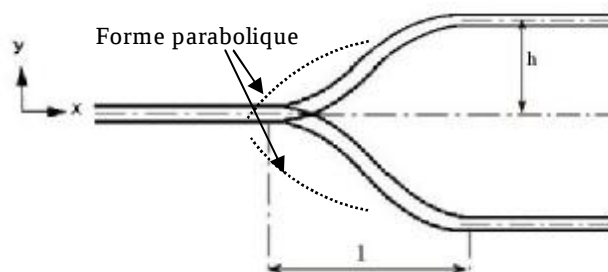


Figure 3.7. Schéma de la jonction Y montrant la fonction sinus modifiée et la fonction parabolique introduite par M. ZEGAOUI, pour optimiser la géométrie des commutateurs DOS dans une matrice.

Malek ZEGAOUI a choisi d'introduire une fonction parabolique. Cette forme de guide sous-jacent à l'électrode, a l'avantage de faciliter le raccordement avec la fonction sinusoïdale modifiée qui constitue la géométrie de base des bras de notre jonction Y. A la suite d'un grand nombre de modélisations en BPM3D, M. ZEGAOUI a pu déterminer précisément la géométrie de deux commutateurs qui conduisent à des diaphoties très faibles (voisines ou inférieures à -40 dB) pour des variations d'indice au maximum de 5.10^{-3} .

La figure 3.8 présente la géométrie de la jonction Y associée au premier commutateur T1 optimisé. La géométrie de la jonction Y associée au deuxième commutateur T2 optimisé est présentée figure 3.9.

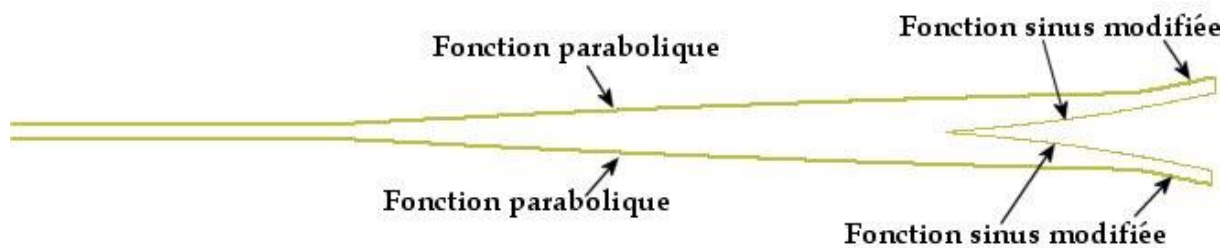


Figure 3.8. Topologie de la jonction Y associée au premier commutateur T1 optimisé ($y/x=10$).

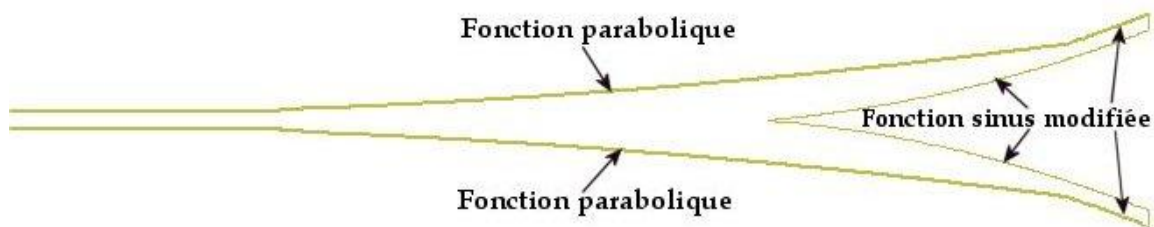


Figure 3.9. Topologie de la jonction Y associée au deuxième commutateur T2 optimisé, ($y/x=10$).

3.6. Optimisation de la matrice

3.6.1. Conditions à respecter

Rappelons que, dans notre démarche, nous avons décidé de considérer que l'optimisation de la matrice incluant les commutateurs se fera en remplaçant les commutateurs actifs par des jonctions Y passives. Cette hypothèse simplificatrice a été volontairement introduite pour réduire le temps de calcul. Dans ces conditions, notre matrice devient purement passive et le but de notre travail consistera essentiellement à étudier les meilleures conditions d'adaptation d'une matrice passive à base de courbes sinusoïdales, avec la jonction Y que l'on a définie au paragraphe précédent. Cette jonction Y étant purement passive, elle ne comportera pas d'électrode. Elle est constituée uniquement d'un guide droit en entrée et de

deux guides courbes en sortie dont la géométrie est donnée par la fonction sinusoïdale modifiée représentée par la relation (1) et par une fonction parabolique (figures 3.8 et 3.9). Le problème posé est donc celui du raccordement des branches de sortie de la jonction Y à notre matrice incluant des courbes sinusoïdales.

Quelles sont les conditions pour que ce raccordement se fasse dans de bonnes conditions ? Au préalable, avant d'étudier plus profondément la façon d'effectuer ce raccordement, nous donnons figure 3.10 un exemple de matrice complète pour lequel le raccordement des jonctions Y avec les guides passifs a été effectué avec succès. Cette figure est donnée afin d'introduire un certain nombre de définitions utiles pour la suite.

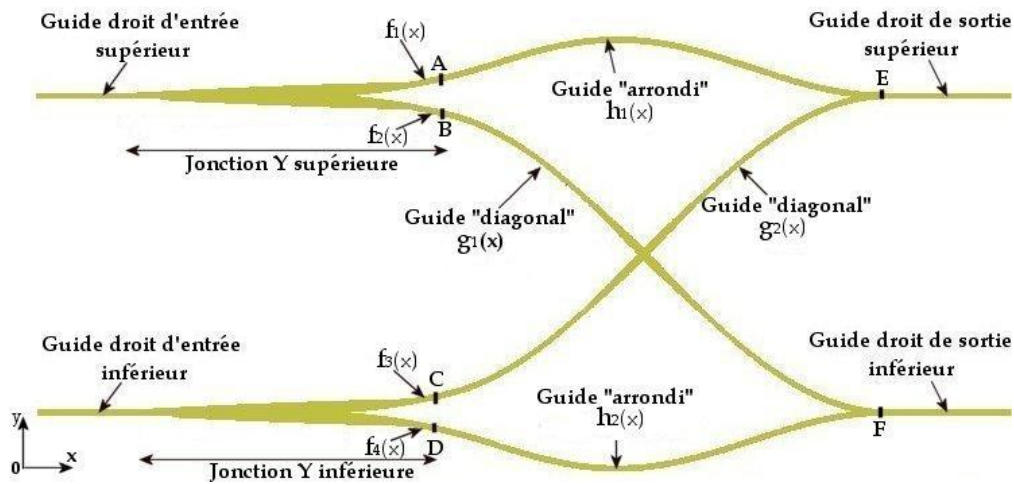


Figure 3.10. Exemple de topologie de matrice 2X2 optimisée avec quelques définitions ($y/x=10$).

Nous représentons la géométrie des bras de la jonction Y supérieure en entrée de la matrice par les fonctions $y = f_1(x)$ et $y = f_2(x)$, où $f_2(x)$ est le symétrique de $f_1(x)$ par rapport à l'axe de symétrie de la jonction Y (parallèle à l'axe des abscisses x); y est, bien sûr, un axe perpendiculaire à x , ou encore l'ordonnée du repère cartésien.

La fonction $f_1(x)$, schématisée figure 3.11, découle de la relation (1), c'est-à-dire la fonction sinusoïdale modifiée [9]. Cette fonction $f_1(x)$ est donnée par la relation :

$$f_1(x) = y_0 + \frac{h}{l}(x - x_{\text{debut}}) - \frac{h}{2p} \left[\sin \left(\frac{2p(x - x_{\text{debut}})}{l} \right) \right] \quad (2)$$

où nous avons introduit en plus, par rapport à la relation (1), y_0 qui correspond à l'ordonnée de l'axe de symétrie de la jonction Y supérieure, x_{debut} qui est l'abscisse du point de raccordement de la fonction $f_1(x)$ avec le guide droit d'entrée de la jonction Y supérieure;

rappelons que h et l sont les paramètres de la fonction sinus modifiée, c'est-à-dire respectivement le demi-écart entre les bras de sortie et la distance entre la fin du guide droit d'entrée et le début du guide droit de sortie (figure 3.11).

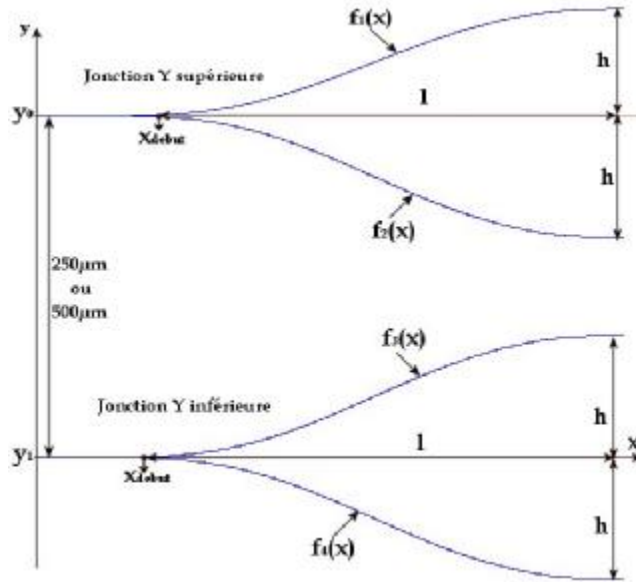


Figure 3.11. Représentation schématique des deux jonctions Y d'entrée avec leurs paramètres caractéristiques.

La fonction $f_2(x)$ se déduit de la fonction $f_1(x)$ par simple symétrie par rapport à l'axe de la jonction Y supérieure. Elle est donc donnée par :

$$f_2(x) = y_0 - \frac{h}{l}(x - x_{debut}) + \frac{h}{2p} \left[\sin \left(\frac{2p(x - x_{debut})}{l} \right) \right] \quad (3)$$

La jonction Y inférieure en entrée de la matrice se déduit de la jonction Y supérieure par simple translation verticale d'une distance $(y_0 - y_1)$ où y_1 représente l'ordonnée de l'axe de symétrie de la jonction Y inférieure. Nous avons appelé $f_3(x)$ et $f_4(x)$ les bras de sortie de cette jonction Y inférieure. Par simple translation de $f_1(x)$ nous obtenons :

$$f_3(x) = y_1 + \frac{h}{l}(x - x_{debut}) - \frac{h}{2p} \left[\sin \left(\frac{2p(x - x_{debut})}{l} \right) \right] \quad (4)$$

et par symétrie de $f_3(x)$ autour de y_1 :

$$f_4(x) = y_1 - \frac{h}{l}(x - x_{debut}) + \frac{h}{2p} \left[\sin \left(\frac{2p(x - x_{debut})}{l} \right) \right] \quad (5)$$

Nous présentons les deux diagonales de la matrice, que nous avons appelées toutes les deux "guide diagonal", par deux fonctions $g_1(x)$ et $g_2(x)$. La fonction $g_1(x)$ est associée à la géométrie du guide connectant la jonction Y supérieure au guide de sortie inférieur. La

fonction $g_2(x)$ est associée au guide connectant la jonction Y inférieure, au guide de sortie supérieur. Ce sont des fonctions sinusoïdales dont on peut modifier l'axe de symétrie, l'amplitude et la phase de façon à se raccorder aux points B et C des jonctions Y d'entrée (Figure 3.10). Nous écrivons la fonction $g_1(x)$ sous la forme :

$$g_1(x) = y_2 + h_j \left[\cos \left(\frac{2p(x - x_{debut})}{l_j} - \frac{p}{m} \right) \right] \quad (6)$$

où y_2 est l'axe de symétrie de $g_1(x)$; h_j , l_j et m agissent respectivement sur l'amplitude, la période et la phase de la fonction sinusoïdale associée à $g_1(x)$. La figure 3.12 représente cette fonction $g_1(x)$ avec ses paramètres caractéristiques.

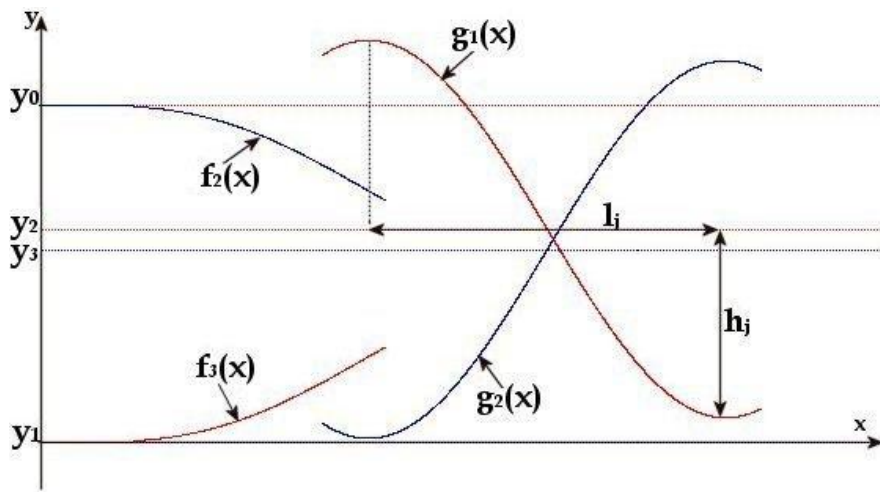


Figure 3.12. Allure typique des fonctions $g_1(x)$ et $g_2(x)$ introduites comme guides "diagonaux" de la matrice avec leurs paramètres. Les fonctions $f_2(x)$ et $f_3(x)$ sont également représentées pour illustrer le raccordement avec les deux jonctions Y supérieure et inférieure.

La fonction $g_2(x)$ se déduit de $g_1(x)$ par symétrie de la fonction sinusoïdale autour de l'axe de symétrie de $g_2(x)$ qui est différent de celui de $g_1(x)$ et devient y_3 (figure 3.12). La fonction $g_2(x)$ est donnée par :

$$g_2(x) = y_3 - h_j \left[\cos \left(\frac{2p(x - x_{debut})}{l_j} - \frac{p}{m} \right) \right] \quad (7)$$

où les paramètres caractéristiques (en dehors de y_3) ont les mêmes significations et valeurs que pour $g_1(x)$.

Nous avons appelé les interconnexions entre les guides droits supérieurs d'entrée et de sortie, et les guides droits inférieurs d'entrée et de sortie, "guides arrondis" (figure 3.10). Ils

sont représentés par les fonctions $h_1(x)$ pour le "guide arrondi" supérieur et $h_2(x)$ pour le "guide arrondi" inférieur. Ce sont des fonctions sinusoïdales dont, ici aussi, on peut modifier l'axe de symétrie, l'amplitude et la phase de façon à se raccorder aux points A et D des jonctions Y d'entrée (figure 3.10). Nous écrivons la fonction $h_1(x)$ sous la forme :

$$h_1(x) = y_4 + h_k \left[\sin \left(\frac{2p(x - x_{fin})}{l_k} - \frac{p}{n} \right) \right] \quad (8)$$

où y_4 est l'axe de symétrie de $h_1(x)$; x_{fin} est l'abscisse de la fin de la partie active des jonctions, h_k , l_k et n agissent respectivement sur l'amplitude, la période et la phase de $h_1(x)$, ainsi que le montre la figure 3.13.

La fonction $h_2(x)$ se déduit de $h_1(x)$ par symétrie de la fonction sinusoïdale autour de l'axe de symétrie de $h_2(x)$ qui est différent de celui de $h_1(x)$ et devient y_5 (figure 3.13). La fonction $h_2(x)$ est donc donnée par :

$$h_2(x) = y_5 - h_k \left[\sin \left(\frac{2p(x - x_{fin})}{l_k} - \frac{p}{n} \right) \right] \quad (9)$$

où les paramètres caractéristiques ont les mêmes significations et valeurs que pour $h_1(x)$.

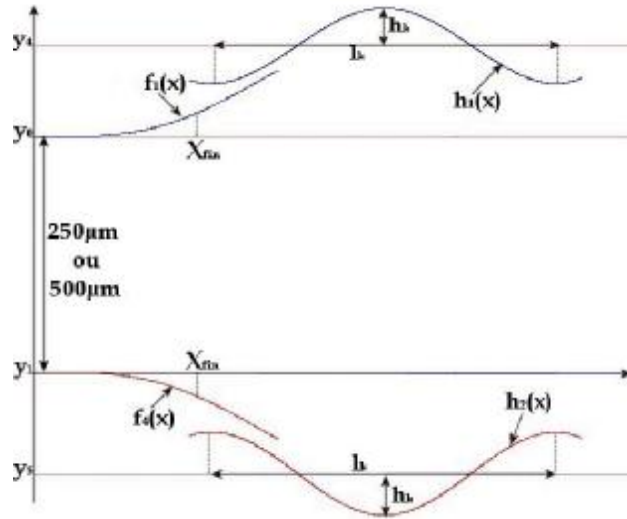


Figure 3.13. Allure typique des fonctions $h_1(x)$ et $h_2(x)$ introduites comme guides "arrondis" de la matrice avec leurs paramètres. Les fonctions $f_1(x)$ et $f_4(x)$ sont également représentées pour illustrer le raccordement avec les deux jonctions Y supérieure et inférieure.

On vérifie figure 3.10 que $h_1(x)$ et $g_2(x)$ sont raccordées directement à un guide droit en E pour former la jonction Y de sortie supérieure, et $h_2(x)$ avec $g_1(x)$ pour former en F la jonction Y de sortie inférieure.

Considérons maintenant le raccordement entre les jonctions Y d'entrée et les guides "diagonaux" et "arrondis" aux points A, B, C et D. Nous posons :

- Ø que les fonctions représentatives de la topologie des guides doivent être continues, ainsi que leurs dérivées,
- Ø que l'écartement entre les deux guides d'entrée et de sortie doit être fixé pour autoriser la fibrabilité de la matrice, c'est-à-dire doit valoir exactement 250 ou 500 μm .

Les conditions que nous venons d'énoncer sont purement mathématiques. Elles conduisent à une série d'équations à plusieurs inconnues qu'il faut déterminer, et que nous avons cherché à résoudre numériquement. Il convient donc d'exprimer ces conditions sous forme numérique, ce qui implique qu'elles soient vérifiées avec une précision numérique donnée. C'est ainsi que la condition sur la continuité des fonctions, c'est-à-dire sur la position des guides, sera contrôlée à $\pm 10\text{nm}$, cette valeur de 10nm étant liée à la précision du masquage électronique.

La deuxième condition, sur les dérivées des fonctions, signifie que les tangentes des courbes représentant la géométrie des guides au point de raccordement doivent se superposer pour éviter tout changement brutal dans la propagation optique. Cette condition doit être satisfaite numériquement avec une certaine précision ; nous l'avons fixée à 2% ce qui signifie que nous admettons une erreur maximale de 0.02 sur la superposition des deux tangentes, qui correspond à une erreur maximale de 1° (donné par $\arctan(0.02)$) dans l'alignement de deux guides au point de raccordement ; cet angle est plus petit que l'angle critique de réflexion totale sur le côté de nos guides.

Enfin, la dernière condition implique que les guides droits d'entrée et de sortie supérieurs sont positionnés l'un en face de l'autre à $\Delta t = \pm 10\text{nm}$ près, qui découle de la précision donnée par la lithographie électronique ; de la même façon, les guides droits d'entrée et de sortie inférieurs sont positionnés $\pm 10\text{nm}$ près. Egalement, l'écart entre les deux entrées et les deux sorties vaudra 250 μm ou 500 μm à $\Delta t = \pm 10\text{nm}$ près.

C'est sur ces bases que nous avons construit la matrice complète 2X2.

Les conditions précédemment énoncées vont donc s'exprimer sous la forme suivante, pour chaque point de raccordement A, B, C et D.

1. Raccordement au point A :

Ů 1^{ère} condition, continuité des fonctions:

La condition mathématique s'exprime sous la forme :

$f_1(x_A) = h_1(x_A)$, soit :

$$y_0 + \frac{h}{l}(x_A - x_{\text{debut}}) - \frac{h}{2\pi} \sin\left(\frac{2\pi(x_A - x_{\text{debut}})}{l}\right) = y_4 + h_k \sin\left(\frac{2\pi(x_A - x_{\text{fin}})}{l_k} - \frac{\pi}{n}\right)$$

$$\text{Numériquement, elle devient : } |f_1(x_A) - h_1(x_A)| \leq 10nm. \quad (10)$$

Ů 2^{ème} condition, continuité des dérivées premières :

La condition mathématique s'exprime sous la forme :

$f'_1(x_A) = h'_1(x_A)$, soit

$$\frac{h}{l} - \frac{h}{l} \cos\left(\frac{2\pi(x_A - x_{\text{debut}})}{l}\right) = \frac{2\pi \cdot h_k}{l_k} \cos\left(\frac{2\pi(x_A - x_{\text{fin}})}{l_k} - \frac{\pi}{n}\right)$$

$$\text{Numériquement, elle devient : } |f'_1(x_A) - h'_1(x_A)| \leq 0.02. \quad (11)$$

Ů 3^{ème} condition, fibrabilité de la matrice :

La condition mathématique s'exprime sous la forme :

$h_1(x_E) - y_0 = 0$, soit :

$$y_4 + h_k \sin\left(\frac{2\pi(x_E - x_{\text{fin}})}{l_k} - \frac{\pi}{n}\right) - y_0 = 0$$

$$\text{Numériquement, elle devient : } |h_1(x_E) - y_0| \leq 10nm. \quad (12)$$

2. Raccordement au point B :

Ů 1^{ère} condition, continuité des fonctions:

La condition mathématique s'exprime sous la forme :

$f_2(x_B) = g_1(x_B)$, soit :

$$y_0 - \frac{h}{l}(x_B - x_{\text{debut}}) + \frac{h}{2\pi} \sin\left(\frac{2\pi(x_B - x_{\text{debut}})}{l}\right) = y_2 + h_j \cos\left(\frac{2\pi(x_B - x_{\text{debut}})}{l_j} - \frac{\pi}{m}\right)$$

Numériquement, elle devient : $|f_2(x_B) - g_1(x_B)| \leq 10nm$. (13)

ũ 2^{ème} condition, continuité des dérivées premières :

La condition mathématique s'exprime sous la forme :

$$f_2'(x_B) = g_1'(x_B), \text{ soit :}$$

$$-\frac{h}{l} + \frac{h}{l} \cos\left(\frac{2\pi(x_B - x_{\text{debut}})}{l}\right) = -\frac{2\pi \cdot h_j}{l_j} \sin\left(\frac{2\pi(x_B - x_{\text{debut}})}{l_j} - \frac{\pi}{m}\right)$$

Numériquement, elle devient : $|f_2'(x_B) - (-g_1'(x_B))| \leq 0.02$. (14)

ũ 3^{ème} condition, fibrabilité de la matrice :

La condition mathématique s'exprime sous la forme :

$$g_1(x_F) - y_0 = t, \text{ soit}$$

$$y_2 + h_j \cos\left(\frac{2\pi(x_F - x_{\text{debut}})}{l_j} - \frac{\pi}{m}\right) - y_0 = t$$

où t est l'écart entre fibres d'entrée et de sortie, qui est égal à 250 µm ou 500 µm selon la matrice considérée.

Numériquement, elle devient : $t - 10nm \leq |g_1(x_F) - y_0| \leq t + 10nm$. (15)

3. Raccordement au point C :

ũ 1^{ère} condition, continuité des fonctions:

La condition mathématique s'exprime sous la forme :

$$f_3(x_C) = g_2(x_C), \text{ soit :}$$

$$y_1 + \frac{h}{l}(x_C - x_{\text{debut}}) - \frac{h}{2\pi} \sin\left(\frac{2\pi(x_C - x_{\text{debut}})}{l}\right) = y_3 - h_j \cos\left(\frac{2\pi(x_C - x_{\text{debut}})}{l_j} - \frac{\pi}{m}\right)$$

Numériquement, elle devient : $|f_3(x_C) - g_2(x_C)| \leq 10nm$. (16)

ũ 2^{ème} condition, continuité des dérivées premières :

La condition mathématique s'exprime sous la forme :

$f'_3(x_C) = g'_2(x_C)$, soit :

$$\frac{h}{l} - \frac{h}{l} \cos\left(\frac{2\pi(x_C - x_{\text{debut}})}{l}\right) = \frac{2\pi \cdot h_j}{l_j} \sin\left(\frac{2\pi(x_C - x_{\text{debut}})}{l_j} - \frac{\pi}{m}\right)$$

$$\text{Numériquement, elle devient : } |f'_3(x_C) - g'_2(x_C)| \leq 0.02. \quad (17)$$

ũ 3^{ème} condition, fibrabilité de la matrice :

La condition mathématique s'exprime sous la forme :

$g_2(x_E) - y_1 = t$, soit

$$y_3 - h_j \cos\left(\frac{2\pi(x_E - x_{\text{debut}})}{l_j} - \frac{\pi}{m}\right) - y_1 = t$$

$$\text{Numériquement, elle devient : } t - 10nm \leq |g_2(x_E) - y_0| \leq t + 10nm. \quad (18)$$

4. Raccordement au point D :

ũ 1^{ère} condition, continuité des fonctions:

La condition mathématique s'exprime sous la forme :

$f_4(x_D) = h_2(x_D)$, soit :

$$y_1 - \frac{h}{l}(x_D - x_{\text{debut}}) + \frac{h}{2\pi} \sin\left(\frac{2\pi(x_D - x_{\text{debut}})}{l}\right) = y_5 - h_k \sin\left(\frac{2\pi(x_D - x_{\text{debut}})}{l_K} - \frac{\pi}{n}\right)$$

$$\text{Numériquement, elle devient : } |f_4(x_D) - h_2(x_D)| \leq 10nm. \quad (19)$$

ũ 2^{ème} condition, continuité des dérivées premières :

La condition mathématique s'exprime sous la forme :

$f'_4(x_D) = h'_2(x_D)$, soit :

$$-\frac{h}{l} + \frac{h}{l} \cos\left(\frac{2\pi(x_D - x_{\text{debut}})}{l}\right) = -\frac{2\pi \cdot h_K}{l_K} \cos\left(\frac{2\pi(x_D - x_{\text{debut}})}{l_K} - \frac{\pi}{n}\right)$$

$$\text{Numériquement, elle devient : } |f'_4(x_D) - h'_2(x_D)| \leq 0.02. \quad (20)$$

ü 3^{ème} condition, fibrabilité de la matrice :

La condition mathématique s'exprime sous la forme :

$h_2(x_F) - y_1 = 0$, soit :

$$y_5 - h_K \sin\left(\frac{2\pi(x_F - x_{fin})}{l_K} - \frac{\pi}{n}\right) - y_1 = 0$$

Numériquement, elle devient : $|h_2(x_F) - y_1| \leq 10nm$. (21)

Les paramètres des fonctions $f_1(x)$, $f_2(x)$, $f_3(x)$ et $f_4(x)$ ont été fixés par l'optimisation du commutateur. Il nous reste donc à agir sur les paramètres suivants : y_2 , y_3 , y_4 , y_5 , h_j , h_k , l_j , l_k , m , n pour optimiser la géométrie de notre matrice de commutation en satisfaisant les trois conditions précitées en chacun des points A, B, C et D.

3.6.2. Détermination de la valeur optimale des paramètres

La méthode que nous avons adoptée pour déterminer la valeur optimale de nos paramètres est essentiellement pragmatique. Elle a consisté à s'approcher des valeurs optimales, tout d'abord d'une façon intuitive, en examinant l'effet d'une modification de chacun des paramètres sur la géométrie de la matrice. Cette démarche a été considérablement aidée par l'usage d'un programme que nous avons écrit en Fortran et qui a consisté à calculer numériquement les douze conditions précédentes (relations 10 à 21).

Ces calculs ont été effectués en modifiant systématiquement les valeurs des paramètres (y_2 , y_5 , h_j , l_j , m) pour les fonctions $g_1(x)$ et $g_2(x)$ et les paramètres (y_3 , y_4 , h_k , l_k , n) pour les fonctions $h_1(x)$ et $h_2(x)$. Le domaine de variation de ces paramètres a été dicté par les dimensions de chacune des deux jonctions Y optimisée séparément, et par l'écart entre guides d'entrée et de sortie. Plus précisément, nous avons fait varier y_2 et y_4 d'une valeur définie par l'ordonnée y_1 correspondant à l'axe de la jonction Y inférieure et l'ordonnée y_0 qui est l'axe de la jonction Y supérieure. De même y_3 sera toujours inférieur à y_1 , et y_5 sera toujours supérieur à y_0 . Nous avons choisi pour h_j des bornes données par le demi-écartement en sortie de la jonction Y représentant le dispositif actif et l'écart entre les deux guides de sortie (250 μm ou 500 μm) et h_k sera toujours inférieur à $(y_1 - y_3)$. En ce qui concerne l_j et l_k , nous pouvons noter que la distance l_p entre les plans définissant l'entrée de la partie passive de la matrice (points de raccordement A, B, C et D) et sa sortie (points de raccordement E et F) est forcément plus petite que la demi-période de la fonction $g_1(x)$ ou $g_2(x)$, c'est-à-dire $l_j/2$, et plus grand que le quart de la période c'est-à-dire $l_j/4$. De la même façon, la distance l_p entre les plans

définissant l'entrée de la partie passive de la matrice (points de raccordement A, D, ou B et C) et sa sortie (points de raccordement E et F) est au maximum, égale à la période l_k de $h_1(x)$ ou $h_2(x)$, et au minimum à la moitié de cette période. Enfin, m et n sont des paramètres liés à la phase des fonctions sinusoïdales $g_1(x)$ ou $g_2(x)$ et $h_1(x)$ ou $h_2(x)$. Sachant qu'un décalage d'un quart de période permettrait d'explorer toutes les situations favorables, il en résulte que les paramètres m et n devraient avoir des valeurs plus grandes que 2. Voici un récapitulatif des domaines de variation typique de nos paramètres.

y_2	y_3	y_4	y_5	l_j	l_k	h_j	h_k	m	n
$-h_k \leq y_2 \leq y_1$	$-h_k \leq y_3 \leq y_1$	$y_4 > y_0$	$y_5 < y_1$	$\frac{l_j}{4} \leq l_p \leq \frac{l_j}{2}$	$\frac{l_k}{2} \leq l_p \leq l_k$	$\frac{h}{2} \leq h_j \leq t$	$h_k \leq y_1 - y_3$	≥ 2	≥ 2

Tableau.3.1. Récapitulatif des domaines de variation des paramètres.

Il est difficile de distinguer l'effet de chacun des paramètres sur les conditions introduites précédemment ; cependant, après avoir effectué un grand nombre d'essais que l'on pourra presque qualifier "d'expériences" sur ordinateur, nous avons pu remarquer que ces paramètres auraient tendance à agir de la façon suivante sur les conditions précitées :

- Ø y_2, y_3, y_4, y_5, m et n interviennent plutôt sur les deux premières conditions, c'est-à-dire la continuité des fonctions et de leurs dérivées au raccordement avec les jonctions Y d'entrée.
- Ø h_j, h_k, l_j et l_k interviennent plutôt sur la dernière condition qui concerne la fibrabilité de la matrice.

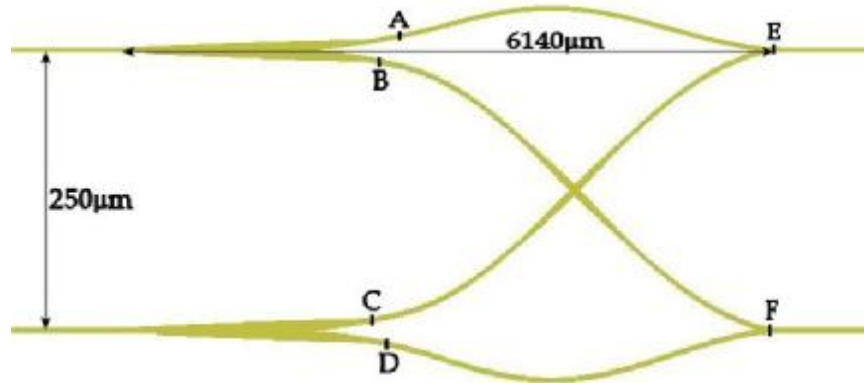
C'est à l'issue d'un grand nombre de ces "expériences" sur ordinateur, que nous avons pu définir trois géométries de matrice pour le premier commutateur et deux autres géométries de matrice pour le deuxième commutateur, soit au total cinq matrices. Nous donnons ci-dessous figure 3.14 la géométrie d'une matrice adaptée pour le premier commutateur T1 avec la valeur des paramètres qui s'y rattachent.

Première matrice optimisée pour le premier commutateur T1 (T1-M1) :

Afin de montrer le côté optimal des paramètres choisis, nous avons tracé, pour cette matrice, l'effet d'une modification de chacun de ces paramètres autour de sa valeur optimale, en fixant la valeur des autres paramètres, sur les trois conditions (continuité des fonctions, de leurs dérivées et la fibrabilité de la matrice) aux quatre points de raccordements A, B, C et D.

Ces conditions ont été bien détaillées précédemment ; elles se sont traduites par les relations numériques de (10) à (21).

Considérons les raccordements aux points A et D. Comme nous l'avons déjà indiqué, étant donnée la symétrie de la matrice, la vérification des trois conditions en ces deux points conduit à la détermination de y_4 , y_3 , h_k , l_k et n . Rappelons que y_4 est l'axe de symétrie de $h_1(x)$ et y_3 celui de $h_2(x)$; h_k , l_k et n sont relatifs respectivement à la période, l'amplitude et la phase associée à la fonction sinusoïdale $h_1(x)$ ou $h_2(x)$.



Longueur = 6140 μm, écart = 250 μm.

Paramètres : $x_B = x_C = 2680 \mu m$, $x_A = x_D = 3050 \mu m$, $y_2 = 219.1 \mu m$, $y_3 = 230.9 \mu m$, $y_4 = 372.12 \mu m$, $y_5 = 77.88 \mu m$, $h_j = 119.1 \mu m$, $h_k = 22.12 \mu m$, $l_j = 7500.5 \mu m$, $l_k = 4250 \mu m$, $m = 2.711$, $n = 6.25$.

Conditions de raccordement (valeurs obtenues après optimisation) :

$$g_2(x_C) - f_3(x_C) = g_1(x_B) - f_2(x_B) = 0.008, \quad g'_2(x_C) - f'_3(x_C) = g'_1(x_B) - f'_2(x_B) = 0.0004, \\ \Delta t = 0.005.$$

$$h_2(x_D) - f_4(x_D) = h_1(x_A) - f_1(x_A) = 0.0006, \quad h'_2(x_D) - f'_4(x_D) = h'_1(x_A) - f'_1(x_A) = 0.0003, \\ \Delta t = 0.009.$$

Figure 3.14. Première matrice 2X2 adaptée pour le premier commutateur avec ses paramètres ($y/x=10$).

Considérons le premier paramètre y_4 ; nous allons montrer l'effet de la variation de y_4 sur les conditions du raccordement de $f_1(x)$ à $h_1(x)$ au point A ; les autres paramètres sont fixés à leurs valeurs optimales. Les résultats sont donnés figure 3.15.a, b et c, où nous avons respectivement reporté la continuité des fonctions (figure 3.15.a), de leurs dérivées (figure 3.15.b) et l'erreur sur l'écartement (figure 3.15.c). Il apparaît que la valeur optimale de y_4 pour la continuité des fonctions est la même de celle donnée par la fibrabilité de la matrice. Pour la continuité des dérivées des fonctions, comme on pouvait s'y attendre, y_4 n'a aucune influence, puisqu'il ne joue que sur la translation de $h_1(x)$.

En ce qui concerne y_3 qui implique le raccordement au point D, l'analyse est tout à fait identique à celle de y_4 (figure 3.16). La valeur de y_3 optimale satisfait les conditions de continuité des fonctions (figure 3.16.a) et d'erreur sur l'écartement (figure 3.16.c), mais elle n'a aucune influence sur la continuité des dérivées (figure 3.16.b).

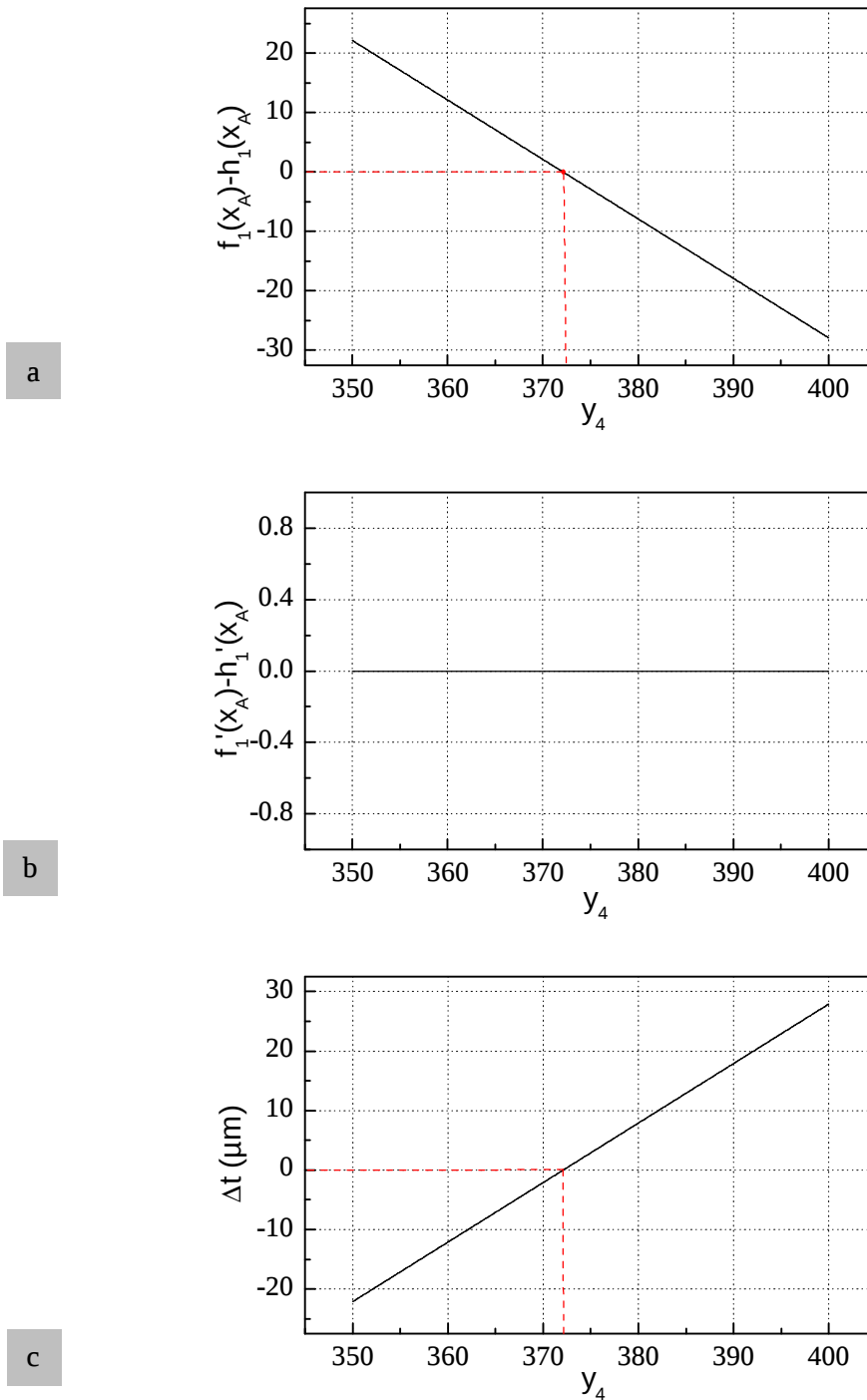


Figure 3.15. Effet de la variation de y_4 autour de sa valeur optimale sur, a : continuité des fonctions $f_1(x)$ et $h_1(x)$, b : continuité de leurs dérivées, c : fibrabilité de la matrice, au point A. Les autres paramètres ont conservé leurs valeurs optimales.

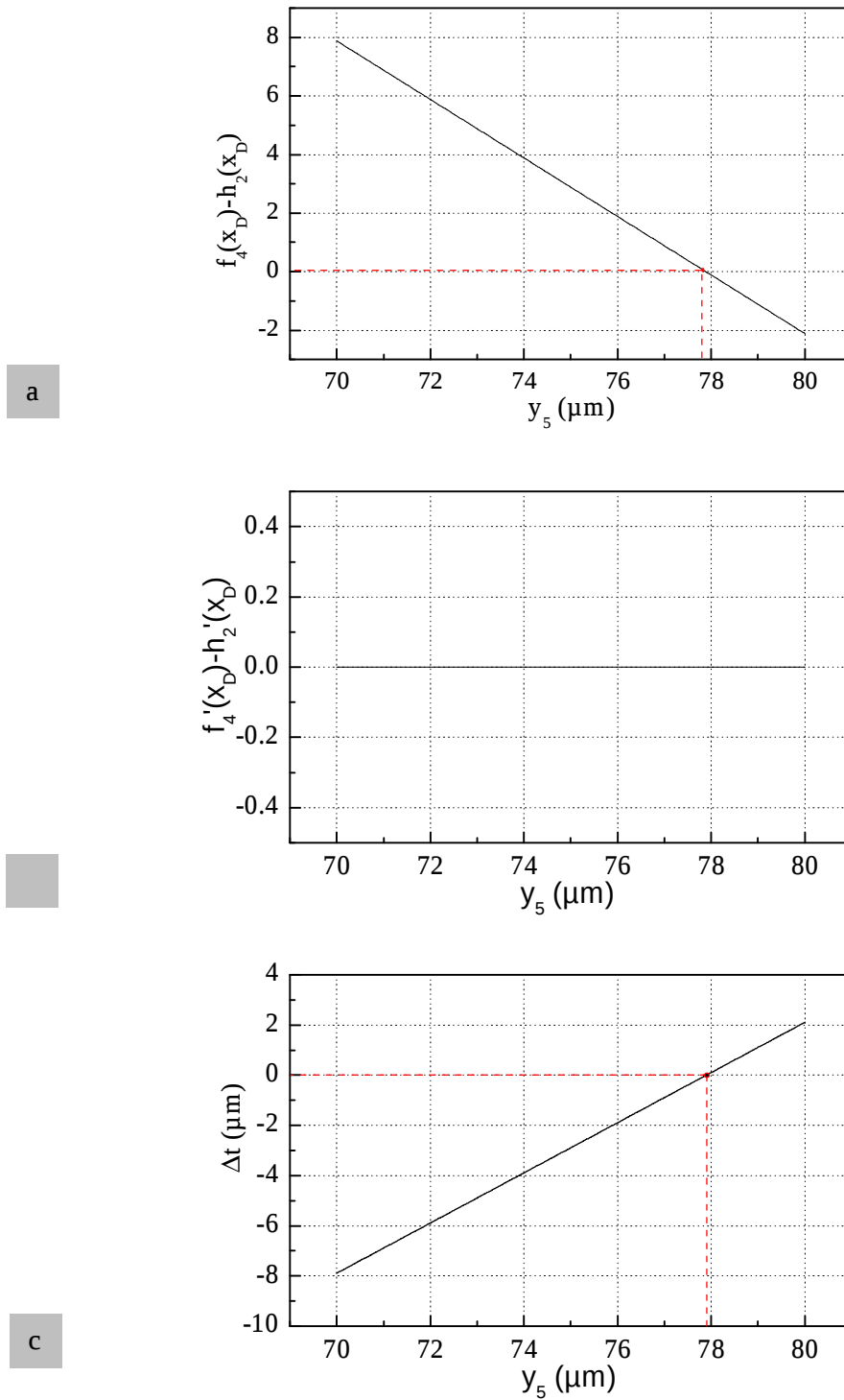


Figure 3.16. Effet de la variation de y_5 autour de sa valeur optimale sur, a : continuité des fonctions $f_4(x)$ et $h_2(x)$, b : continuité de leurs dérivées, c : fibrabilité de la matrice, au point D. Les autres paramètres ont conservé leurs valeurs optimales.

Etant donnée la symétrie de la matrice, l'effet de la variation de h_k sur la vérification des conditions de raccordement est le même au point A et au point D. Nous présentons ici les résultats (figure 3.17.a, b et c) pour le raccordement au point D. Il apparaît que la valeur optimale de h_k est exactement la même pour les trois conditions à respecter. De la même

façon nous présentons figure 3.18 l'effet de la variation de l_k sur les trois conditions de raccordement au point D. La valeur optimale de l_k est rigoureusement la même pour la continuité des fonctions et de leurs dérivées (figure 3.18.a et b); elle tolère un domaine de validité pour la fibrabilité de la matrice (figure 3.18.c) qui encadre parfaitement la valeur optimale de l_k définie par les deux autres conditions.

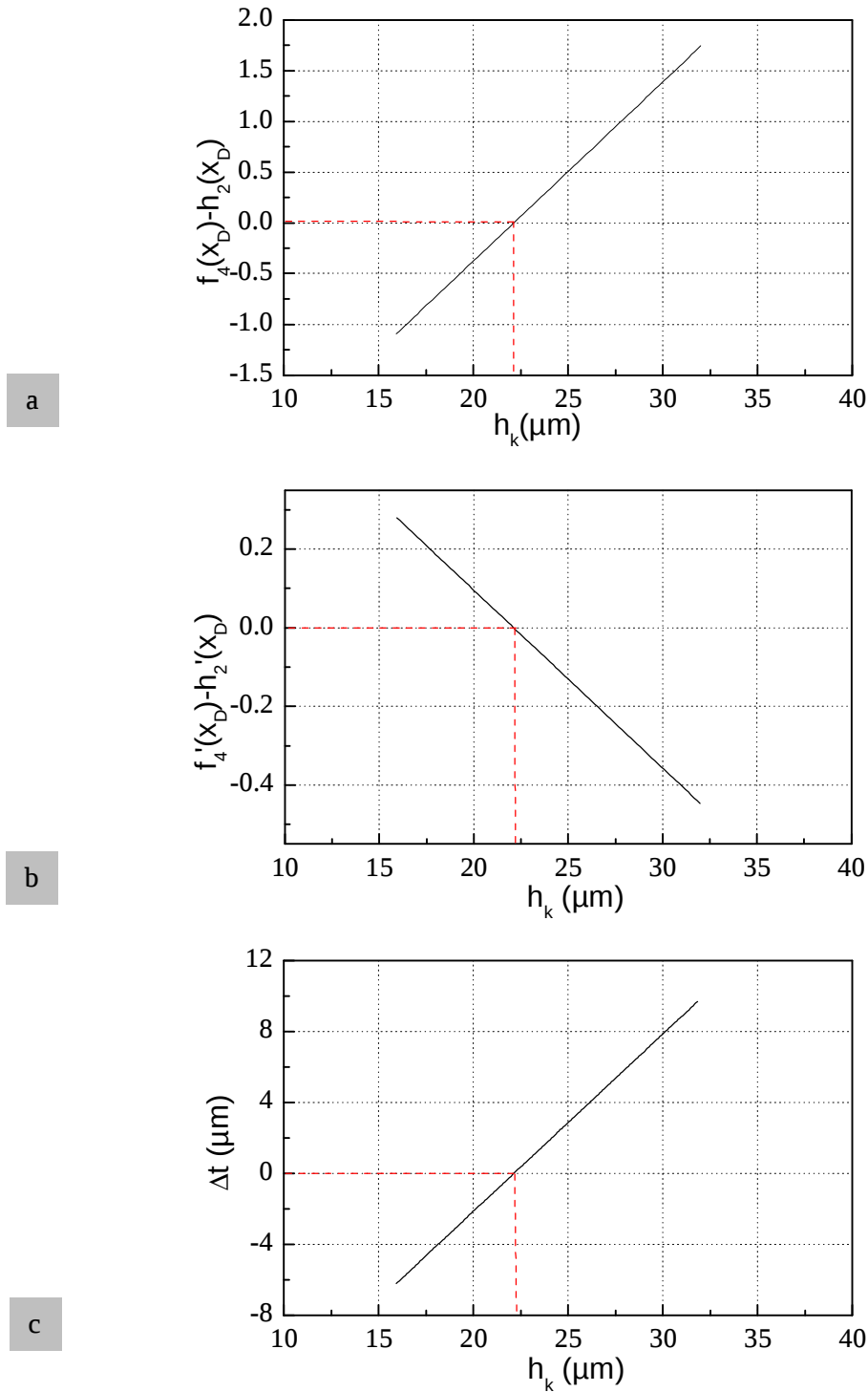


Figure 3.17. Effet de la variation de h_k autour de sa valeur optimale sur, a : continuité des fonctions $f_4(x)$ et $h_2(x)$, b : continuité de leurs dérivées, c : fibrabilité de la matrice, au point D. Les autres paramètres ont conservé leurs valeurs optimales.

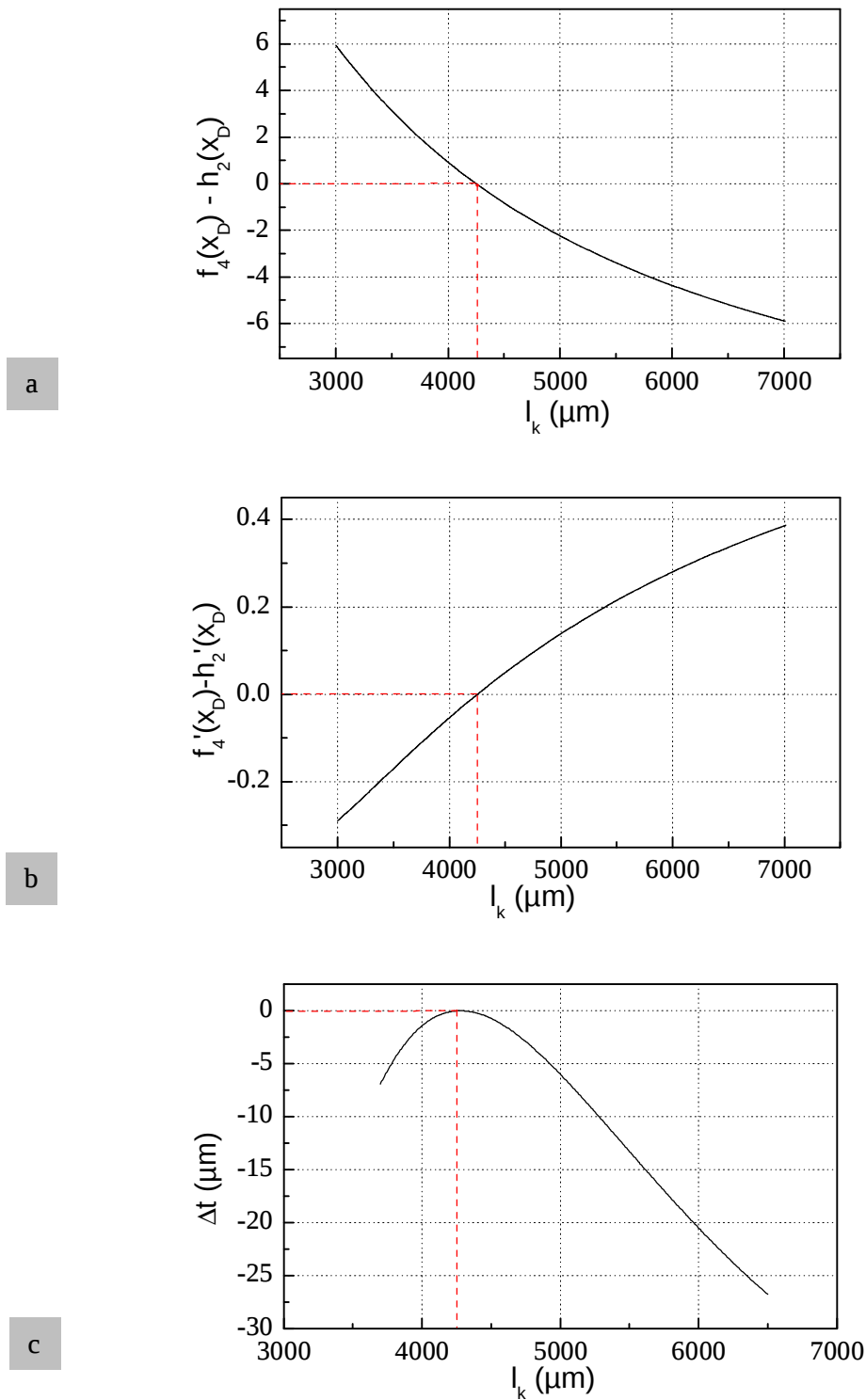


Figure 3.18. Effet de la variation de l_k autour de sa valeur optimale sur, a : continuité des fonctions $f_4(x)$ et $h_2(x)$, b : continuité de leurs dérivées, c : fibrabilité de la matrice, au point D. Les autres paramètres ont conservé leurs valeurs optimales.

En ce qui concerne la variation du paramètre n sur les conditions de raccordement au point D, la figure 3.19 montre :

- que la condition de continuité des fonctions $f_4(x)$ et $h_2(x)$ conduit à une seule valeur de n bien définie (figure 3.19.a).

- ▼ que celle relative à la continuité de dérivées $f_4'(x)$ et $h_2'(x)$ conduit à deux valeurs optimales de n , dont l'une a exactement la même valeur que celle donnée à la condition précédente (figure 3.19.b).
- ▼ que la condition relative à la fibrabilité de la matrice conduit à toute une plage de valeurs qui encadrent largement la valeur optimale (figure 3.19.c).

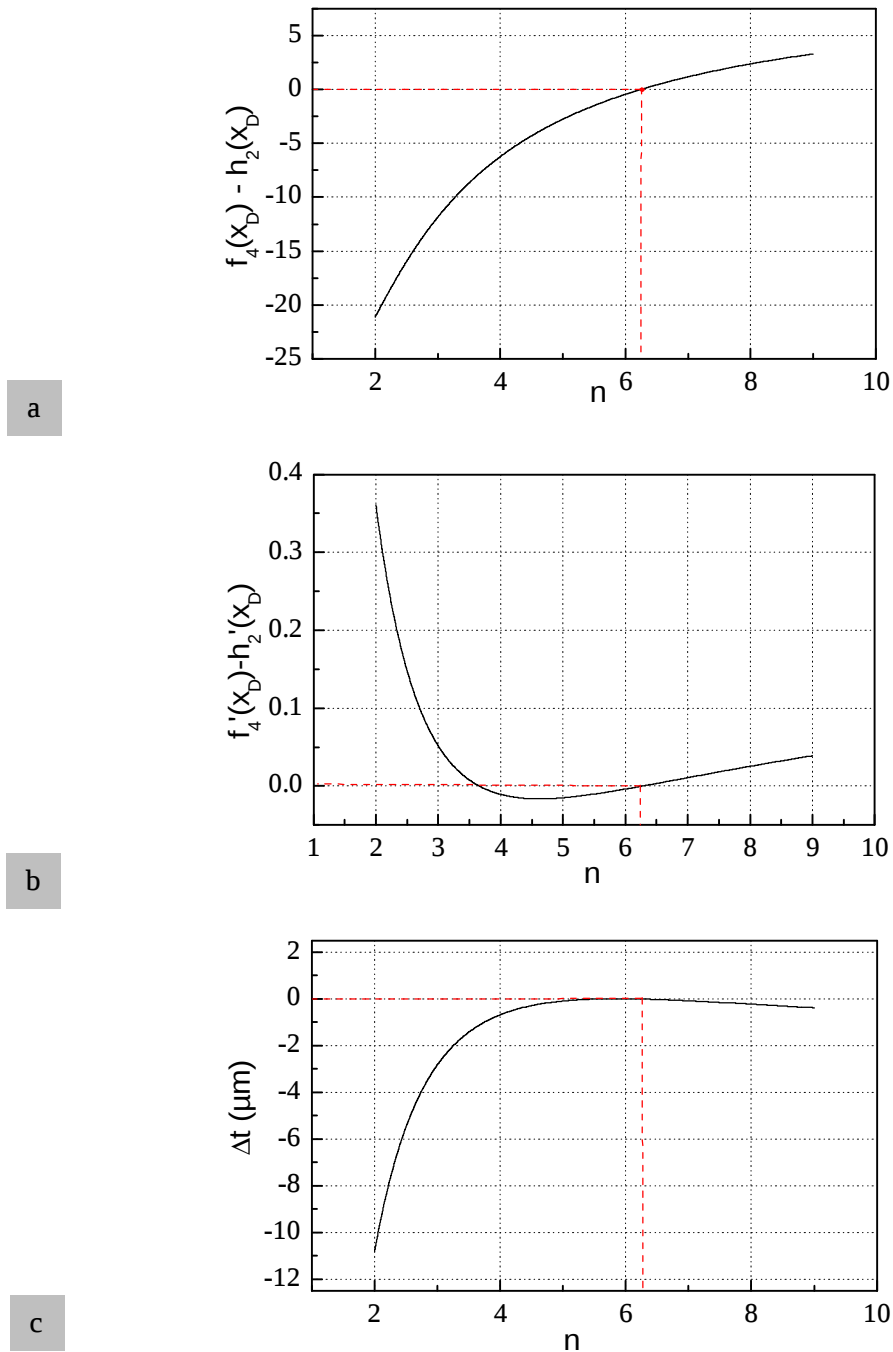


Figure 3.19. Effet de la variation de n autour de sa valeur optimale sur, a : continuité des fonctions $f_4(x)$ et $h_2(x)$, b : continuité de leurs dérivées, c : fibrabilité de la matrice, au point D. Les autres paramètres ont conservé leurs valeurs optimales.

Comme en A et D, les raccordements symétriques de la matrice en B et C conduisent à la détermination des valeurs optimales de y_2 , y_5 , h_j , l_j et m . Rappelons que y_2 représente l'axe de symétrie de $g_2(x)$, y_5 l'axe de symétrie de $g_1(x)$; h_j , l_j et m sont relatifs respectivement à l'amplitude, la période et la phase de la fonction $g_1(x)$ ou $g_2(x)$. La figure 3.20 montre que la condition, au point C, sur la continuité des fonctions et la fibrabilité de la matrice sont vérifiées pour exactement la même valeur de y_2 (figure 3.20.a et c); comme il fallait s'y attendre, y_3 n'a aucune influence sur la continuité des dérivées (figure 3.20.b).

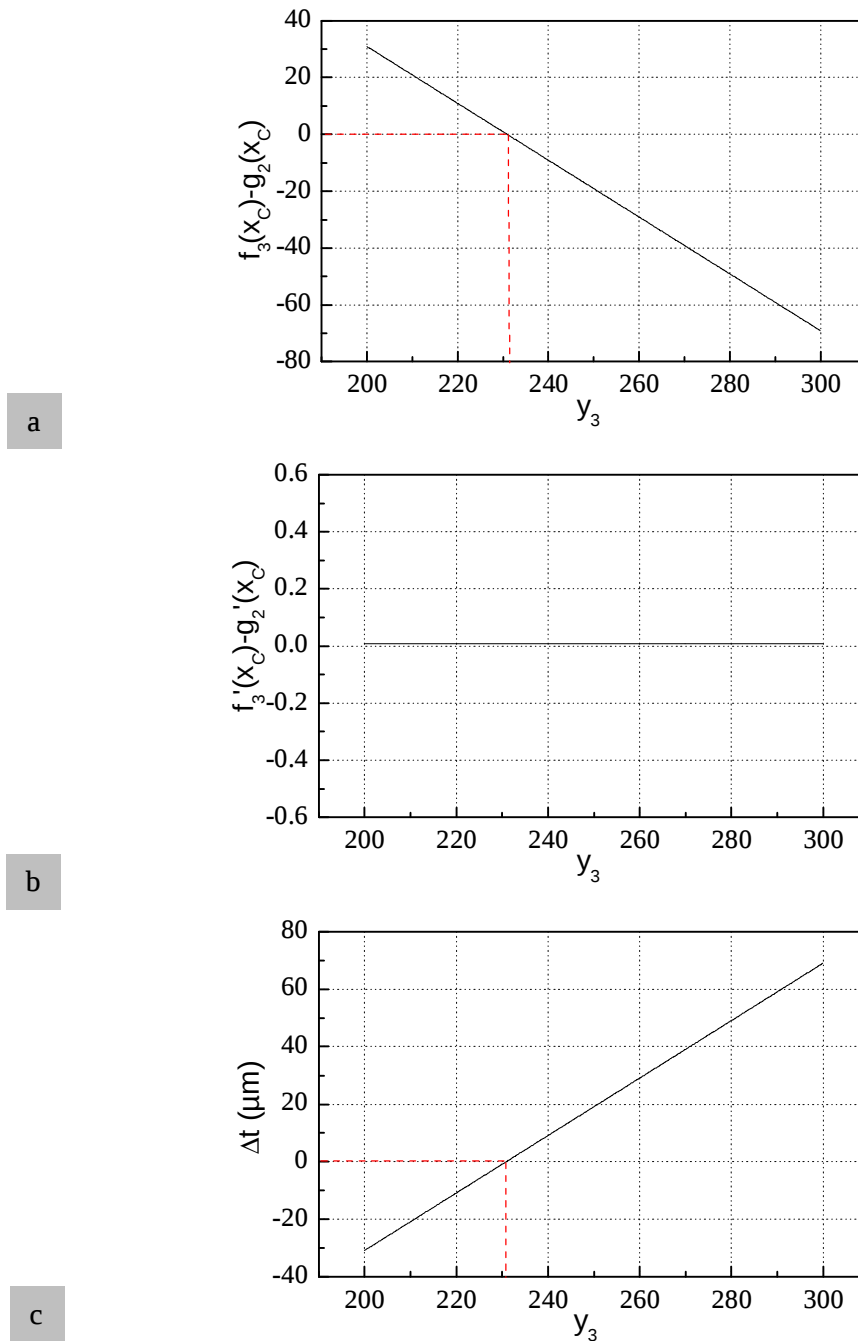


Figure 3.20. Effet de la variation de y_3 autour de sa valeur optimale sur, a : continuité des fonctions $f_3(x)$ et $g_2(x)$, b : continuité de leurs dérivées, c : fibrabilité de la matrice, au point C. Les autres paramètres ont conservé leurs valeurs optimales.

La figure 3.21 donne la même étude que précédemment, mais pour y_2 au point B. Le comportement est tout à fait semblable, avec l'obtention d'une même valeur optimale pour la continuité des fonctions (figure 3.21.a) et la fibrabilité de la matrice (figure 3.21.c), et une indépendance totale de y_5 sur la continuité des dérivées (figure 3.21.b).

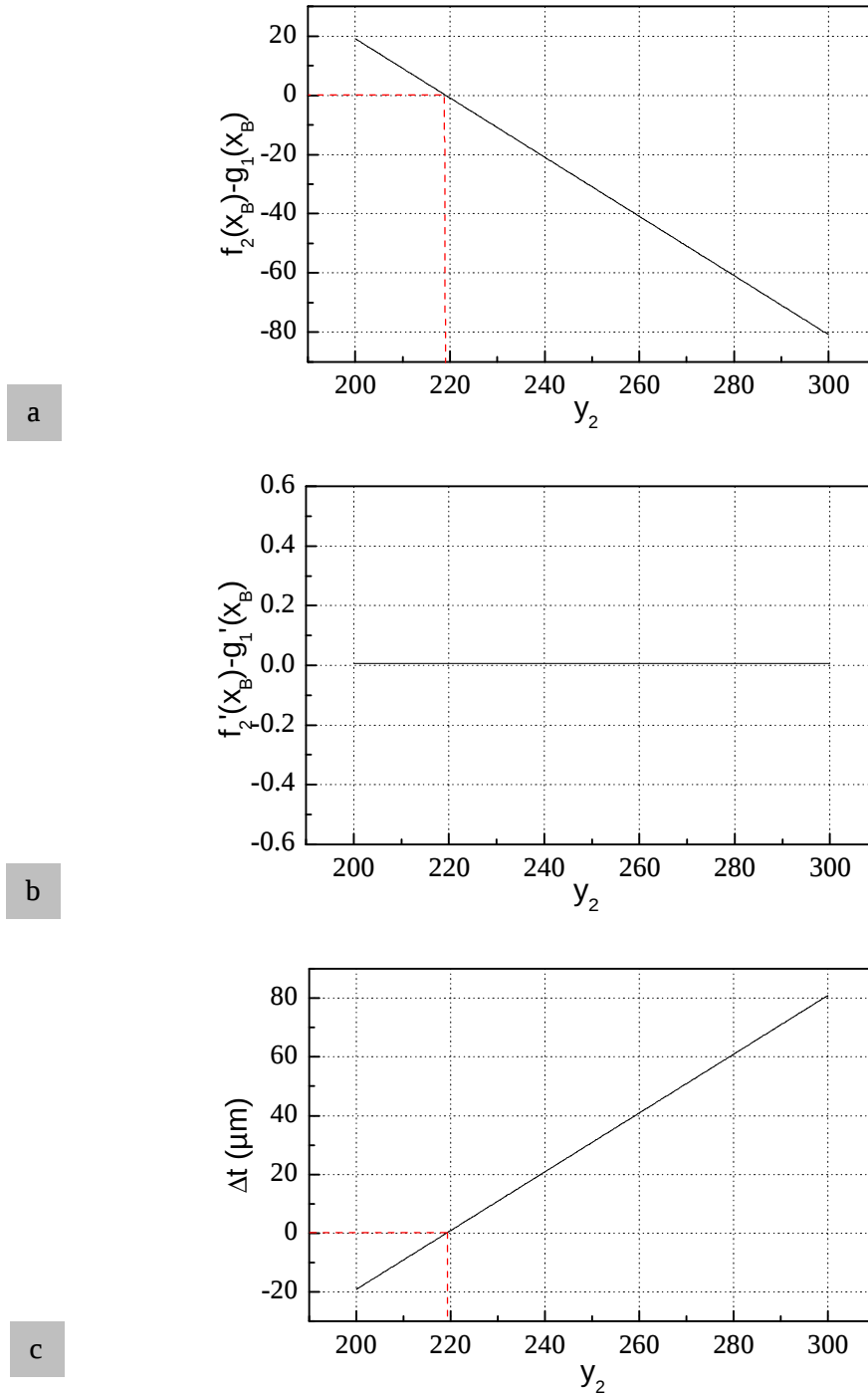


Figure 3.21. Effet de la variation de y_5 autour de sa valeur optimale sur, a : continuité des fonctions $f_2(x)$ et $g_1(x)$, b : continuité de leurs dérivées, c : fibrabilité de la matrice, au point B. Les autres paramètres ont conservé leurs valeurs optimales.

Etant donné la symétrie de la matrice en B et C, nous rapportons les conditions du raccordement au point C pour les paramètres h_j , l_j et n .

La figure 3.22 montre que la valeur optimale de h_j est exactement la même, quelle que soit la condition considérée.

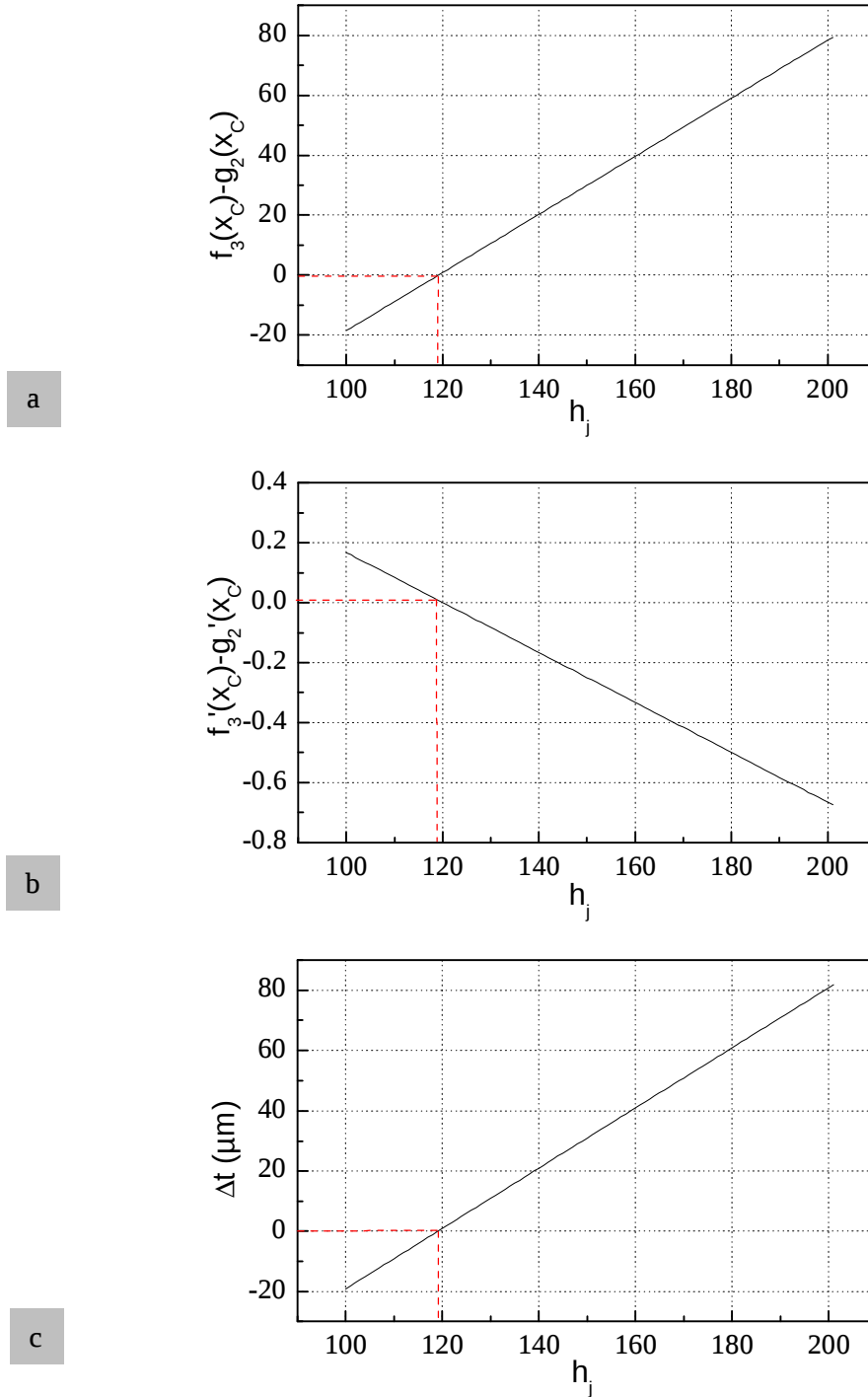


Figure 3.22. Effet de la variation de h_j autour de sa valeur optimale sur, a : continuité des fonctions $f_3(x)$ et $g_2(x)$, b : continuité de leurs dérivées, c : fibrabilité de la matrice, au point C. Les autres paramètres ont conservé leurs valeurs optimales.

La figure 3.23 montre que les conditions sur la continuité des fonctions et de leurs dérivées conduit à la même valeur optimale de l_j (figure 3.23.a et b), alors que celle relative à la fibrabilité de la matrice autorise un domaine de validité qui encadre la valeur optimale de l_j obtenue avec les deux conditions précédentes (figure 3.23.c).

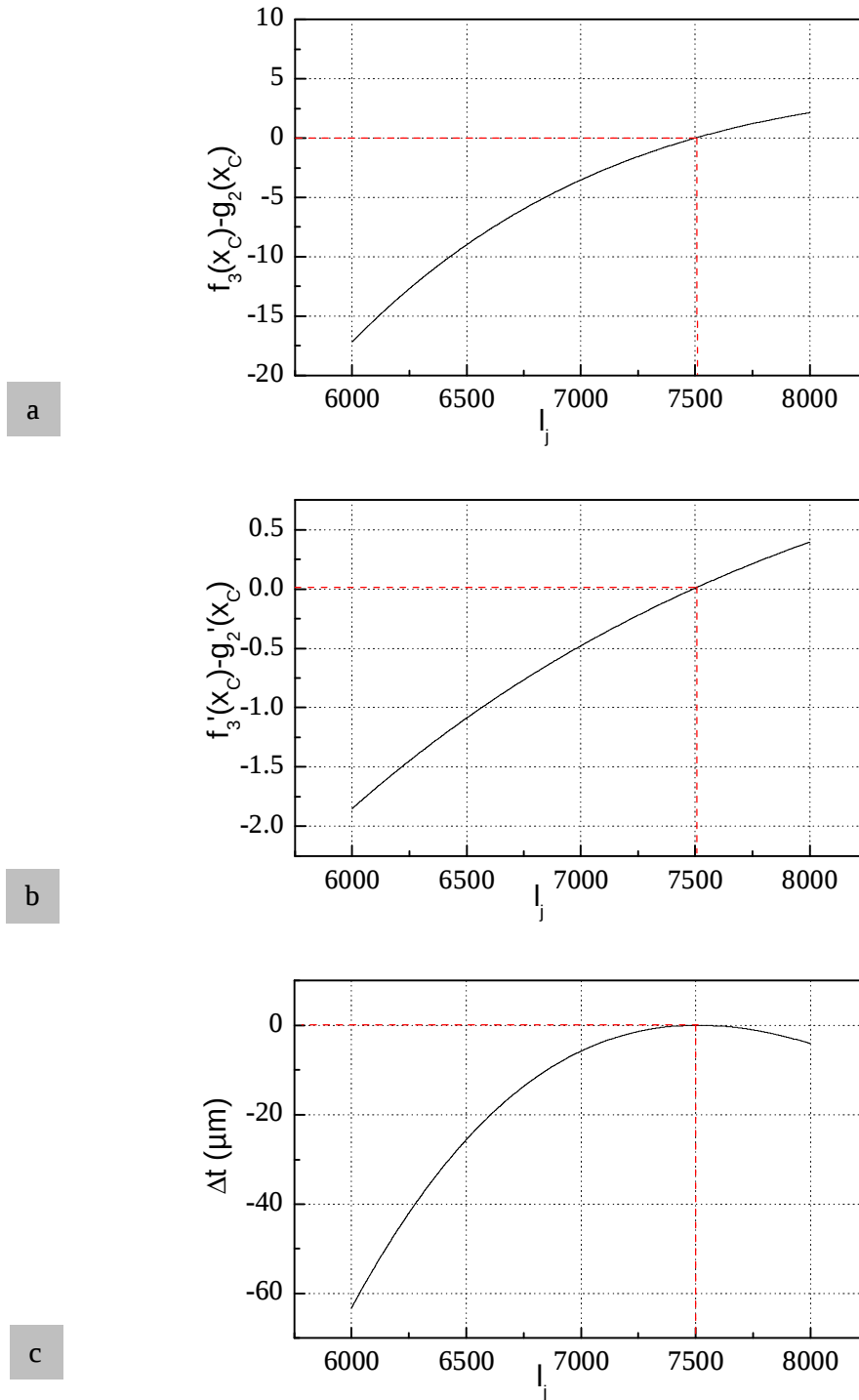


Figure 3.23. Effet de la variation de l_j autour de sa valeur optimale sur, a : continuité des fonctions $f_3(x)$ et $g_2(x)$, b : continuité de leurs dérivées, c : fibrabilité de la matrice, au point C. Les autres paramètres ont conservé leurs valeurs optimales.

Enfin la figure 3.24 montre que les conditions de continuité de $f_3(x)$ et $g_2(x)$ et de leurs dérivées conduit à la même valeur optimale de m , et que celle relative à la fibrabilité de la matrice conduit à une plage de valeurs possibles qui encadre la valeur optimale donnée par les deux conditions précédentes.

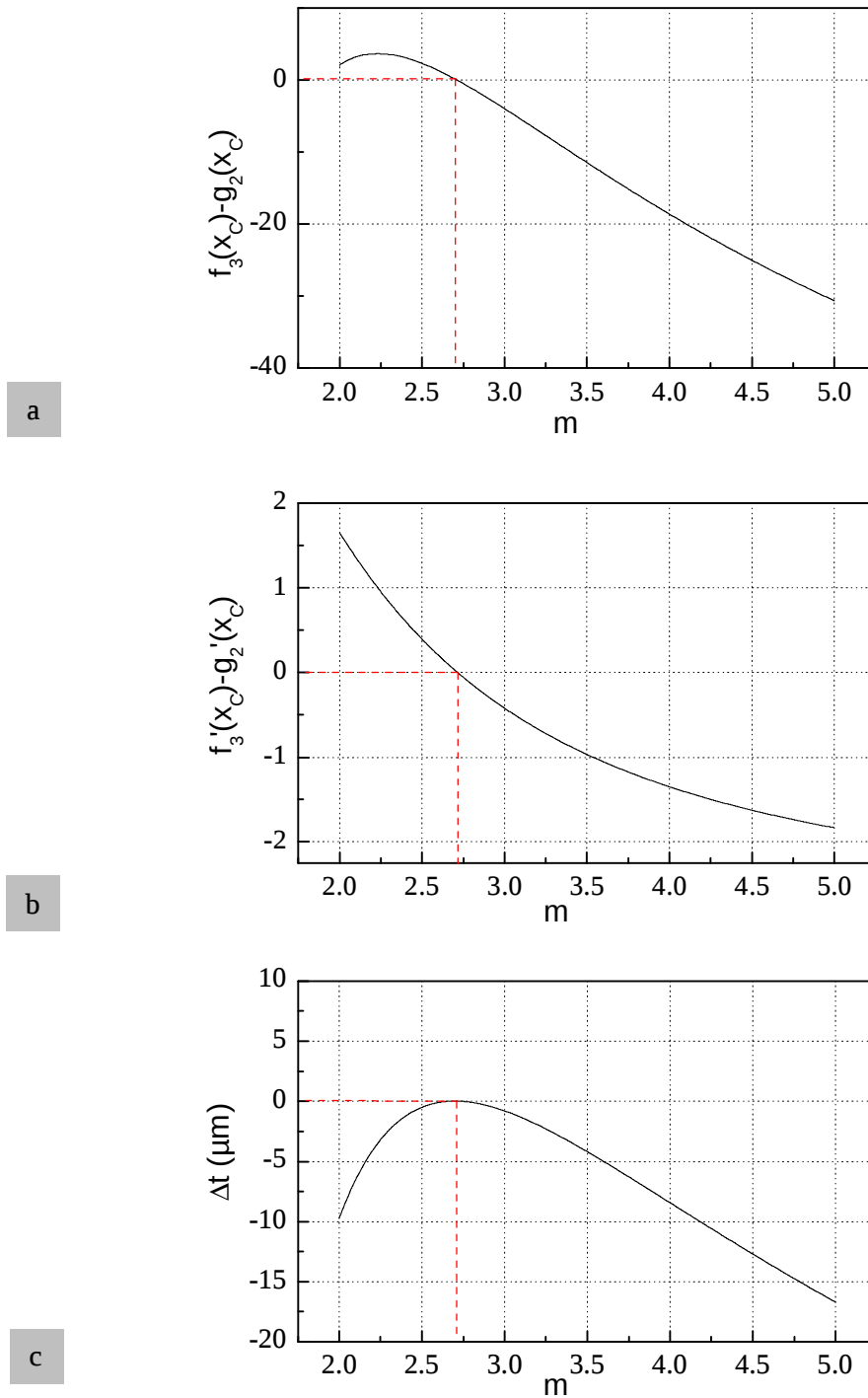
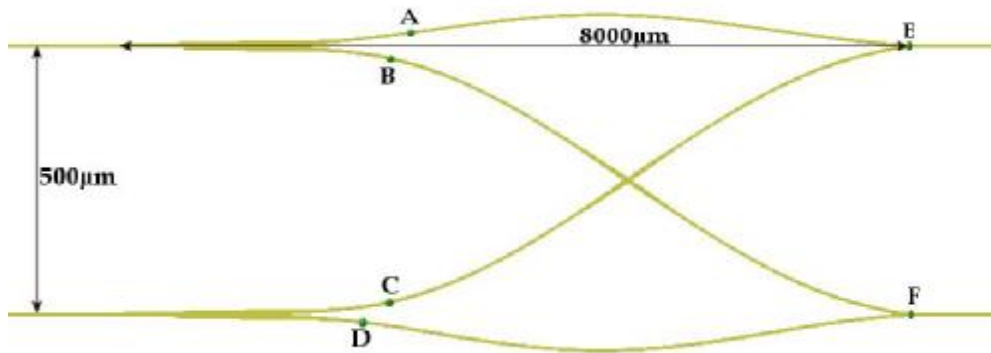


Figure 3.24. Effet de la variation de m autour de sa valeur optimale sur, a : continuité des fonctions $f_3(x)$ et $g_2(x)$, b : continuité de leurs dérivées, c : fibrabilité de la matrice, au point C. Les autres paramètres ont conservé leurs valeurs optimales.

L'ensemble de ces résultats démontre avec évidence que les valeurs des paramètres que nous avons déterminées, vérifient bien les trois critères que nous nous sommes fixés aux quatre points de raccordement entre les jonctions Y et la matrice, et conduisent donc bien à une matrice optimale. Nous donnons dans ce qui suit, la topologie des quatre autres matrices que nous avons optimisées de la même façon. Pour éviter toute lourdeur dans la lecture du mémoire, nous ne reprenons pas ici toute la démarche que nous avons effectuée pour la première matrice sur la vérification du caractère optimal des valeurs des paramètres.

Deuxième matrice optimisée pour le premier commutateur T1 (T1-M2) (Figure 3.25):



Longueur = 8000 μm, écart = 500 μm,

Paramètres : $x_B = x_C = 2560 \mu m$, $x_A = x_D = 3050 \mu m$, $y_2 = 345.08 \mu m$, $y_3 = 354.93 \mu m$, $y_4 = 633.71 \mu m$, $y_5 = 66.57 \mu m$, $h_j = 245.09 \mu m$, $h_k = 33.47 \mu m$, $l_j = 11498.5 \mu m$, $l_k = 6380 \mu m$, $m = 4.489$, $n = 4.65$.

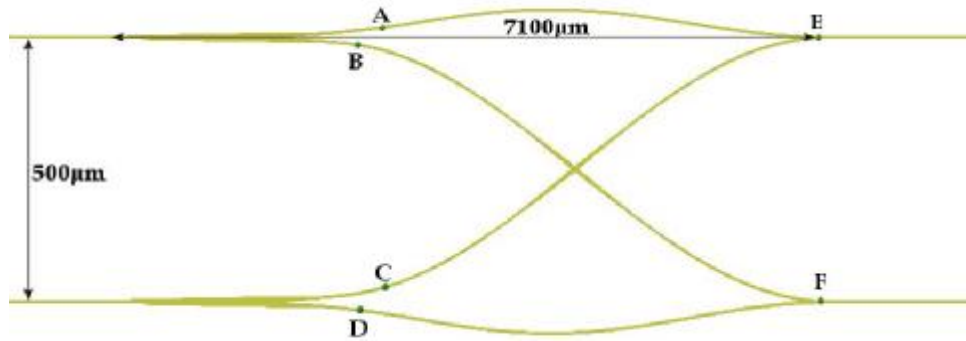
Conditions de raccordement (valeurs obtenues après optimisation) :

$$g_2(x_C) - f_3(x_C) = g_1(x_B) - f_2(x_B) = 0.003, \quad g'_2(x_C) - f'_3(x_C) = g'_1(x_B) - f'_2(x_B) = 0.001, \quad \Delta t = 0.005.$$

$$h_2(x_D) - f_4(x_D) = h_1(x_A) - f_1(x_A) = 0.0005, \quad h'_2(x_D) - f'_4(x_D) = h'_1(x_A) - f'_1(x_A) = 0.0007, \quad \Delta t = 0.002.$$

Figure 3.25. Deuxième matrice 2X2 adaptée pour le premier commutateur avec ses paramètres ($y/x=10$).

Troisième matrice optimisée pour le premier commutateur T1 (T1-M3) (Figure 3.26) :



Longueur = 7100 μm, écart = 500 μm,

Paramètres : $x_B=x_C=2570\mu m$, $x_A=x_D=3220\mu m$, $y_2=344.75\mu m$, $y_3=355.25\mu m$, $y_4=629.5\mu m$, $y_5=70.5\mu m$, $h_j=244.62\mu m$, $h_k=29.5\mu m$, $l_j=9500\mu m$, $l_k=5270.5\mu m$, $m=3.495$, $n=4.657$.

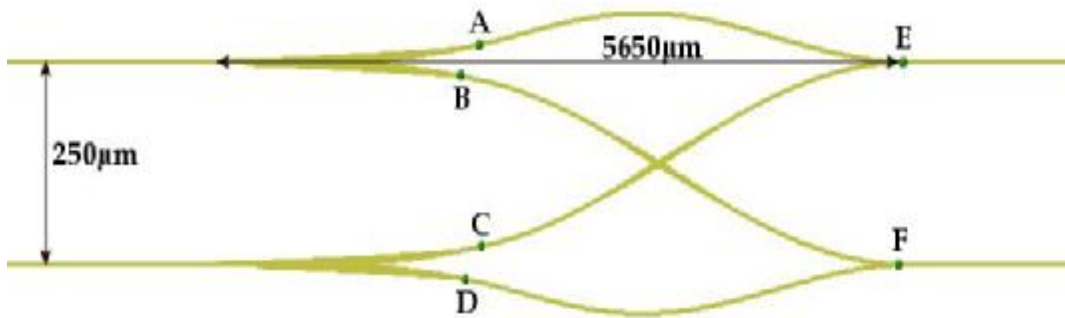
Conditions de raccordement (valeurs obtenues après optimisation) :

$$g_2(x_C) - f_3(x_C) = g_1(x_B) - f_2(x_B) = 0.008, g'_2(x_C) - f'_3(x_C) = g'_1(x_B) - f'_2(x_B) = 0.0004, \Delta t = 0.005.$$

$$h_2(x_D) - f_4(x_D) = h_1(x_A) - f_1(x_A) = 0.004, h'_2(x_D) - f'_4(x_D) = h'_1(x_A) - f'_1(x_A) = 0.006, \Delta t = 0.009.$$

Figure 3.26. Troisième matrice 2X2 adaptée pour le premier commutateur avec ses paramètres ($y/x=10$).

Première matrice optimisée pour le deuxième commutateur T2 (T2-M1) (Figure 3.27) :



Longueur = 5650 μm, écart = 250 μm,

Paramètres : $x_B=x_C=2600\mu m$, $x_A=x_D=2810\mu m$, $y_2=216.86\mu m$, $y_3=233.13\mu m$, $y_4=380.22\mu m$, $y_5=69.78\mu m$, $h_j=116.87\mu m$, $h_k=30.34\mu m$, $l_j=7040\mu m$, $l_k=4000\mu m$, $m=3.076$, $n=13.39$.

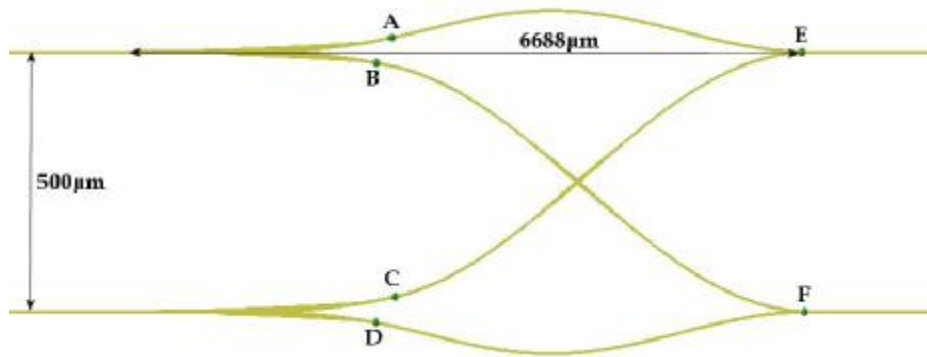
Conditions de raccordement (valeurs obtenues après optimisation) :

$$g_2(x_C) - f_3(x_C) = g_1(x_B) - f_2(x_B) = 0.01, g'_2(x_C) - f'_3(x_C) = g'_1(x_B) - f'_2(x_B) = 0.008, \Delta t = 0.01.$$

$$h_2(x_D) - f_4(x_D) = h_1(x_A) - f_1(x_A) = 0.01, h'_2(x_D) - f'_4(x_D) = h'_1(x_A) - f'_1(x_A) = 0.001, \Delta t = 0.008.$$

Figure 3.27. Première matrice 2X2 adaptée pour le deuxième commutateur avec ses paramètres ($y/x=10$).

Deuxième matrice optimisée pour le deuxième commutateur T2 (T2-M2) (Figure 3.28) :



Longueur = 6688 μm , écart = 500 μm ,

Paramètres : $x_B=x_C=2630\mu\text{m}$, $x_A=x_D=3020\mu\text{m}$, $y_2=340\mu\text{m}$, $y_3=360\mu\text{m}$, $y_4=640.495\mu\text{m}$, $y_5=59.50\mu\text{m}$, $h_j=240\mu\text{m}$, $h_k=40.50\mu\text{m}$, $l_j=8800\mu\text{m}$, $l_k=5000\mu\text{m}$, $m=3.406$, $n=6.82$.

Conditions de raccordement (valeurs obtenues après optimisation) :

$$g_2(x_C) - f_3(x_C) = g_1(x_B) - f_2(x_B) = 0.001, g'_2(x_C) - f'_3(x_C) = g'_1(x_B) - f'_2(x_B) = 0.015, \Delta t = 0.001.$$

$$h_2(x_D) - f_4(x_D) = h_1(x_A) - f_1(x_A) = 0.01, h'_2(x_D) - f'_4(x_D) = h'_1(x_A) - f'_1(x_A) = 0.0018, \Delta t = 0.005.$$

Figure 3.28. Deuxième matrice 2X2 adaptée pour le deuxième commutateur avec ses paramètres ($y/x=10$).

On notera que la longueur totale de la matrice n'est pas du tout proportionnelle ou "quasiment proportionnelle" à l'écartement entre les guides d'entrée et de sortie ; ceci est en partie dû à la taille importante des commutateurs (plus de 2.5 mm) qui sont presque aussi longs que la matrice passive elle-même.

3.7. Pertes calculées des matrices optimisées

La topologie de nos matrices optimales une fois définie, nous avons calculé leurs pertes de propagation à l'aide de la BPM2D. Nous les avons complétées d'une étude de la diaphotie effectuée sur une partie de matrice constituée uniquement des guides diagonaux. A ce propos, nous avons introduit des adaptateurs de mode centraux, dont nous avons optimisé la géométrie pour réduire la diaphotie. Ces adaptateurs centraux ont également été inclus dans les matrices.

Considérons tout d'abord les adaptateurs de mode centraux Pour l'optimisation de ces adaptateurs, la démarche que nous avons adoptée est tout à fait analogue à celle que nous avons utilisée au chapitre 1. Nous nous sommes d'ailleurs appuyés sur l'expérience que nous avons acquise à cette occasion.

Rappelons que la structure typique d'un adaptateur de mode est constituée de trois parties :

- ▼ Une transition du guide passif de largeur $4\mu\text{m}$ à un guide plus large de largeur X , la longueur de cette transition est L_1 .
- ▼ Un guide de largeur X et de longueur L_2 .
- ▼ Une deuxième transition de longueur L_3 qui vient connecter le guide de largeur X au guide de $4\mu\text{m}$ de large.

Nous présentons cette structure (figure 3.29) sous une forme linéaire par souci de simplification dans l'illustration, mais il faut rappeler que l'axe des guides constituant cet adaptateur doit suivre rigoureusement la géométrie sinusoïdale adoptée pour les matrices ; ajoutons à ce propos que le point d'intersection entre les deux "guides diagonaux" de la matrice, se situe exactement au centre du guide élargi de dimension L_2 .

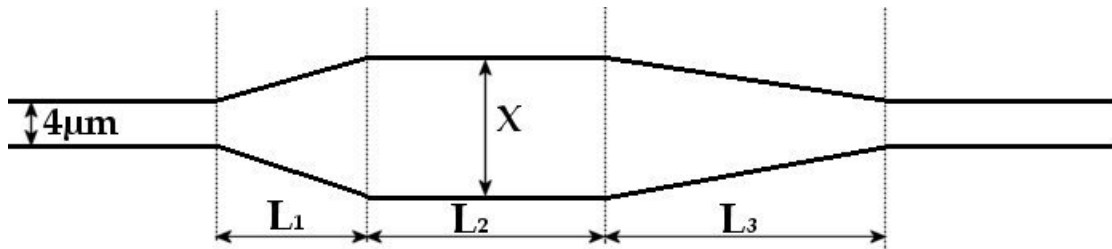


Figure 3.29. Topologie de l'adaptateur de mode central avec ses paramètres caractéristiques.

Comme nous l'avons déjà souligné, ces transitions ont été optimisées selon la méthode que nous avons présentée au chapitre 1. Pour éviter d'alourdir le manuscrit, nous ne reprenons pas ici toutes les étapes de cette optimisation. Nous nous limitons à donner les valeurs des paramètres L_1 , L_2 , L_3 et X de cet adaptateur de mode central (tableau 3.2).

L_1 (μm)	L_2 (μm)	L_3 (μm)	X (μm)
410	200	410	8

Tableau 3.2. Paramètres de l'adaptateur de mode central optimisé.

Dans un deuxième temps, nous avons étudié par le calcul l'introduction de ces adaptateurs centraux sur la diaphotie au croisement des deux "guides diagonaux" de la matrice.

La figure 3.30 représente les croisements des "guides diagonaux" d'une matrice sans et avec adaptateurs de mode centraux.

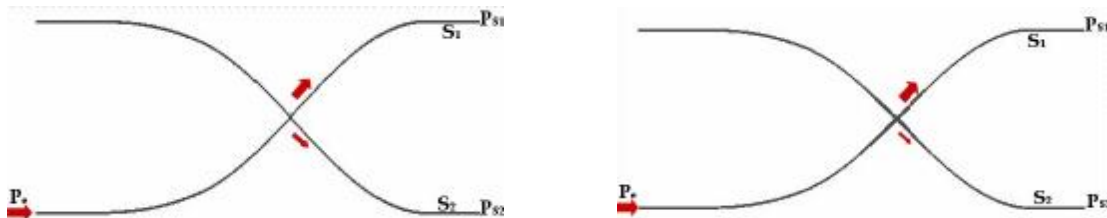


Figure 3.30. Structure typique du croisement de deux guides diagonaux sans (a) et avec (b) adaptateurs de mode centraux.

Ces structures nous ont permis de calculer la diaphotie dans ces croisements, par BPM2D, en polarisation TE et TM, avec et sans adaptateurs de mode centraux, pour les cinq matrices optimisées. La diaphotie est déterminée en comparant les puissances en sortie P_{s1} et P_{s2} pour une puissance d'entrée P_e donnée. La puissance P_{s1} est celle qui est issue de la sortie S_1 du guide dans lequel on a injecté le signal optique, P_{s2} est la puissance de fuite recueillie en sortie du guide non alimenté optiquement. Les résultats sont récapitulés dans le tableau 3.3.

	Diaphotie (dB)			
	Sans adaptateurs centraux		Avec adaptateurs centraux	
	TE	TM	TE	TM
T1-M1	-23	-32	-40	-38
T1-M2	-40	-38	-47	-39
T1-M3	-40	-40	-48	-41
T2-M1	-24	-33	-41.5	-43
T2-M2	-41	-38	-46.5	-45

Tableau 3.3. Diaphoties théoriques sans et avec adaptateurs du mode centraux.

Nos calculs prévoient une amélioration systématique de la diaphotie avec les adaptateurs de mode centraux en mode TE. Cette amélioration est au moins de 5dB et peut atteindre presque 18dB. En mode TM, l'amélioration prévue par nos calculs est beaucoup moins nette ; elle est au maximum de 10dB, et dans certains cas elle est presque inexistante avec une amélioration de seulement 1dB. Dans tous les cas, nos calculs montrent que les diaphoties des croisements avec adaptateurs de mode centraux sont voisines ou inférieures à -40dB, que le mode soit TE ou TM.

Dans une troisième étape, nous avons évalué les pertes de propagation dans les matrices que nous avons optimisées au paragraphe précédent. La figure 3.31 montre la structure typique d'une matrice, en indiquant la puissance d'entrée P_e et les deux puissances P_{s1} et P_{s2} issues des sorties S_1 et S_2 . En particulier, nous appelons S_1 la sortie qui se situe en haut de la matrice et S_2 l'autre sortie.

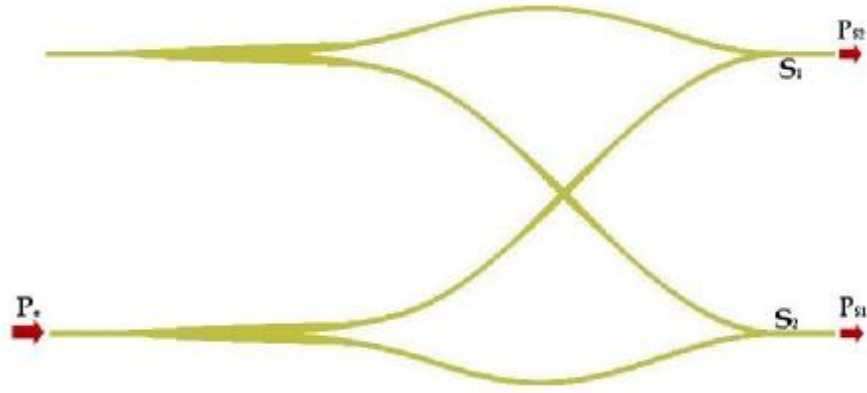


Figure 3.31. Structure typique d'une matrice et distribution des puissances en sortie.

Le calcul, par BPM2D, des puissances de sorties P_{S1} et P_{S2} en S_1 et S_2 , et leur comparaison avec la puissance d'entrée P_e , en dB, nous permet d'évaluer les pertes de propagation théoriques dans les matrices. Cette étude a été faite en polarisation TE et TM avec des matrices munies d'adaptateurs de mode centraux. Les résultats sont récapitulés dans le tableau 3.4.

	TE		TM	
	P_{S1} / P_e (dB)	P_{S2} / P_e (dB)	P_{S1} / P_e (dB)	P_{S2} / P_e (dB)
T1-M1	0.025	0.03	0.05	0.07
T1-M2	0.035	0.03	0.08	0.1
T1-M3	0.03	0.03	0.12	0.1
T2-M1	0.02	0.03	0.11	0.14
T2-M2	0.04	0.037	0.18	0.09

Tableau 3.4. Pertes de propagation théoriques dans les matrices optimisées

Si l'on examine les résultats obtenus en mode TE, il apparaît que les pertes sont très faibles, de quelques centièmes de dB, et très équilibrées entre les deux sorties. En d'autres termes, les pertes calculées pourraient être de l'ordre des erreurs (ou bruit) numériques, et sont les mêmes quelle que soit la sortie considérée. Ces pertes sont très légèrement plus importantes, et peuvent atteindre le dixième de dB, en mode TM ; mais elles restent équilibrées, avec des niveaux de pertes sensiblement équivalents pour les deux sorties.

Ces résultats sont très réconfortants et semblent démontrer que la géométrie de nos matrices a un effet tout à fait négligeable sur les pertes par rayonnement dans les courbures et les

intersections, et que les puissances optiques se répartissent équitablement en sortie lorsque l'on injecte un signal optique par l'une de deux entrées.

3.8. Conclusion

L'objectif de ce chapitre était d'étudier la possibilité de transformer la matrice passive des chapitres 1 et 2 en matrice active, en prenant appui sur les résultats acquis à l'issue de nos travaux sur nos matrices purement passives. Il nous est apparu très vite que l'introduction des commutateurs de type DOS s'avérerait difficile, voire impossible, avec les matrices compactes du chapitre 2. En effet la thèse de Malek ZEGAOUI nous a enseigné qu'une commutation de qualité suppose un angle de jonction γ faible, difficilement compatible avec les critères de compacité que nous nous sommes fixés pour nos matrices.

Il a donc fallu, à la fois reconcevoir les composants actifs de commutation, et la géométrie de la matrice passive elle-même. L'optimisation des commutateurs a été faite par Malek ZEGAOUI, par l'introduction d'une géométrie spécifique à base d'une fonction sinusoïdale modifiée. Notre travail a été plus particulièrement l'adaptation de la géométrie de la matrice passive à base de fonctions sinusoïdales, à celle des commutateurs de Malek ZEGAOUI.

Cette adaptation s'est appuyée sur des critères de continuité des fonctions représentant la géométrie des guides optiques, de leurs dérivées, et sur le critère de fibrabilité de la matrice.

Nous avons recherché des topologies qui permettent d'adapter deux géométries de commutateurs DOS optimisées avec des matrices passives dont la distance entre les deux entrées et les deux sorties est égale à 250 puis 500 μm . Nous avons ainsi obtenu cinq géométries de matrice optimales très compactes, avec une longueur maximale de matrice de seulement environ 8 mm tout inclus ce qui est très compact pour une matrice dont les guides d'entrée ou de sortie sont écartés de 500 μm .

Nous avons également inclus dans ces matrices des adaptateurs de mode centraux afin d'améliorer la diaphotie de nos matrices ; nos calculs prévoient des isolations entre les "guides diagonaux" meilleures que 40 dB. Ces résultats semblent prouver que la géométrie adoptée ne devrait pas dégrader les diaphoties obtenues avec des commutateurs actifs.

Enfin les calculs des pertes prévoient de très faibles pertes par rayonnement dans les courbures et les intersections.

Nous devrions pouvoir aborder la réalisation technologique de matrice 2X2 actives dont les géométries devraient conduire à de bonnes performances, au moins en terme de diaphotie.

Références

- [1] M. ZEGAOUI
Commutateurs électro-optiques à haute diaphotie sur InP
Thèse, Université de Lille 1, 27 mai 2005.
- [2] J.F. VINCHANT, J.A.CAVAILLES, M. ERMAN, P. JARRY, M. RENAUD
InP/InGaAsP 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.
- [3] 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.
- [4] T.P.E BROEKAERT, C.G. FONSTAD
AlAs etch-stop layers for InGaAsP/InP heterostructure devices and circuits
IEEE Transactions on Electron Device, 1992, Vol. 39, n° 3, pp. 533-536.
- [5] J.E. SCHRAMM, D.I. BABIC, E.L. HU, J.E. BOWERS, J.L. MERZ
Anisotropy control in the Reactive Ion Etching of InP using oxygen in methane/hydrogen/argon.
- [6] M. ZEGAOUI, J. HARARI, D. DECOSTER, J. CHAZELAS
InP Digital Optical Switch with 40dB crosstalk at 1.55 μ m wavelength
32nd European Conference Optical Communication, ECOC, 2006, pp. 215-216.
- [7] M. ZEGAOUI, J. HARARI, D. DECOSTER, J. CHAZELAS, F. MOLLOT, C. LEGRAND, M. FRONCOIS, A.LEROY
InP Digital Optical Switch with 72 dB Microwave Crosstalk at 1.55 μ m wavelength
MWP 2006, Microwave Photonics, 2006, pp. 27-30.
- [8] G.A. BOGERT, Y. H. CHEN
Low-loss Y-branch power dividers
Electronics Letters, 1989, Vol. 25, n°25, pp. 1712-1714.
- [9] W.J. MINFORD, S.K. KOROTKY, R.C. ALFERNES
Low-loss Ti: LiNbO₃ waveguide bends at $\lambda=1.3\mu$ m
IEEE Journal of Quantum Electronics, 1982, Vol. QE-18, n° 10, pp. 1802-1806.

Chapitre IV :

Etude expérimentale de la matrice 2X2 active

Ce chapitre est dévolu à la réalisation technologique des matrices actives conçues au chapitre précédent, et à leur caractérisation. Au préalable, nous commençons par un rappel des dispositifs étudiés.

4.1. Réalisation technologique des matrices actives

Il s'agit tout d'abord des cinq matrices actives qui associent des commutateurs de type DOS avec nos matrices passives. Rappelons que deux commutateurs ont été proposés, et nous avons trois matrices adaptées au premier commutateur et deux matrices au deuxième commutateur. Sur ces cinq matrices, quatre sont prévues avec un écartement entre guides d'entrée ou guides de sortie de $500\mu\text{m}$ et une avec un écartement de $250\mu\text{m}$.

De façon générale, ces matrices 2×2 comportent deux commutateurs actifs en entrée que nous n'avons pas encore eu l'occasion de présenter complètement. Ces commutateurs sont de type Digital Optical Switch (D.O.S) et sont constitués d'une jonction Y comportant une électrode sur chaque bras de sortie de la jonction. Lorsqu'on injecte un courant par l'une des électrodes, on diminue l'indice optique dans le bras correspondant et on pousse ainsi la lumière à sortir par l'autre bras. Ces commutateurs DOS ont été conçus par Malek ZEGAOUI ; ils sont constitués de jonctions Y à base de fonctions sinusoïdales modifiées et de fonctions paraboliques, auxquelles il a adjoint deux électrodes reprenant partiellement la

forme des guides sous-jacents. Il en résulte une forme d'électrodes très large (supérieure à $10\mu\text{m}$) à l'intersection des deux guides de sortie et une distance submicronique entre ces deux électrodes au niveau de l'intersection. Nous présentons figure 4.1 la topologie des deux commutateurs de type DOS introduits dans nos matrices actives.

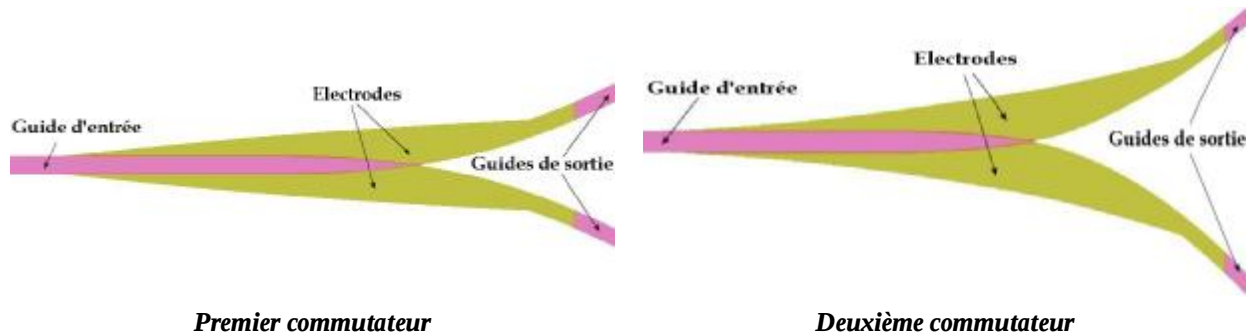


Figure 4.1. Topologies de deux commutateurs optimisés de type DOS.

4.1.1 Epitaxie

La structure épitaxiale utilisée pour la fabrication de nos composants actifs, a été déjà présentée en détail au paragraphe 3.1.1 du chapitre précédent. La croissance a été effectuée par l'équipe matériaux de l'IEMN dirigé par Francis MOLLOT puis Xavier WALLART, dans un bâti d'épitaxie par jet moléculaire source gaz sur substrat d'InP N^+ de deux pouces.

	Matériau	Dopage	Epaisseur
InAlAs	InGaAsP $1.18\mu\text{m}$	P^+	$3000\text{\AA}$
	InP P^+		
	InP		
	InP		
	InGaAsP		
	InP		
	InP		
	InP		
	InGaAsP $1.3\mu\text{m}$		
	Buffer InP		
	Substrat	N^+	$400\mu\text{m}$

Figure 4.2. Structure épitaxiale utilisée pour la fabrication des matrices de commutation actives.

Nous la rappelons ici brièvement. Elle est constituée d'une couche tampon d'InP non intentionnellement dopé (nid) de $1.2\mu\text{m}$ d'épaisseur, d'une couche de cœur en quaternaire InGaAsP de longueur d'onde de coupure $\lambda_g=1.3\mu\text{m}$ d'épaisseur $3000\text{\AA}$, d'une couche de

confinement supérieur InP nid d'épaisseur $1.55\mu\text{m}$, séparée en deux par une couche d'arrêt en InAlAs de $50\text{\AA}$ d'épaisseur, et enfin des couches d'InP P⁺ et d'InGaAsP P⁺ dopées à 2.10^{-19}cm^{-3} de longueur d'onde de coupure $\lambda_g = 1.18\mu\text{m}$, séparées de l'InP nid par une couche d'arrêt d'InAlAs de $50\text{\AA}$. Cette structure épitaxiale est présentée figure 4.2.

4.1.2 Composants réalisés

Il s'agit de cinq matrices actives que nous avons optimisées au chapitre précédent. Nous avons prévu en plus des guides droits pour mesurer leurs pertes de propagation et des interféromètres de Mach-Zehnder pour mesurer la variation de l'indice de réfraction due à l'injection de porteurs.

1. Guides droits métallisés : Ils ont une longueur de 5mm, une largeur de $4\mu\text{m}$ et les longueurs des électrodes sont de 200, 400, 600 et $800\mu\text{m}$. La caractérisation de ces guides permet d'étudier les caractéristiques de guidage (pertes d'insertion, pertes de propagation, pertes dues au métal ...). Nous présentons figure 4.3 la superposition des quatre masques utilisés pour la réalisation technologique de ces dispositifs. Ils nous permettent d'illustrer la géométrie des dispositifs.

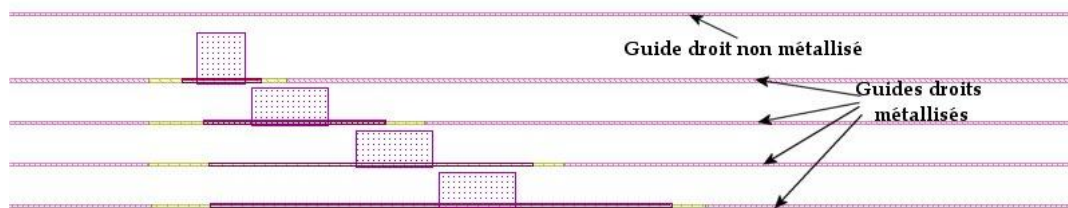


Figure 4.3. Représentation des masques de guides droits.

2. Interféromètres de Mach-Zehnder : Ils ont deux longueurs différentes de 6450 et $6700\mu\text{m}$, et possèdent une électrode sur chaque bras ; nous avons prévu deux longueurs d'électrodes différentes : 750 et $1000\mu\text{m}$. L'écart entre les bras est de $100\mu\text{m}$. Cet interféromètre nous permet de relever les variations de l'indice de réfraction due à l'injection du courant. Il permet de plus de déterminer la durée de vie des porteurs injectés. A titre d'illustration, nous présentons figure 4.4, la superposition de quatre masques pour la réalisation technologique d'un interféromètre de Mach-Zehnder, dont la longueur d'électrode vaut $750\mu\text{m}$.

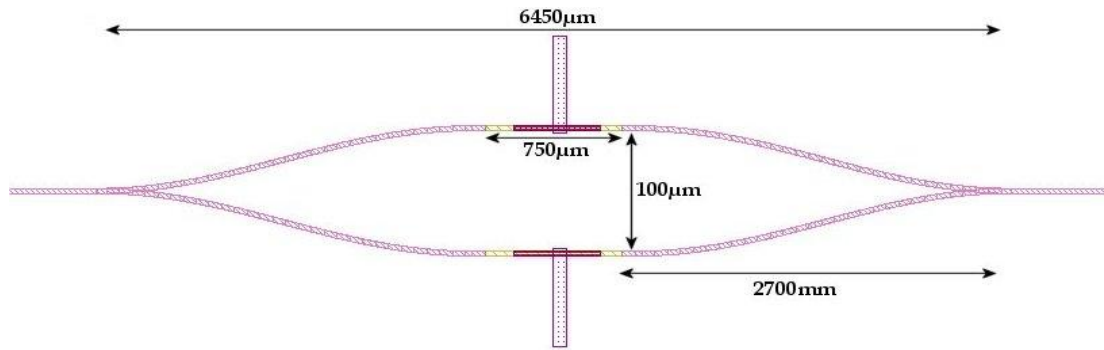


Figure 4.4. Représentation des masques d'un interféromètre de Mach-Zehnder, ($x=1, y=10$).

3. Matrices 2X2 : Leurs longueurs varient de 5000 à 8000 μm. Trois matrices de longueurs 6140, 7100, 8000 μm sont adaptées au premier commutateur avec un écart entre guides d'entrée et guides de sortie de 250 ou 500 μm ; deux matrices de longueurs 5650 et 6688 μm sont adaptées au deuxième commutateur ; celle de 5650 μm est prévue pour un écart entre guides d'entrée et de sortie de 250 μm ; l'autre est prévue pour un écart de 500 μm. La figure 4.5 nous permet d'illustrer la superposition de l'ensemble des masques nécessaires à la réalisation technologique d'une matrice de commutation complète.

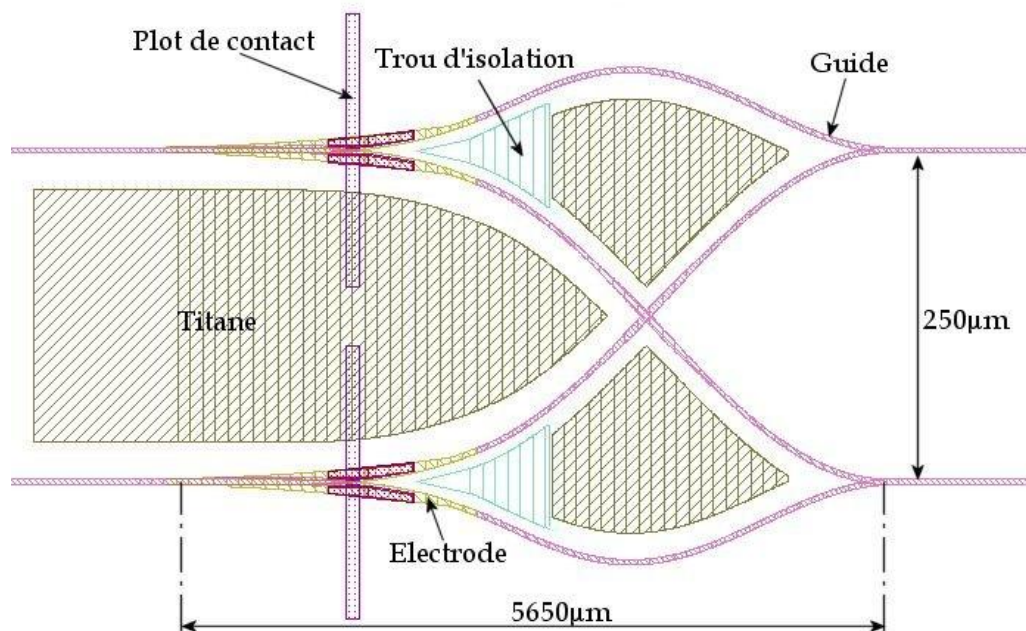


Figure 4.5. Structure typique d'une matrice de commutation complète, ($x=1, y=10$).

Compte tenu des dimensions mises en jeu, le dépôt des électrodes sans court-circuit est un point dur, et probablement l'un des points durs de la réalisation de ces commutateurs et de la matrice complète. C'est pourquoi, nous avons prévu sur ce masque des matrices 2X2 possédant deux électrodes mais aussi des matrices dont les commutateurs ne possèdent qu'une seule électrode afin de tenir compte de cette difficulté technologique.

Dans le chapitre 2, nous avons démontré que des gravures profondes encadrant les guides d'une matrice sur toute leur longueur conduisent à une forte sensibilité à la polarisation. Ce qui n'est pas souhaitable à la vue du cahier de charge des matrices. Nous avons donc introduit une autre méthode qui consiste à déposer du titane entre les guides à isoler. L'espacement entre le titane et les guides est de $20\mu\text{m}$ pour ne pas perturber la propagation dans les guides. Compte tenu de ses propriétés, le titane devrait contribuer à absorber la lumière parasite entre les guides constituant la matrice. Afin de caractériser cette amélioration, nous avons fabriqué des matrices avec et sans dépôt de titane.

Bien que la gravure profonde introduise une forte sensibilité à la polarisation optique, nous avons introduit ce concept pour améliorer l'isolation entre guides sur des distances très limitées, dans les zones qui nous paraissent les plus sensibles à la possibilité de couplage entre guides. Ainsi, nous avons gravé, sur quelques matrices, des trous d'isolation en sortie immédiate de la jonction Y entre les deux bras de la jonction Y.

Etant donné que sur la figure 4.5 nous avons dilaté l'échelle de la largeur de la matrice d'un facteur 10 par rapport à la longueur de la matrice, nous présentons figure 4.6 une matrice complète, cette fois-ci mono-électrode, avec la même échelle en longueur et en largeur. Cette figure illustre le rapport d'aspect réel et la difficulté technologique qui risque d'en résulter.

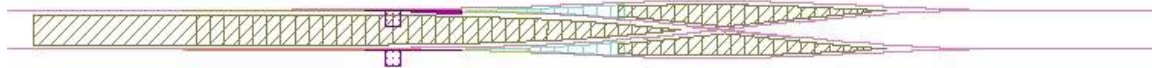


Figure 4.6. Structure typique de matrice mono-électrode 2X2, ($x=1, y=1$).

La figure 4.7 présente la superposition de tous les masques finaux qui contiennent tous les composants à réaliser. Il s'agit d'une cellule élémentaire qui est répétée deux fois sur un substrat de deux pouces. Compte tenu des dimensions de ce masque ($3\text{cm} \times 1.5\text{cm}$), on aurait pu répéter trois fois les motifs ; mais il est préférable, pour des raisons liées à l'homogénéité (gravure, dépôt,...), de se limiter à une utilisation au centre du substrat, et donc à répéter deux fois cette cellule. Sachant que chaque cellule élémentaire contient 43 matrices, en principe on devrait pouvoir réaliser un peu plus de 80 matrices dans l'hypothèse d'un rendement de fabrication de 100%.

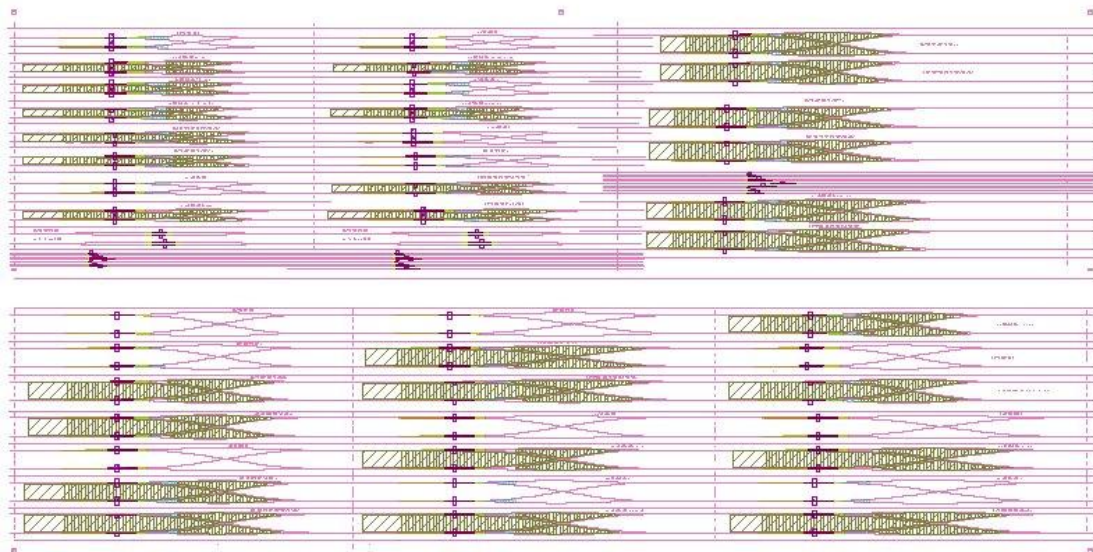


Figure 4.7. Représentation du masque complet des composants à réaliser.

4.1.3 Spécificité technologique de la matrice active

Comparée à la matrice passive fabriquée au chapitre 2, deux aspects vont augmenter la complexité technologique de la matrice active :

- ∅ Le premier concerne la fabrication de diodes PIN pour injecter des porteurs dans la zone de commutation.
- ∅ Le deuxième concerne la réalisation de techniques d'isolation optique dans le circuit intégré.

Examinons successivement les conséquences sur la technologie associée à chacun de ces aspects.

4.1.3.1 Structure PIN

a) Contact ohmique P⁺

Le contact P⁺ est effectué sur une couche de quaternaire P⁺, elle-même déposée par épitaxie sur InP de type P⁺. Cette structure favorise la réalisation du contact ohmique de type P et l'injection des porteurs dans la région intrinsèque de la diode [1]. Il est donc nécessaire au fonctionnement de la région active du commutateur ; cependant l'existence de ces matériaux fortement dopés P⁺ dans l'épitaxie aura deux incidences majeures sur notre technologie.

- ▼ La première concerne les pertes par porteurs libres qui peuvent être très importantes quand il s'agit des matériaux très dopés de type P. La première façon pour limiter ces pertes consiste à définir une structure épitaxiale de telle façon que le mode optique soit verticalement très confiné dans la couche de quaternaire, et que son intensité soit

négligeable au niveau de couche P⁺. C'est cette démarche qui nous a guidé dans la définition de la structure adoptée en final. Cependant, lorsque le signal optique doit se propager dans les guides passifs dont la longueur avoisine le centimètre, les pertes de propagation faibles peuvent devenir trop importantes. C'est la raison pour laquelle nous avons décidé de graver les couches P⁺ superficielles en dehors de la surface consacrée aux électrodes. La rugosité de la surface gravée peut induire des pertes supplémentaires.

▼ La deuxième incidence concerne la nécessité d'isoler les électrodes les unes des autres. Ceci est critique pour les deux électrodes de sortie associées à chacun des bras de la jonction Y du DOS. Nous savons en particulier que ces deux électrodes doivent être rapprochées d'une distance submicronique; il faut, par conséquent, être capable de graver une épaisseur de matériaux de 0.5µm avec une distance inter-électrodes équivalente. Ceci représente un véritable "challenge" technologique parce qu'il faut être capable d'éliminer les résidus de gravure (polymère, In, P, ...) déposés sur le substrat pendant le plasma RIE [2, 3]. Cette étape correspond à une difficulté majeure de la réalisation d'un commutateur et donc de la matrice active. Un contrôle par pointe est indispensable pour vérifier l'isolation électrique entre les électrodes.

b) Electrodes

▼ La fabrication des électrodes est une étape primordiale pour assurer le bon fonctionnement de la matrice. La difficulté de réalisation réside essentiellement dans la forme particulière des électrodes : qui sont très fines à l'une des extrémités (300nm), séparées entre elles d'une distance de 500nm, et qui ont une largeur de plus de 10µm dans la zone de jonction Y. Ces rapports d'aspect extrêmes nécessitent un développement technologique spécifique (hauteur de résine, dose, coefficients de proximité, courant d'écriture,) pour tenir compte des effets de proximité et optimiser l'écriture électronique des électrodes.

c) Reports d'électrodes

Pour pouvoir injecter dans les électrodes du commutateur, il est absolument nécessaire d'ajouter un plot de contact dont les dimensions sont compatibles avec une prise de contact électronique aisée (pointes, microfils soudés,...). Ces dimensions sont beaucoup plus grandes que la largeur de l'arête du guide optique et par conséquent, il est nécessaire de procéder à une planarisation qui permettra à la fois de faciliter la connexion métallique avec l'électrode sur le guide, et l'isolation électrique du matériau semiconducteur sous-jacent. Cette planarisation est donc effectuée à l'aide d'un matériau diélectrique, typiquement de la

silice déposée par PECVD. La grande difficulté ici concerne le dénivelé important entre le haut de l'arête du guide et le bas de cet arête, dénivelé qui représente environ $2\mu\text{m}$. En outre, ce diélectrique doit être supprimé au niveau des électrodes, ce qui exige un masque supplémentaire.

Cette planarisation représente également une difficulté majeure du processus technologique à mettre en œuvre.

d) Contact face arrière

La structure PIN impose la réalisation d'un contact ohmique de type N, que nous avons prévu dans nos matrices, déposé sur tout le substrat en face arrière. Nous avons procédé ainsi, plutôt que de réaliser un contact supplémentaire en face avant, afin de réduire la complexité de mise en œuvre du dispositif. Cette opération de métallisation s'effectuant sur un substrat aminci, elle augmente le risque de casse du substrat en phase finale.

4.1.3.2 Techniques d'isolation optique

a) Gravure profonde

Cette gravure n'est pas effectuée sur tout le substrat ; elle est localisée en quelques endroits stratégiques comme la sortie immédiate de la jonction Y. Nous l'avons prévue pour un certain nombre de nos matrices ; ceci impose une étape supplémentaire. La difficulté se situe ici dans la protection par de la silice ou du nitrure des zones non gravées (l'essentiel de la matrice). Il faut en effet prévoir une épaisseur de silice ou nitrure suffisante pour une gravure d'InP et de quaternaire InGaAsP d'environ $2\mu\text{m}$.

b) Dépôt de titane

Rappelons que la technique d'isolation par gravure profonde rendant le composant très sensible à la polarisation optique, nous avons préféré utiliser un dépôt de titane pour remplir cette fonction, sachant que ce métal absorbe la lumière. Cette opération exige une métallisation et donc un masque supplémentaire adapté. La principale difficulté réside dans la possibilité de court-circuit entre les électrodes, à cause du dénivelé important de $1.9\mu\text{m}$. Il faut donc veiller à ce que la résine recouvre complètement la structure active.

A titre d'illustration, nous présentons figure 4.8 :

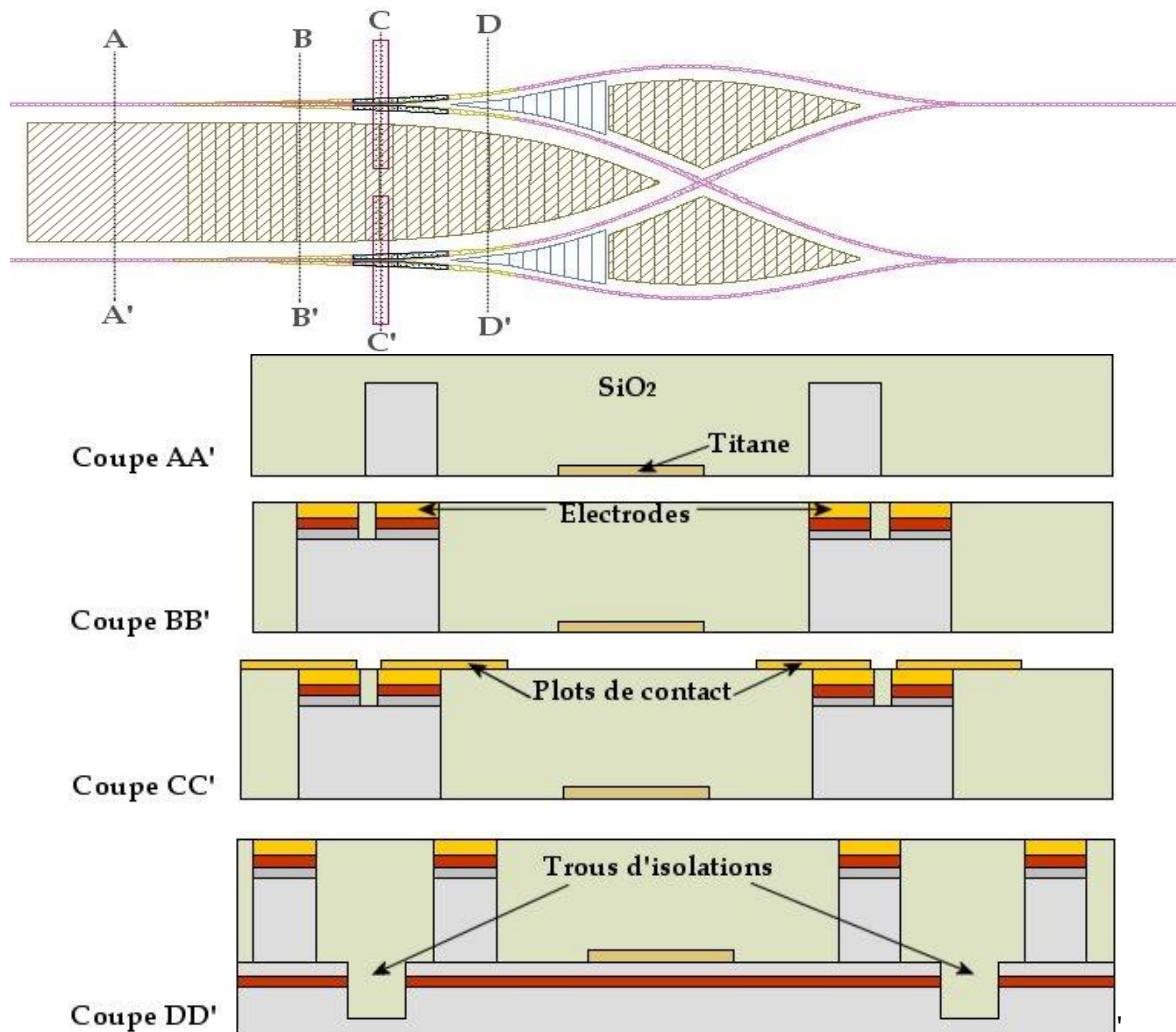


Figure 4.8. Vue de dessus de la matrice, et coupes schématiques.

- Une vue de dessus des masques de la matrice complète. Nous avons prévu quatre coupes schématiques : en AA', au niveau des guides purement passifs ; en BB', au niveau des électrodes ; en CC', au niveau des reports d'électrodes ; et en DD' à la sortie des commutateurs.
- Les coupes schématiques AA', BB', CC' et DD'. Ces images artistiques montrent la différence importante qu'il y a dans la construction de chacune des zones représentées. Elles illustrent d'une certaine façon la complexité du circuit intégré photonique auquel nous voulons aboutir.

4.1.4 Séquences technologiques

Nous sommes partis de la séquence technologique mise au point par Malek ZEGAOUI [4]. Nous y avons ajouté une nouvelle séquence qui concerne l'isolation optique par dépôt de titane. Nous avons rassemblé leur enchaînement dans le tableau 4.1. Au total, six étapes de lithographie sont nécessaires pour réaliser une matrice de commutation optique.

Niveau	Etape réalisée	Type de technologie
1	Electrodes (contact P)	Métallisation
		Gravure RIE+chimique
2	Guides passifs	Gravure RIE+chimique
3	Trous d'isolations	Gravure RIE
4	Dépôt de Titane	Métallisation
5	Planarisation	Gravure RIE
6	Plots de contact	Métallisation

Tableau 4.1 : Tableau des étapes technologiques nécessaires.

Nous présentons brièvement chacune de ces étapes technologiques, en y ajoutant le contact de face arrière.

Dépôt des électrodes (contact P) :

Une lithographie électronique permet la réalisation de la forme casquette (figure 4.9), à l'aide d'une bicouche de résines électroniques positives (EL (6000Å)/ PMMA (600Å)).

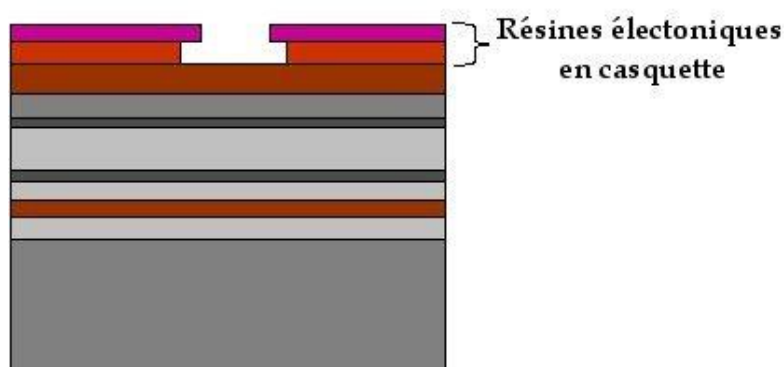


Figure 4.9. Résines électroniques après révélation.

Le dépôt des contacts ohmiques (figure 4.10) est effectué par évaporation. Il est constitué de la séquence suivante de métaux : Pt/Ti/Pt/Au/Ti, suivi par un lift-off et un recuit flash de 400°C pendant 40 secondes.

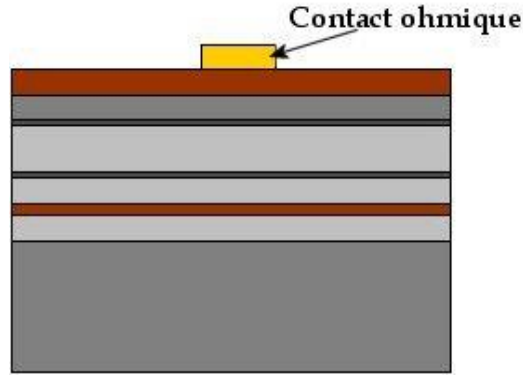


Figure 4.10. Dépôt du contact ohmique P.

Ce dépôt est suivi d'une gravure des couches actives InGaAsP/InP dopées P⁺ (figure 4.11), d'épaisseurs respectives 3000Å et 2000Å, sachant que le métal déposé est utilisé comme masque. Ce procédé délimite la partie active des électrodes.

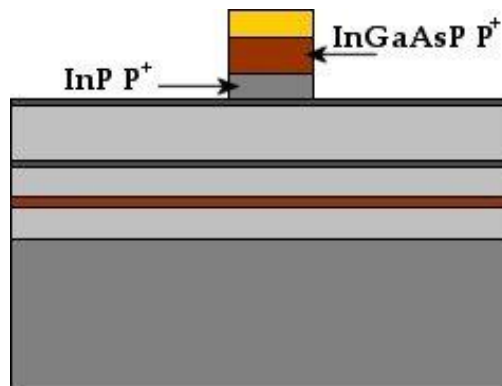


Figure 4.11. Contact ohmique après gravure des couches P⁺.

Guides passifs :

Une lithographie électronique définit les guides optiques passifs, en utilisant un masque de résine électronique négative inversible qui sera transféré sur un masque de silice (figure 4.12).

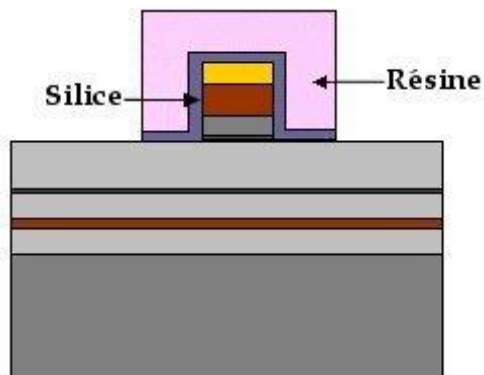


Figure 4.12. Transfert du masque de résine sur silice.

Lors de cette étape, nous définissons la partie optique passive du composant. L'utilisation d'une couche d'arrêt en AlInAs est nécessaire afin de contrôler la gravure, qui constitue la deuxième gravure sèche dans notre procédé technologique. La profondeur de gravure est cette fois-ci est égale à $1.2\mu\text{m}$ sur tout le substrat. Ensuite, nous effectuons une gravure humide de la couche d'arrêt d'InAlAs pour éviter de polluer le bâti avec l'aluminium (figure 4.13).

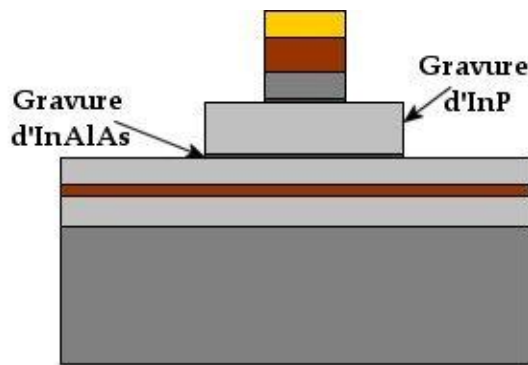


Figure 4.13. Gravure de l'arête du guide.

Trous d'isolations :

Pour améliorer l'isolation optique, une gravure profonde des couches successives (InP ($0.35\mu\text{m}$)/InGaAsP ($0.3\mu\text{m}$)/InP ($\sim 1.2\mu\text{m}$)) est effectuée immédiatement autour les zones de croisement (figure 4.14). Ses paramètres sont ceux de la gravure décrite précédemment. Par ailleurs, la sélectivité de la silice ne permet pas de faire des gravures de plus d'une heure. Nous utilisons alors un masque de nitrure qui présente une meilleure tenue au plasma. Ce masque protège les métaux des électrodes pendant la gravure.

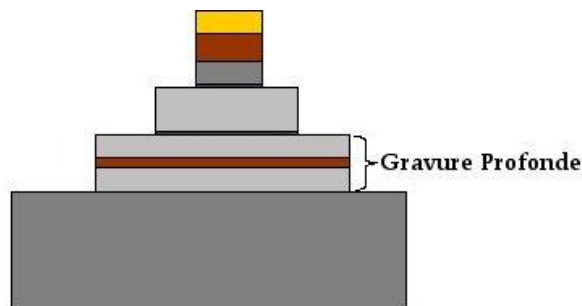


Figure 4.14. Gravure profonde pour isolation optique.

Dépôt de Titane :

On utilise la même technologie que pour réaliser les électrodes : un bicouche de résines électroniques (El ($13000\text{\AA}$)/PMMA ($600\text{\AA}$)) pour obtenir une forme casquette suivie par la métallisation et un lift-off (figure 4.15).

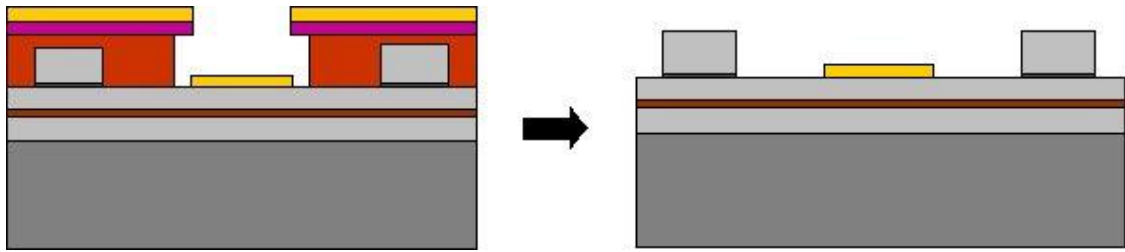


Figure 4.15. Réalisation du dépôt de titane.

La distance séparant le plan de masque et les guides passifs est de 20 μ m.

Planarisation :

Pour cette étape, un dépôt conforme de la silice est effectué sur l'ensemble du substrat. Une couche de résine électronique est ouverte au niveau des électrodes. Par gravure RIE de la silice et grâce à la sélectivité de gravure de la silice par rapport à la résine utilisée, nous obtenons une planarisation des composants (figure 4.16). Cette étape ne requiert qu'un masque.

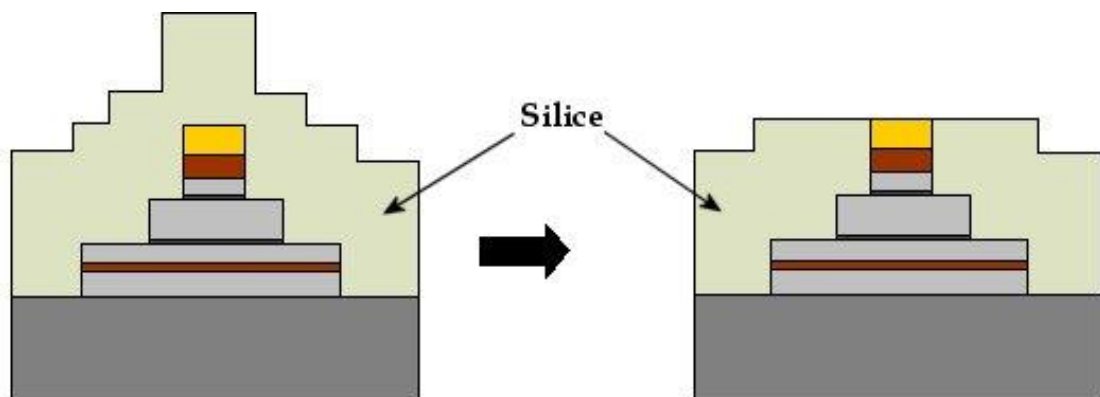


Figure 4.16. Réalisation de la planarisation par silice.

Plots de contact :

A ce stade de la réalisation du composant, une lithographie électronique et un dépôt d'une couche métallique (Titane/Or, 1000/5000 $\text{\AA}$) sont nécessaires pour réaliser les reports d'électrodes P⁺ qui permettront l'injection de courant dans la structure (figure 4.17).

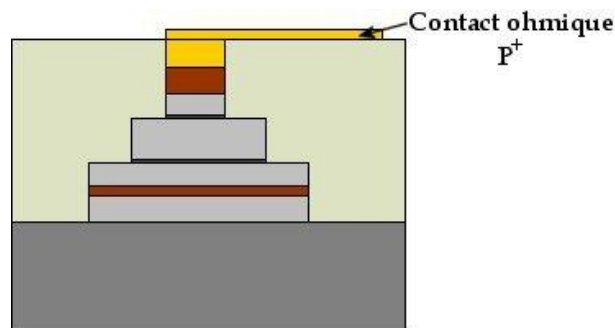


Figure 4.17. Vue schématique en coupe de la face avant en fin de technologie.

Après toutes ces étapes, le processus technologique de la face avant est terminé.

Contact N :

Un amincissement de la face arrière est indispensable afin de faciliter l'étape de clivage nécessaire pour caractériser optiquement les composants. Pour faire cette étape, on protège nos composants par une épaisse couche de résine AZ4562. Ensuite, notre substrat est collé avec de la cire chauffée à 80°C, sur une lame en verre. Cette étape est très délicate.

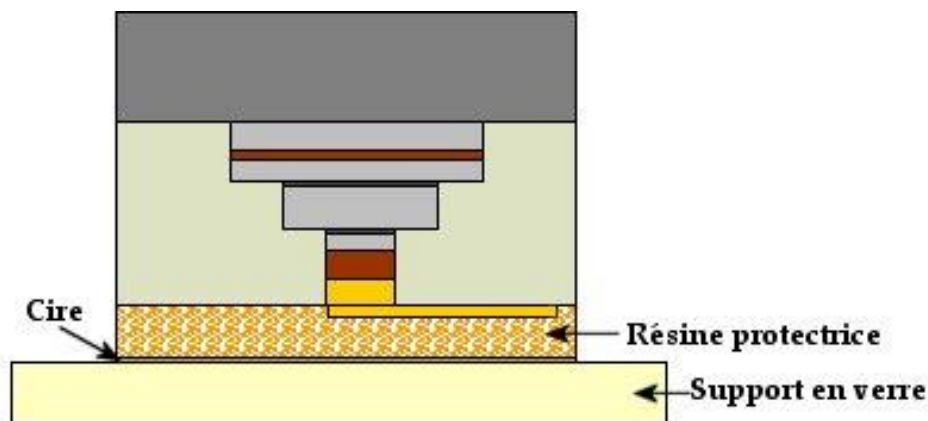


Figure 4.18. Vue schématique du composant en cours d'amincissement face arrière.

Après avoir aminci la face arrière du substrat à 130µm, le substrat est décollé de la lame en verre grâce à une solution organique. Ensuite, la résine protectrice sera enlevée par de l'acétone. Une couche de contact métallique n (Or) est déposée pleine plaque face arrière.

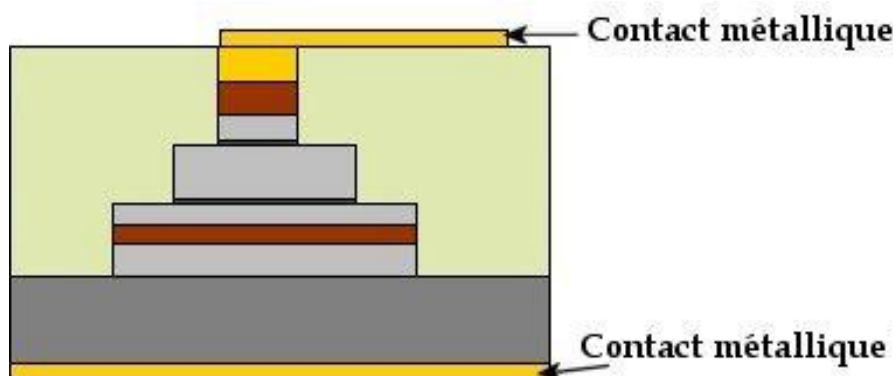


Figure 4.19. Vue schématique du composant final.

N.B. : Motifs d'alignement.

Nous avons 6 masques différents superposés représentant chacun un niveau du composant à venir. Ces niveaux sont écrits à l'aide du masqueur électronique à cause des dimensions requises.

La réalisation de notre composant exige un alignement très précis des différents masques. Dans ce but, nous avons besoin de repères qui sont appelés motifs d'alignement. Dans notre cas, ces motifs sont placés sur le premier niveau d'écriture électronique, avec les électrodes, et sont utilisés à chaque superposition. Chaque alignement est utilisé une seule fois. Il s'agit de carrés de dimensions $8\mu\text{m} \times 8\mu\text{m}$. Le nombre de ces motifs doit être suffisant et ils doivent être placés judicieusement afin de permettre un bon repérage.

Etant donné les dimensions auxquelles nous sommes confrontés, nous avons utilisé un masquage électronique en écriture directe. Les masques sont conçus à l'aide du logiciel Wavemaker®. Ces masques sont présentés figure 4.21, où nous n'avons pas conservé le même rapport d'échelle afin que l'on puisse apprécier leur topologie même pour les dimensions les plus petites.

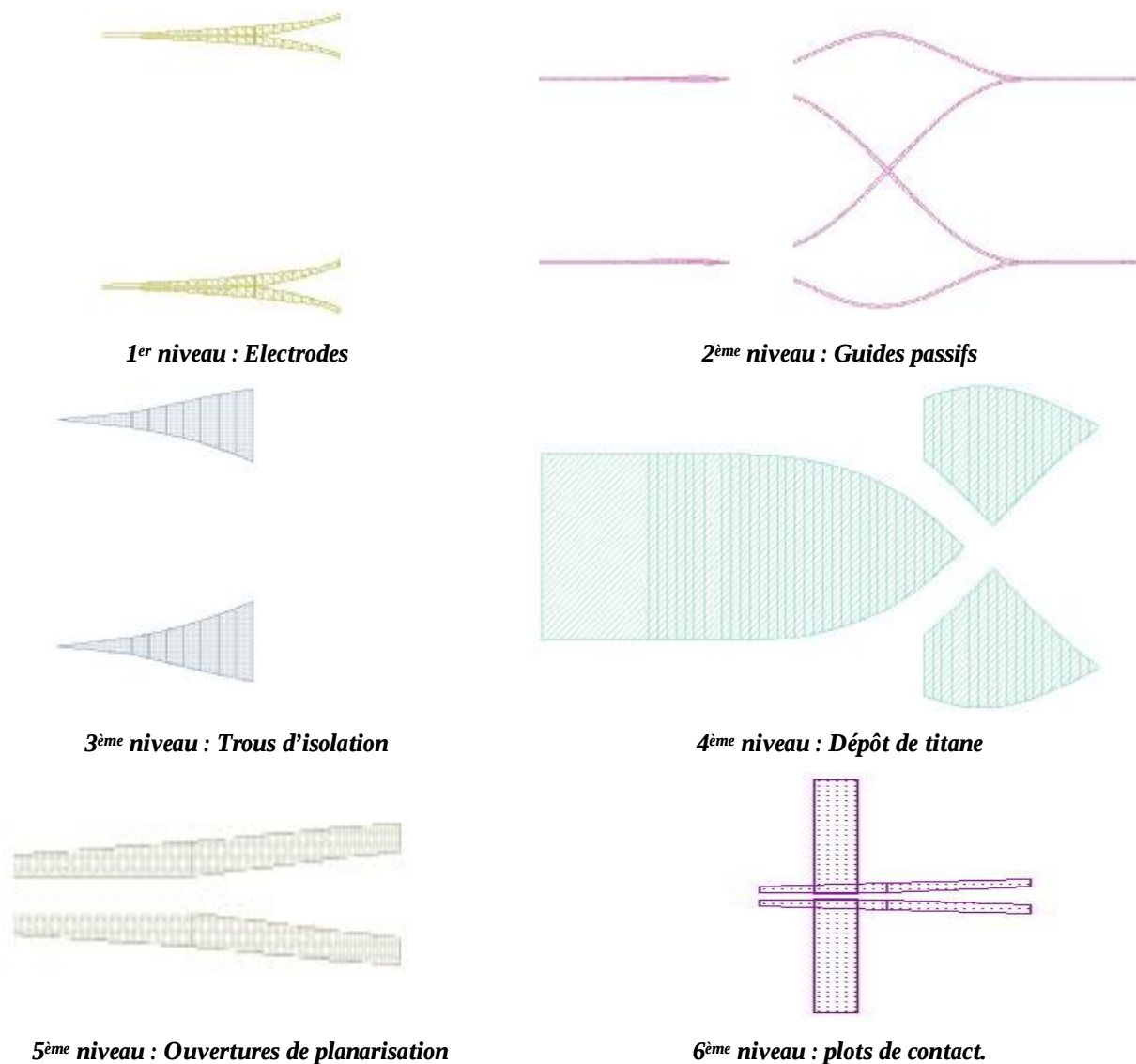


Figure 4.21 : Les différents niveaux de masques.

4.1.5 Etapes technologiques détaillées

Nous allons détailler les différentes étapes technologiques.

4.1.5.1 Dépôt des électrodes

Ces électrodes n'ont pas de largeur fixe ; elles commencent par une largeur de 300nm, elles s'élargissent jusqu'à 10.1µm, alors qu'elles sont espacées de 0.5µm, puis elles se rétrécissent à 4µm (figure 4.22).

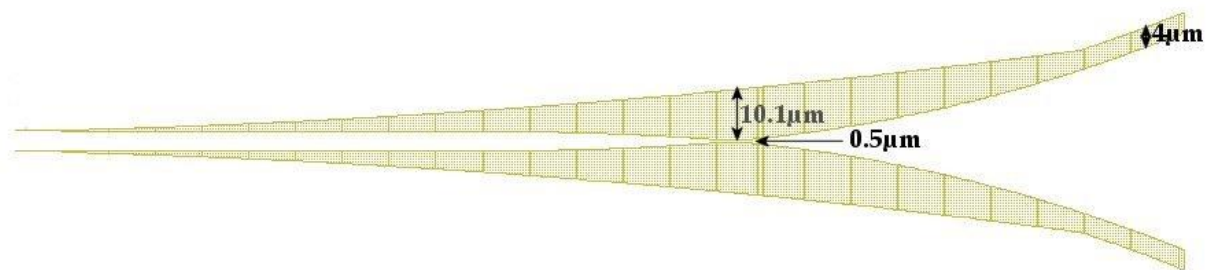


Figure 4.22. Dimensions des électrodes à réaliser.

Le contact ohmique P est constitué d'une succession de 100Å de Platine, 400Å de Titane, 100Å de Platine et 3000Å d'or déposés par évaporation sous vide et suivi d'un recuit "flash" à 400°C pendant 40 secondes. Pour réaliser le contact ohmique, nous utilisons la technique du lift-off (annexe B) adaptée à cette étape : l'épaisseur de EL 13% déposée est de 6680Å et l'épaisseur de PMMA 3% de 630Å pour 3600Å de métaux déposés. Dans ce but, nous utilisons un bicouche de résines électroniques : une résine copolymère de type EL 13% et une résine PMMA 3% puis nous effectuons un recuit sur plaque d'une minute à 80°C pour densifier la résine avant de faire le recuit en four à convection (tableau 4.2). L'épaisseur de la résine copolymère EL 13% est déterminée en fonction de l'épaisseur du métal désirée. Les deux résines ne sont pas sensibles de la même façon aux électrons rétro-diffusés, ce qui permet la création du profil en casquette. La précision requise dans la définition des électrodes fait que ce niveau de masquage sera réalisé en écriture électronique. Néanmoins, une optimisation de dose est faite afin de bien définir l'espacement inter-électrode, en variant la dose de 155µC/cm² jusqu'à 121µC/cm².

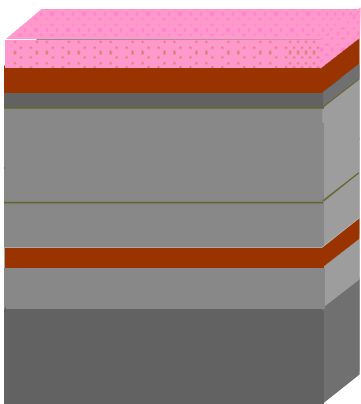
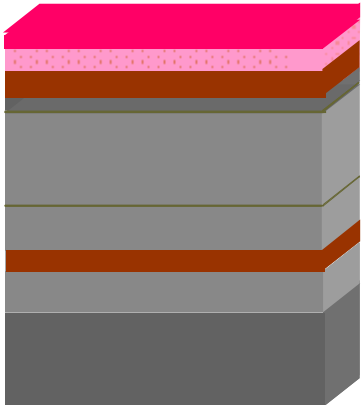
1. Nettoyage du substrat à l'acétone et à l'alcool. 2. Déshydratation du substrat sur plaque pendant 7min à 200°C. 3. Enduction de EL 13% ($v = 2900\text{m/s}$, $a = 1000\text{m/s}^2$, $t = 12\text{sec}$). 4. Recuit sur plaque chauffante pendant 1mn à 80°C, 30min à 170°C dans le four à convection ; laisser refroidir à 20°C pendant 10min.	
5. Enduction de PMMA 3% ($v = 3400\text{ m/s}$, $a = 1000\text{m/s}^2$, $t = 12\text{s}$). 6. Recuit sur plaque chauffante pendant 1mn à 80°C, 30min à 170°C dans le four à convection ; laisser refroidir à 20°C pendant 10min. L'épaisseur de EL 3% déposée est de 6680Å, tandis que l'épaisseur de PMMA 3% est de 630Å.	

Tableau 4.2. Description de l'enduction d'un bicouche de résines.

La figure 4.23 montre quelques photographies de l'optimisation de la dose d'exposition aux électrons.

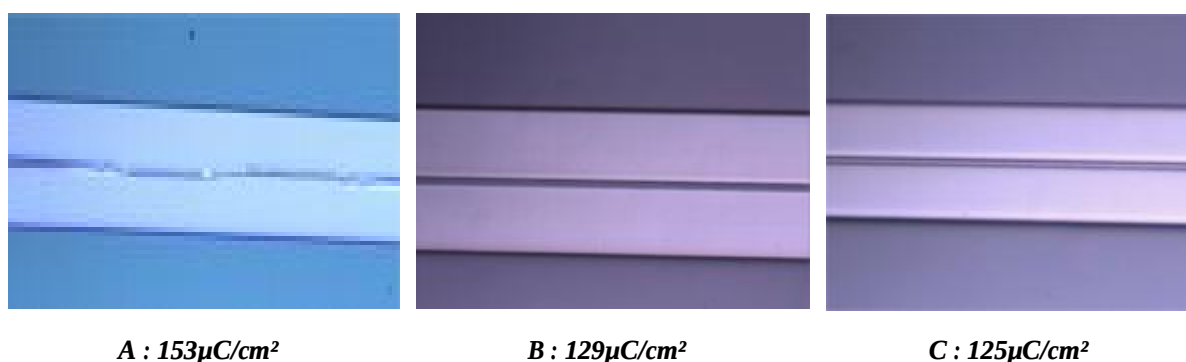


Figure 4.23. Optimisation des doses d'exposition en lithographie électronique.

Pour des doses trop importantes (cas A), l'écartement entre électrodes est mal défini ; pour des doses plus faibles (cas C), l'écartement est plus important que prévu. Nous avons donc choisi une dose de 129 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ (cas B) qui permet d'obtenir l'espacement inter-électrode

demandé. Le tableau 4.3 donne le procédé lithographique qui permet d'obtenir le profil en casquette, avec tous les paramètres.

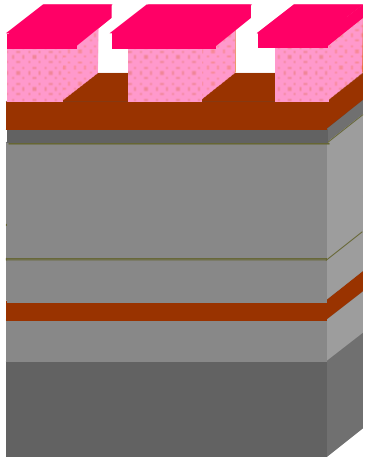
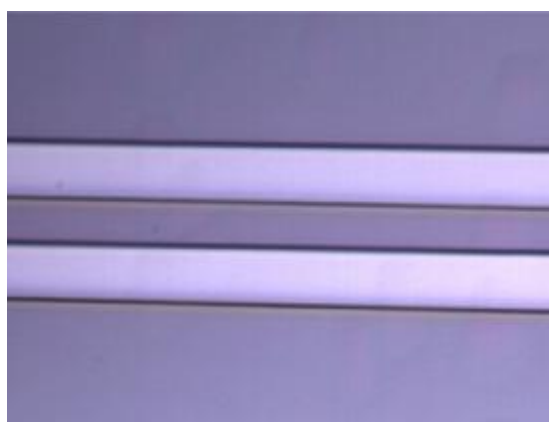
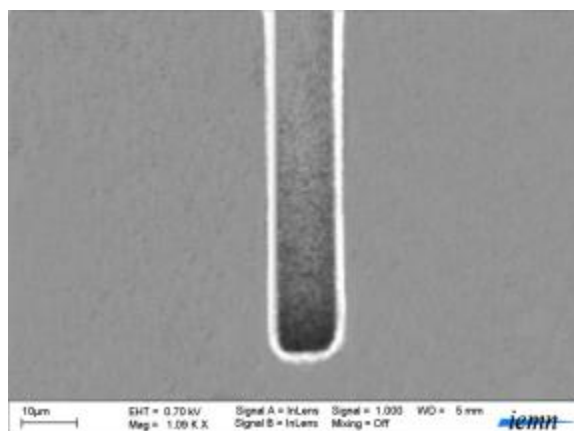
7. Lithographie électronique (tension = 50kV, dose = $129\mu\text{C}/\text{cm}^2$) 8. Développement avec la solution : (1/3 MIBK, 2/3 IPA) agitée pendant 2min à 150tr/min, puis avec le substrat pendant 70sec à 100tr/min. 9. Rinçage pendant 30sec avec l'alcool isopropylique "IPA".	
--	--

Tableau 4.3. Description du procédé lithographique du profil en casquette.

Nous montrons figure 4.24 deux photographies du profil en casquette prises au microscope optique et au microscope électronique à balayage (MEB):



Vue au microscope optique



Vue au MEB

Figure 4.24. Photographie du profil en casquette après révélation.

Après la révélation, nous avons fait des mesures de l'épaisseur du bicouche qui permettent de vérifier que l'épaisseur désirée ($7000\text{\AA}$) est atteinte.

Les métaux sont ensuite évaporés sous vide sur ce substrat révéillé. La succession des métaux est Platine/Titane/Platine/Or suivant les épaisseurs respectives $100\text{\AA}/300\text{\AA}/100\text{\AA}/3000\text{\AA}$. Comme ce contact ohmique sert de masque de gravure des couches fortement dopées P^+ , alors une couche métallique supplémentaire de protection a été ajoutée pour éviter la dégradation du contact P^+ ; elle consiste en une couche de $400\text{\AA}$ de titane. Cette épaisseur est définie en fonction de la vitesse de gravure du titane en RIE (de l'ordre de $1\text{\AA}/\text{min}$). On

continue cette étape par un lift-off en plongeant le substrat dans un bain d'acétone pendant deux heures (tableau 4.4).

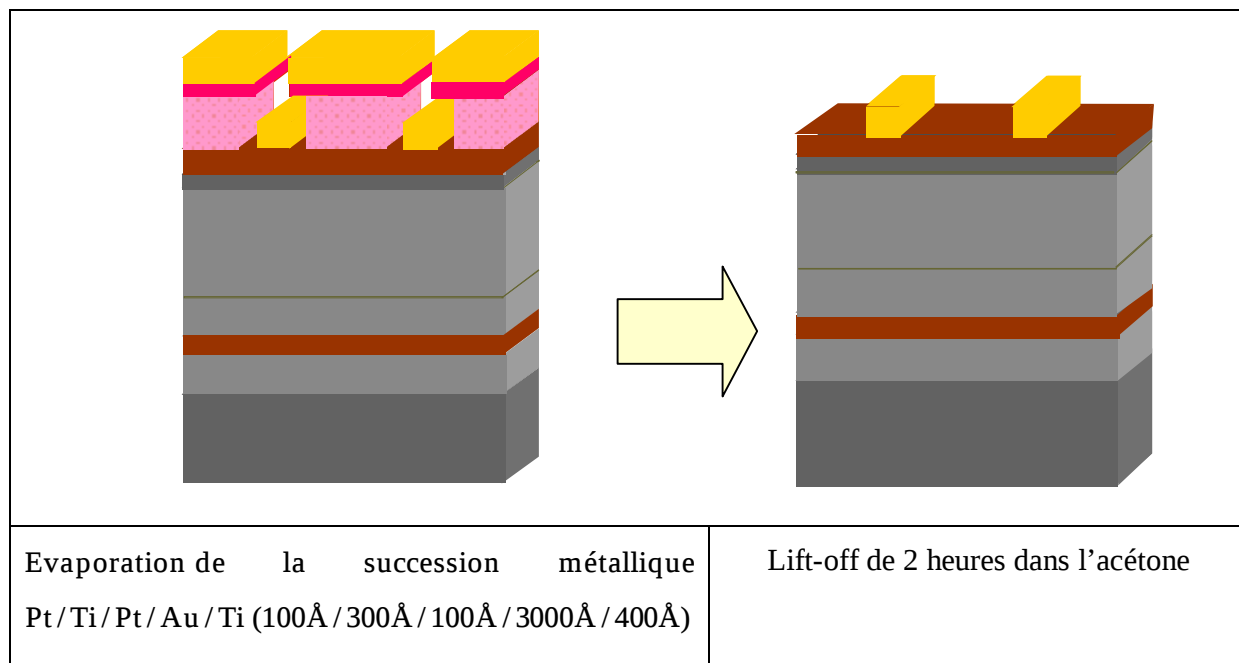
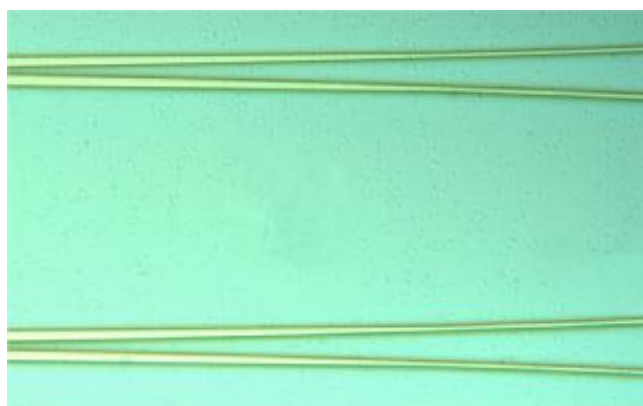


Tableau 4.4. Représentation de la structure de l'échantillon pendant la métallisation et après le lift-off.

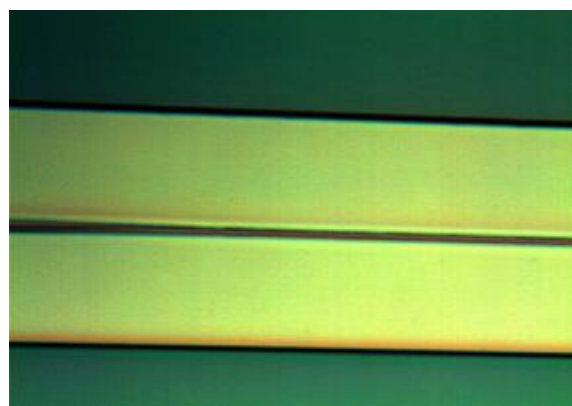
Sur la photographie 4.25, nous pouvons voir le résultat de la métallisation après le lift-off



Vue d'ensemble des électrodes à l'issue de la métallisation



Extrémité des deux commutateurs



Milieu de l'électrode

Figure 4.26. Photographies prise au microscope optique des électrodes réalisées.

La dernière étape concerne le recuit "flash" qui permet d'obtenir de meilleures résistances de contact, en faisant diffuser les métaux non alliés à la surface du matériau semiconducteur [5, 6]; ce recuit flash suppose une montée de la température de 20°C à 400°C pendant 10

secondes, dans un four approprié ; l'échantillon reste à cette température pendant 40 secondes puis il sera refroidi en 30 secondes.

4.1.5.2 Gravure des couches dopées P⁺

Cette étape consiste à graver les couches InGaAsP et InP fortement dopées P⁺ afin d'éviter les courts-circuits entre les électrodes [7]. Cette étape n'exige pas de lithographie parce que les métaux des électrodes serviront de masque de gravure. Cependant, nous déterminons notre choix de gravure en fonction de nos exigences :

- ü En raison des dimensions submicroniques de nos composants, la gravure doit être anisotrope afin d'assurer un contrôle précis des dimensions.
- ü Du fait de la topologie de nos électrodes, la courbure et les flancs doivent être verticaux.
- ü Les épaisseurs de InGaAsP et d'InP sont égales respectivement à 3000Å et 2000Å, la gravure doit donc être contrôlée précisément.

Afin de réunir toutes ces conditions, nous utilisons la gravure sèche RIE CH₄/H₂/Ar et l'utilisation combinée d'un suivi interférométrique in situ et d'une couche d'arrêt d'InAlAs. Cette couche se grave en effet cinq fois moins vite que les couches actives. La couche de titane de 400Å permet de protéger les électrodes lors de la gravure RIE.

Un autre inconvénient des gravures profondes est qu'un temps de gravure trop long forme un excès de polymères non volatiles en surface de l'échantillon qui nuisent à la poursuite de la gravure [2, 3]. Pour éviter ce phénomène indésirable, on effectue, au cours du procédé de gravure, un plasma oxygène. En effet, ce type de plasma permet l'élimination des polymères qui sont formés en cours de gravure. La gravure se fait donc par cycle ; après chaque 10 minutes de plasma CH₄/H₂/Ar, nous effectuons un plasma oxygène de 3 minutes, suivi par 2 minutes de pompage.

A la fin de cette gravure, il reste la couche d'arrêt d'InAlAs qu'on ne grave pas en gravure RIE pour ne pas polluer le bâti ; on fait une gravure humide (gravure chimique) avec la solution H₃PO₄/H₂O₂/H₂O [8-10]. Nous présentons dans le tableau 4.5 une vue schématique de la structure en cours de gravure avec les paramètres.

Après les mesures, nous avons déduit les vitesses de gravure des couches InGaAsP et InP dopées P⁺ qui correspondent respectivement à 160Å/min et 180Å/min. Notons que la vitesse de gravure de la couche d'arrêt en InAlAs est de 20Å/min.

4.1.5.3 Définition des guides optiques

L'étape suivante concerne la définition des guides optiques. Un mauvais alignement entre les parties active et passive pourrait entraîner des perturbations dans la propagation de la lumière. Ces guides optiques sont constitués de guides droits et de guides courbes de forme sinusoïdale (figure 4.29).

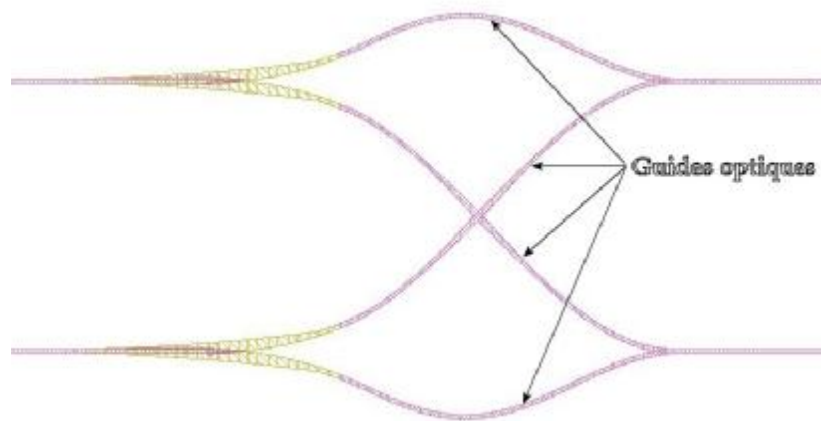


Figure 4.29. Représentation de la forme des guides optiques.

Cette étape technologique nécessite donc :

- ü Un alignement très précis des électrodes et des guides passifs.
- ü Une gravure anisotrope, homogène, verticale et surtout peu rugueuse afin de réduire au maximum les pertes optiques.

La gravure RIE (CH₄/H₂/Ar) nous permet de satisfaire ces conditions [11-16]. Pendant la gravure de 1.2 µm d'InP, nous avons besoin d'une résine qui résiste et qui protège bien le premier niveau (les électrodes) qui peut être dégradé pendant cette longue gravure ; mais cette résine n'existe pas dans notre laboratoire. Nous avons donc utilisé la silice d'une épaisseur suffisante (2000Å) pour bien protéger les électrodes pendant la gravure, en reportant le masque de résine sur la silice. Par contre, le choix d'une écriture électronique nous oblige à utiliser une résine électronique négative SAL 601 afin d'éviter une écriture lente, ce qui est le cas d'une résine positive ; ensuite cette résine sera inversée par un recuit post-écriture. Le tableau 4.6 nous donne le procédé technologique suivi.

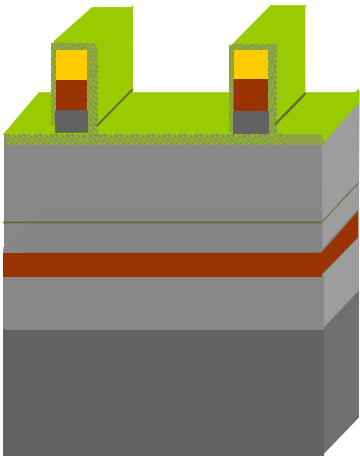
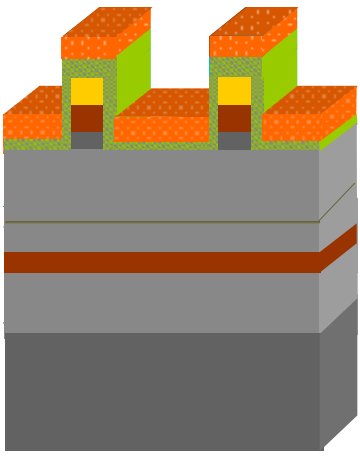
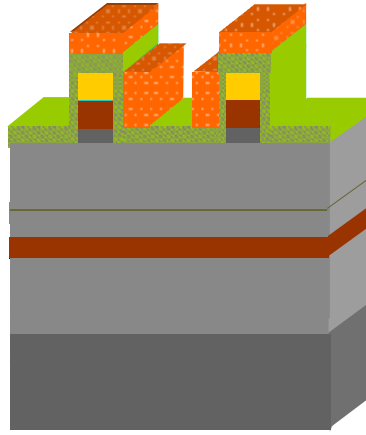
	
1. Dépôt de 2000Å de silice par PECVD à la température de 300°C. 2. Recuit pleine plaque de 5 minutes à 110°C pour évaporer les solvants résiduels.	3. Pré-dépôt du promoteur d'adhérence HMDS : ($v = 3000\text{m/s}$, $a = 1000\text{m/s}^2$, $t = 20\text{sec}$) 4. Enduction de résine électronique SAL 601 ; ($v = 2000\text{m/s}$, $a = 1000\text{m/s}^2$, $t = 15\text{sec}$) 5. Recuit pleine plaque de 3 minutes à 105°C pour évaporer les solvants résiduels.

Tableau 4.6. Procédé de dépôt de la silice et de la résine.

Après cette étape, le substrat est soumis à une écriture électronique pour définir les guides optiques, ensuite la résine est révélée avec le développeur MF 322.

Une fois le développement fait, un transfert du masque de résine sur la silice est réalisé par la gravure RIE (CHF_3/CF_4), qui sera suivi par un plasma O_2 afin d'enlever la couche de résine SAL 601 restante. Voici une présentation détaillée de ces deux étapes (tableau 4.7) :

6. Ecriture électronique : tension = 50kV, dose = $4\mu\text{C}/\text{cm}^2$. 7. Inversion du masque par un recuit post-écriture pleine plaque à 115°C pendant 3min. 8. Développement pendant 14 minutes dans 2 bains de MF 322. Rinçage à l'EDI pendant 30 secondes.	
--	--

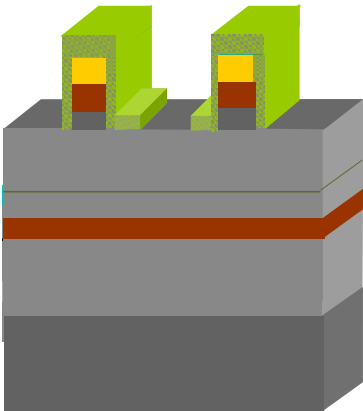
9. Gravure de la silice par plasma (CHF_3/CF_4) ; débits respectifs (40 / 40) pendant 7 minutes sous pression=50mT, puissance=125W, tension=337V. 10. Nettoyage du masque de résine par plasma O_2, 40sccm, 100mT, 100W, 320V pendant 5 minutes.	
---	--

Tableau 4.7. Procédé du transfert de masque de résine sur la silice.

Nous avons conclu après ce plasma que la vitesse de gravure de la silice est de $260\text{\AA} / \text{min}$. La dernière étape concerne la définition des guides passifs par une gravure RIE $\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{Ar}$ de $1.2\mu\text{m}$ d'InP qui sera arrêtée par suivi interférométrique, en repérant la couche d'arrêt d'InAlAs ($50\text{\AA}$). Après avoir gravé les guides passifs, nous devons nettoyer le substrat en éliminant la couche de silice restante par plasma (CHF_3/CF_4) et la couche d'arrêt par gravure chimique ($\text{H}_3\text{PO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$) comme précédemment. Ce procédé de gravure d'InP et de nettoyage est détaillé dans le tableau 4.8.

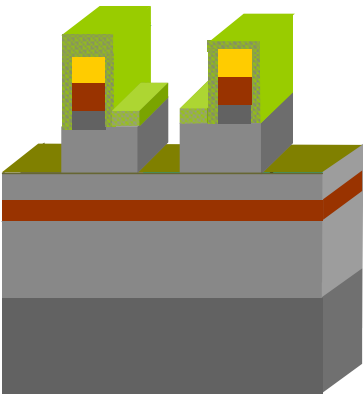
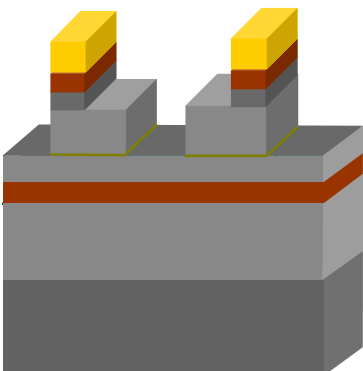
	
11. Gravure RIE d'InP P^+, débits respectifs de ($\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{Ar}$) : (12 / 100 / 20) sccm, pression = 50mT, puissance = 225W, tension = 420V. 12. Plasma O_2 / 50 sccm, pression = 90mT, puissance = 100W, tension = 320V. 13. Pompage jusqu'à la pression de base.	14. Gravure de silice par plasma (CHF_3/CF_4), débit respectifs (40 / 40) pendant 7 minutes sous pression = 50mT, puissance = 125W, tension = 337V. 15. Nettoyage de la couche d'arrêt par une gravure chimique dans la solution ($\text{H}_3\text{PO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$) de concentrations respectives (5: 1: 40), rinçage à l'EDI.

Tableau 4.8. Procédé de gravure RIE de l'InP, du nettoyage de la silice, et de gravure de l'InAlAs.

La figure 4.30 présente quelques photographies prises au microscope optique et électronique.

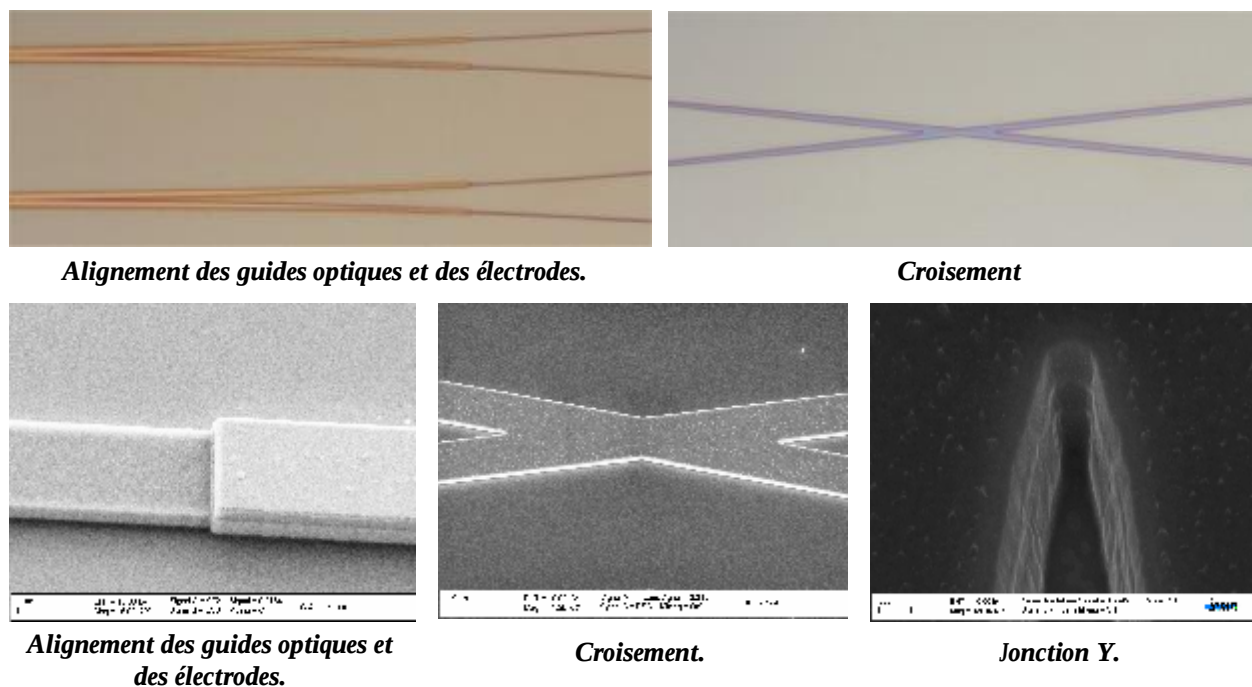


Figure 4.30. Photographies de la gravure prises au microscope optique (en haut) et électronique (en bas).

A la fin de cette gravure, nous avons remarqué que la vitesse de gravure de l'InP peut varier entre 200 et 400Å / min.

4.1.5.4 Définition des trous d'isolations

Les étapes précédentes ont été consacrées à la réalisation du contact P permettant l'injection du courant et à la définition de la topologie des guides passifs. Cette étape concerne l'isolation optique des guides en entrée.

Cette étape ne comporte pas de difficulté particulière. Les trous d'isolations sont situés à 10µm de part et d'autre des guides. Ces trous ont une topologie épousant le contour des guides à la jonction. La figure 4.31 présente le but à atteindre.

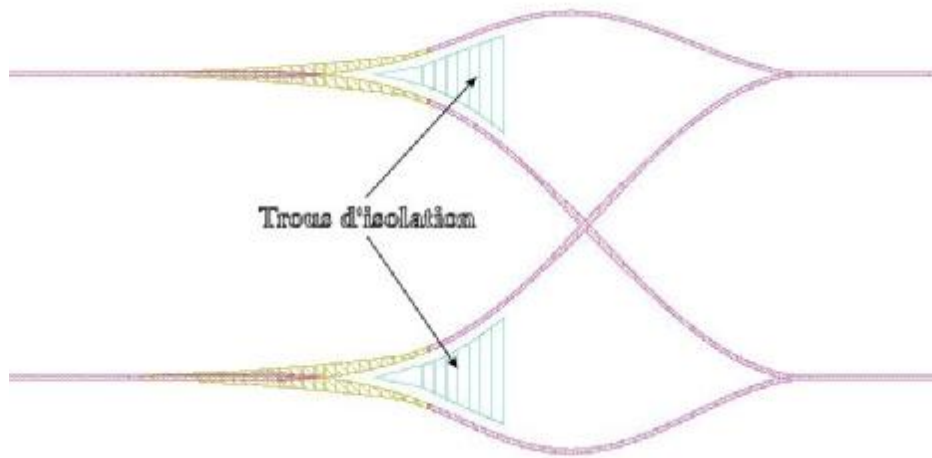


Figure 4.31. Représentation de la position et de la forme des trous d'isolations.

Cependant, une bonne résolution est indispensable, car en sortie de la jonction Y, l'angle d'écartement est très faible (il est d'ordre de quelques degrés) et un désalignement peut perturber le mode de propagation. Nous avons donc utilisé l'écriture électronique pour définir le masque des trous d'isolations. Ayant eu de bons résultats lors de la gravure d'InP précédente, nous utilisons exactement le même procédé pour réaliser les trous d'isolations. Une fois encore, nous avons une gravure profonde à réaliser. Nous devons graver le restant d'InP ($\sim 0.2\mu\text{m}$), la couche active InGaAsP ($0.3\mu\text{m}$), la couche tampon et le substrat d'InP ($\sim 1.5\mu\text{m}$) ; nous utilisons cette fois-ci le nitrure, à la place de la silice, qui joue le même rôle que la silice mais qui résiste mieux pendant la gravure profonde RIE ($\sim 2\mu\text{m}$). Le choix de l'épaisseur de nitrure est donc primordial ; si cette épaisseur n'est pas suffisante, alors les électrodes seront aussi gravées (nous avons rencontré ce problème en traitant un demi-substrat qui a donc été perdu après cette étape, figure 4.32).

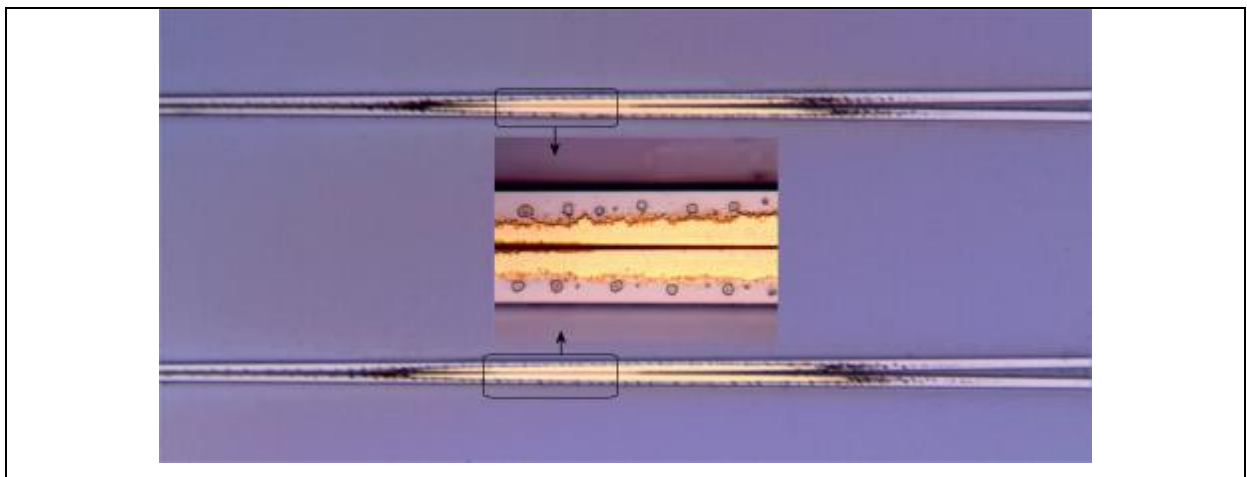


Figure 4.32. Photographie prise au microscope optique de commutateurs après la gravure RIE des trous d'isolations, montrant une attaque des métaux des électrodes obtenue avec un masque de nitrure d'épaisseur insuffisante.

Nous avons augmenté l'épaisseur de nitrure déposé afin de bien protéger nos électrodes. Nous avons ainsi déposé 4000Å de nitrure, puis nous avons enduit 6000Å de résine électronique EL 13%, qui est l'épaisseur utile pour transférer le masque de résine sur le nitrure par une gravure RIE (CHF_3/CF_4). Voici une présentation des étapes nécessaires à la définition du masque des trous d'isolations (tableau 4.9).

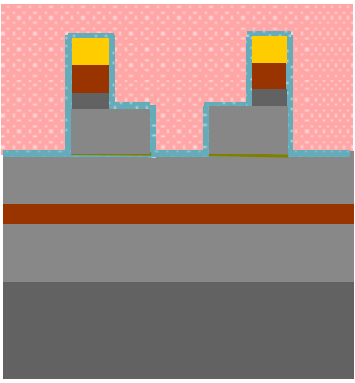
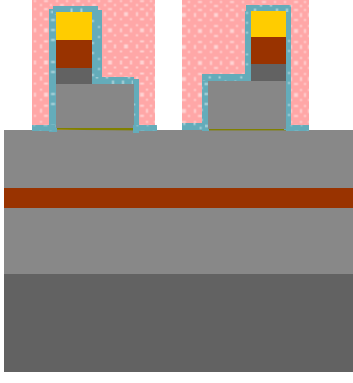
	
1. Dépôt de 4000Å de nitrure par PECVD à la température de 300°C. 2. Recuit pleine plaque de 5 minutes à 110°C pour évaporer les solvants résiduels. 3. Enduction de résine électronique EL 13% ($v = 2900\text{m/s}$, $a = 1000\text{m/s}^2$, $t = 12\text{s}$). 4. Recuit pleine plaque d'une minute à 80°C et dans le four à convection pendant 30min à 170°C. 5. Laisser refroidir à 20°C.	6. Ecriture électronique : tension = 50kV, dose= 170$\mu\text{C}/\text{cm}^2$. 7. Développement avec la solution : (1/3MIBK, 2/3 IPA) agitée pendant 2 min à 150tr/min, puis avec le substrat pendant 80 secondes à 100tr/min. 8. Rinçage pendant 30 secondes avec l'alcool isopropylique "IPA" sans agiter. 9. Transfert du masque de résine sur nitrure par gravure plasma (CHF_3/CF_4) de débits respectifs (40/40) ; puissance = 125W, pression = 50mT, tension = 282V

Tableau 4.9. Procédé de définition du masque de trous d'isolation et paramètres nécessaires.

Après le transfert du masque de résine sur nitrure Si_xN_y , nous éliminons la couche restante de résine par plasma O_2 . Il nous reste l'étape la plus importante, qui concerne la gravure RIE ($\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{Ar}$), comme celle utilisée pour la gravure des rubans ; cette gravure est suivie par un plasma (CHF_3/CF_4), pour éliminer la couche restante de nitrure (tableau 4.10).

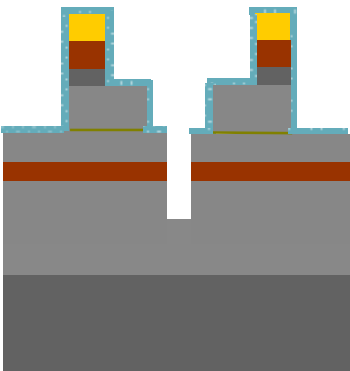
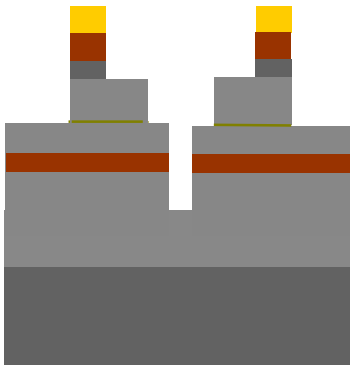
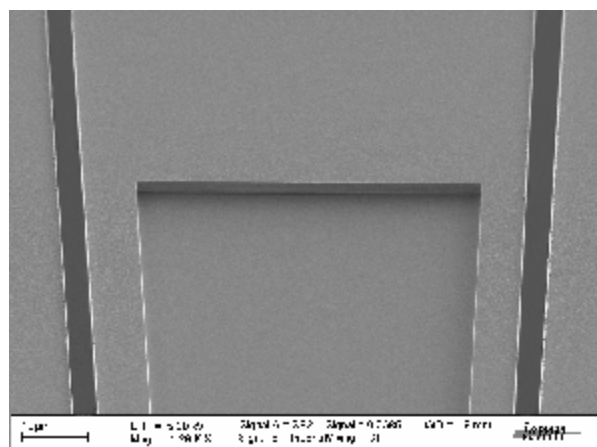
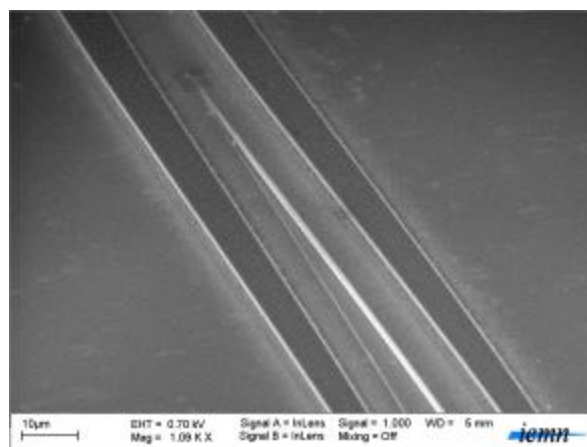
	
16. Retrait de résine restante par plasma O_2. 17. Gravure RIE d'InP, InGaAsP et InP; débits respectifs de ($CH_4/H_2/Ar$): (6/50/10)sccm, pression = 65mT, pression = 225W, tension = 420V. 18. Plasma $O_2/50$ sccm, puissance=100W, pression = 100mT, tension=320V. 19. Pompage jusqu'à la pression de base.	20. Retrait de la couche restante de nitrure par (CHF_3/CF_4) de débits respectifs (40/40), puissance = 125W, pression = 50mT, tension = 282V. 21. Nettoyage du substrat par l'acétone et l'alcool isopropylique "IPA".

Tableau 4.10. Procédé de gravure profonde des trous d'isolation.

Finalement, nous avons estimé la vitesse de gravure de l'InP à $234\text{\AA}/\text{min}$, et la vitesse de gravure d'InGaAsP comprise entre 100 et $160\text{\AA}/\text{min}$. Voici quelques photographies du composant après la réalisation des trous d'isolation (figure 4.33).



Extrémité large du trou d'isolation



Pointe du trou d'isolation

Figure 4.33. Photographies du trou d'isolation prises au microscope électronique.

4.1.5.5 Définition des zones absorbantes en titane

Ces zones métallisées en titane ont une topologie épousant les contours des guides. La figure 4.34 montre le masque de ce niveau.

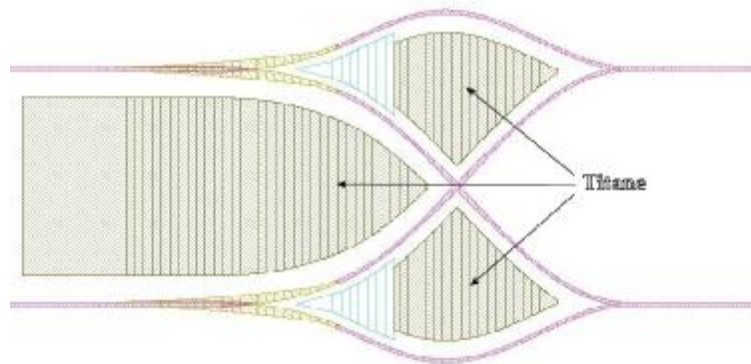
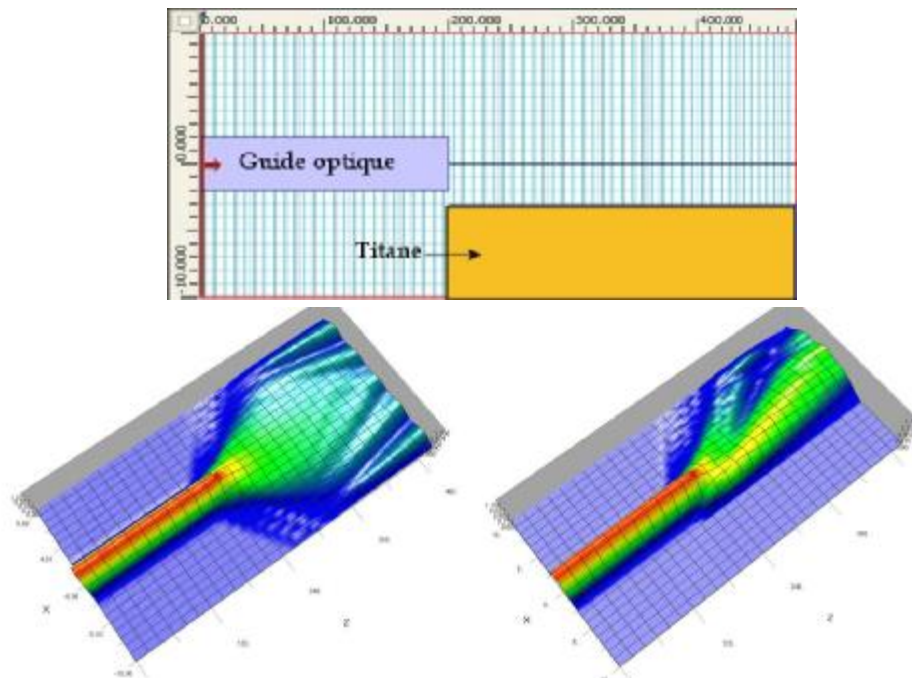


Figure 4.34. Représentation de géométrie des zones absorbantes en titane.

Nous avons utilisé le logiciel commercial optiBPM, pour étudier l'effet d'une couche de $0,5\mu\text{m}$ de titane. Le calcul prévoit l'élimination de toute propagation planaire par cette couche. La figure 4.45 illustre ce phénomène. Nous avons étudié cet effet en injectant la lumière dans un guide droit interrompu. A la sortie du guide, la lumière se propage en propagation planaire. Une zone métallisée placée en sortie droite du guide, permet d'éliminer dans cette région toute propagation planaire.



Propagation planaire de la lumière en sortie d'un guide droit

Effet absorbant de la zone métallisée

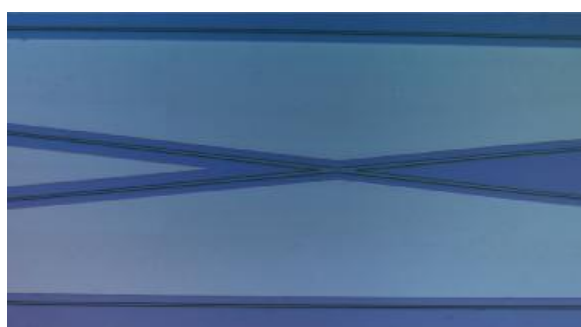
Figure 4.35. Démonstration de l'effet absorbant de la zone métallisée en titane par modélisation.

Ayant eu de bons résultats lors de réalisation des électrodes, nous utilisons exactement le même procédé pour déposer le titane dans des zones bien déterminées. Elles sont éloignées de 20 μm des guides optiques pour éviter de perturber le mode de propagation. Pour le procédé de dépôt, nous avons besoin d'un bicouche de résine (EL 13% et PMMA 3%) pour obtenir le profil en casquette. Les motifs de titane sont écrits par le masqueur électronique. Le développement du masque se fait par le révélateur (1/3 MIBK, 2/3 IPA). A titre d'illustration de l'enchaînement de ces étapes, nous présentons le procédé dans le tableau 4.11.

Les figures 4.36 et 4.37 présentent des photographies prises au microscope optique et électronique du titane déposé.



Titane déposé entre les électrodes.



Titane autour des guides optiques

Figure 4.36. Photographies des zones en titane prises au microscope optique.

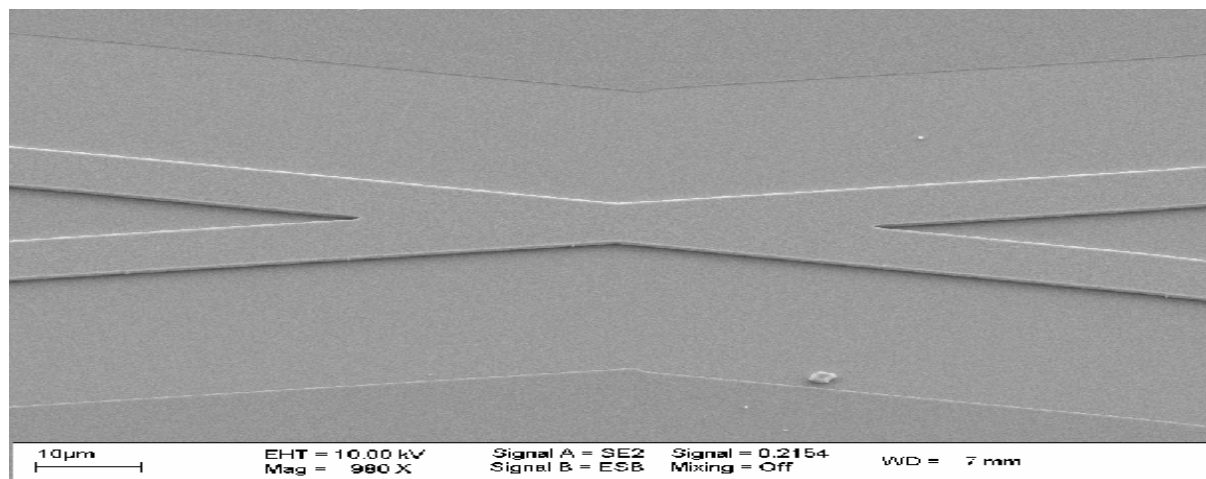


Figure 4.37. Photographie prise au microscope électronique d'un croisement avec le titane autour.

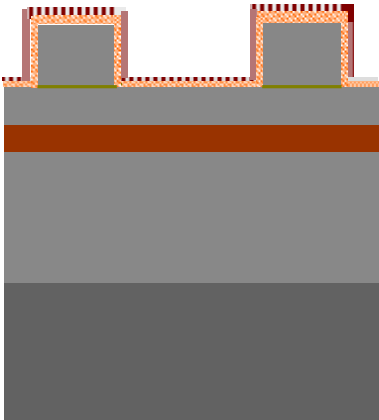
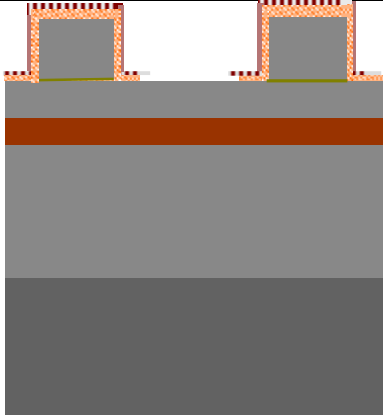
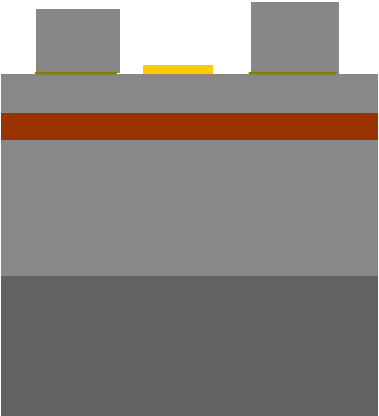
1. Nettoyage du substrat à l'acétone et à l'alcool. 2. Déshydratation du substrat sur plaque chauffante pendant 7min à 200°C. 3. Enduction de EL 13% : ($v = 1800\text{m/s}$, $a = 1000\text{m/s}^2$, $t = 12\text{s}$). 4. Recuit sur plaque chauffante pendant 1mn à 80°C, 30min à 170°C (dans le four à convection) ; laisser refroidir à 20°C pendant 10min. 5. Enduction de PMMA 3% : ($v = 3400\text{ m/s}$, $a = 1000\text{m/s}^2$, $t = 12\text{s}$). 6. Recuit sur plaque chauffante pendant 1mn à 80°C, 30min à 170°C dans le four à convection ; laisser refroidir à 20°C pendant 10min. L'épaisseur de EL 13% déposée est 9000Å, tandis que l'épaisseur de PMMA 3% est 630Å.	
7. Lithographie électronique : (tension = 50 kV, dose = 170 $\mu\text{C/cm}^2$). 8. Développement avec la solution : (1/3MIBK, 2/3IPA) agitée pendant 2 min à 150tr/min, puis avec le substrat pendant 90 secondes à 100tr/min. 9. Rinçage pendant 30 secondes avec l'alcool isopropylique "IPA".	
10. Evaporation sous vide de la couche métallique de 5000Å de Ti. 11. Suivi par lift-off de 1 heure dans une solution d'acétone.	

Tableau 4.11. Procédé de dépôt des zones métallisées en titane.

4.1.5.6 Planarisation / isolation électrique

Comme nous l'avons indiqué, une étape décisive dans la réalisation de la partie active de nos matrices est la planarisation à base de la silice qui permet le report des électrodes sur un matériau isolant [17]. En effet, la planarisation a pour rôle de rattraper le dénivelé de $2\mu\text{m}$ entre le haut des électrodes et le bas du ruban de l'InP formant les guides optiques. Dans ce but, nous utilisons un dépôt pleine plaque de la silice (SiO_2) qui a la propriété de se déposer de manière homogène (en terme d'épaisseur), et qui suit très bien la forme de la surface sur laquelle elle est déposée ; de plus, le dépôt en lui-même est simple et très bien maîtrisé. Une fois déposée sur toute la surface du substrat, il faut protéger la silice aux endroits où nous voulons la garder, et faire une ouverture dans la silice juste au dessus des électrodes. Le masque est donné figure 4.38. A cause des petites dimensions et de la nécessité d'un bon alignement de ces ouvertures avec les électrodes, nous utilisons une écriture électronique.

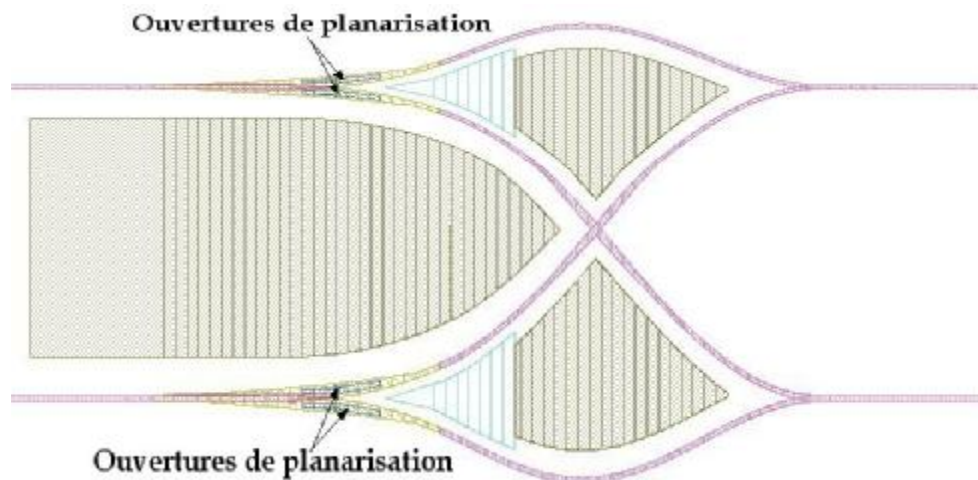


Figure 4.38. Représentation de la forme des guides optiques.

L'écriture électronique du masque 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 avons donc utilisé la résine EL 13%, seule résine électronique négative disponible au sein du laboratoire. La résine est ensuite enlevée aux endroits indésirables à l'aide du développement par (1/3MIBK, 2/3 IPA). Puis, nous gravons la silice pour obtenir les ouvertures de planarisation (tableau 4.12).

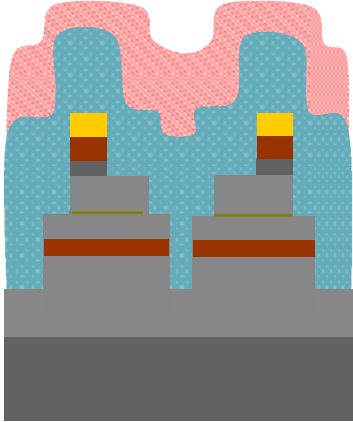
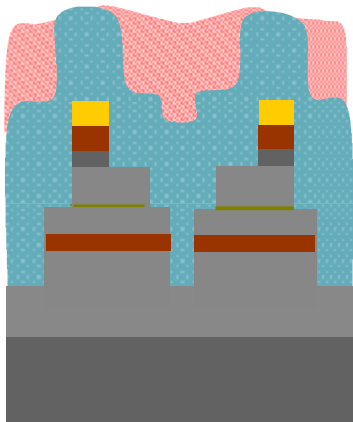
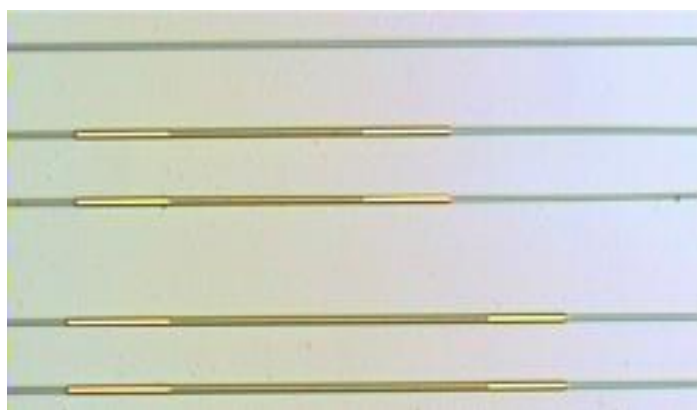
	
1. Dépôt de $1.7\mu\text{m}$ de silice par PECVD à la température de 300°C. 2. Nettoyage du substrat (acétone + alcool). 3. Enduction de résine électronique EL 13%: ($v = 1500\text{m/s}$, $a = 1000\text{m/s}^2$, $t = 12\text{sec}$) elle est répétée 3 fois pour avoir l'épaisseur désirée. 4. Recuit pleine plaque d'une minute à 80°C et dans le four à convection pendant 30min à 190°C. 5. Laisser refroidir à 20°C. L'épaisseur de résine déposée est de $2.8\mu\text{m}$.	6. Ecriture électronique : tension = 50kV, dose = $170\mu\text{C}/\text{cm}^2$. 7. Développement avec la solution : (1/3MIBK, 2/3IPA) agitée pendant 2 min à 150tr/min, puis avec le substrat pendant 80 secondes à 100tr/min. 8. Rinçage pendant 30 secondes avec l'alcool isopropylique "IPA" sans agiter.

Tableau 4.12. Procédé de définition du masque de planarisation.

La figure 4.38 présente quelques photographies prises au microscope optique après révélation.



Ouvertures dans la résine au-dessus des électrodes du Mach-Zehnder.



Ouvertures dans la résine au-dessus des électrodes de guides droits métallisés.

Figure 4.38. Photographies prises au microscope optique après révélation.

On grave habituellement la silice par une gravure RIE. Les gaz que nous allons utiliser sont le CF_4 et le CHF_3 , dans les proportions citées précédemment. C'est l'étape la plus critique dans la réalisation, parce qu'après le changement du bâti de gravure RIE, nous n'avions aucune idée de la vitesse de gravure de la silice. De plus, le contrôle interférométrique par laser est inapproprié car le diamètre du spot du laser est beaucoup plus grand que les dimensions du masque d'ouvertures. Pour ce faire, nous avons été obligés de contrôler au microscope électronique à balayage (MEB) et au faisceau d'ions focalisé (FIB) après chaque 20 minutes de gravure.

Le tableau 4.13 présente le procédé de gravure de la silice.

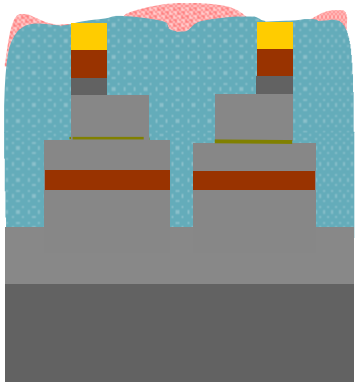
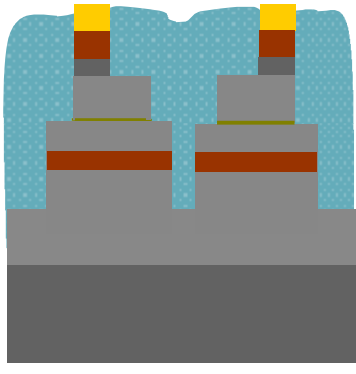
	
9. Gravure plasma (CHF_3/CF_4) de débits respectifs (23/23) sccm; puissance = 180W, pression = 100mT, tension = 16V.	10. Gravure plasma O_2: débit= 20sccm, puissance = 100mT, pression=150W, tension = 5V pendant 8 min.

Tableau 4.13. Procédé de gravure de la silice pour la planarisation et paramètres nécessaires.

Le tableau 4.14 montre l'évolution de l'épaisseur gravée.

1 ^{ère} phase de gravure	2 ^{ème} phase de gravure	3 ^{ème} phase de gravure
20 min	27 min	20 min
500nm	700 nm	500 nm

Tableau 4.14. Epaisseur gravée au cours des trois phases de gravure.

La figure 4.39 présente quelques photographies montrant le suivi par MEB et FIB de gravure de la silice.

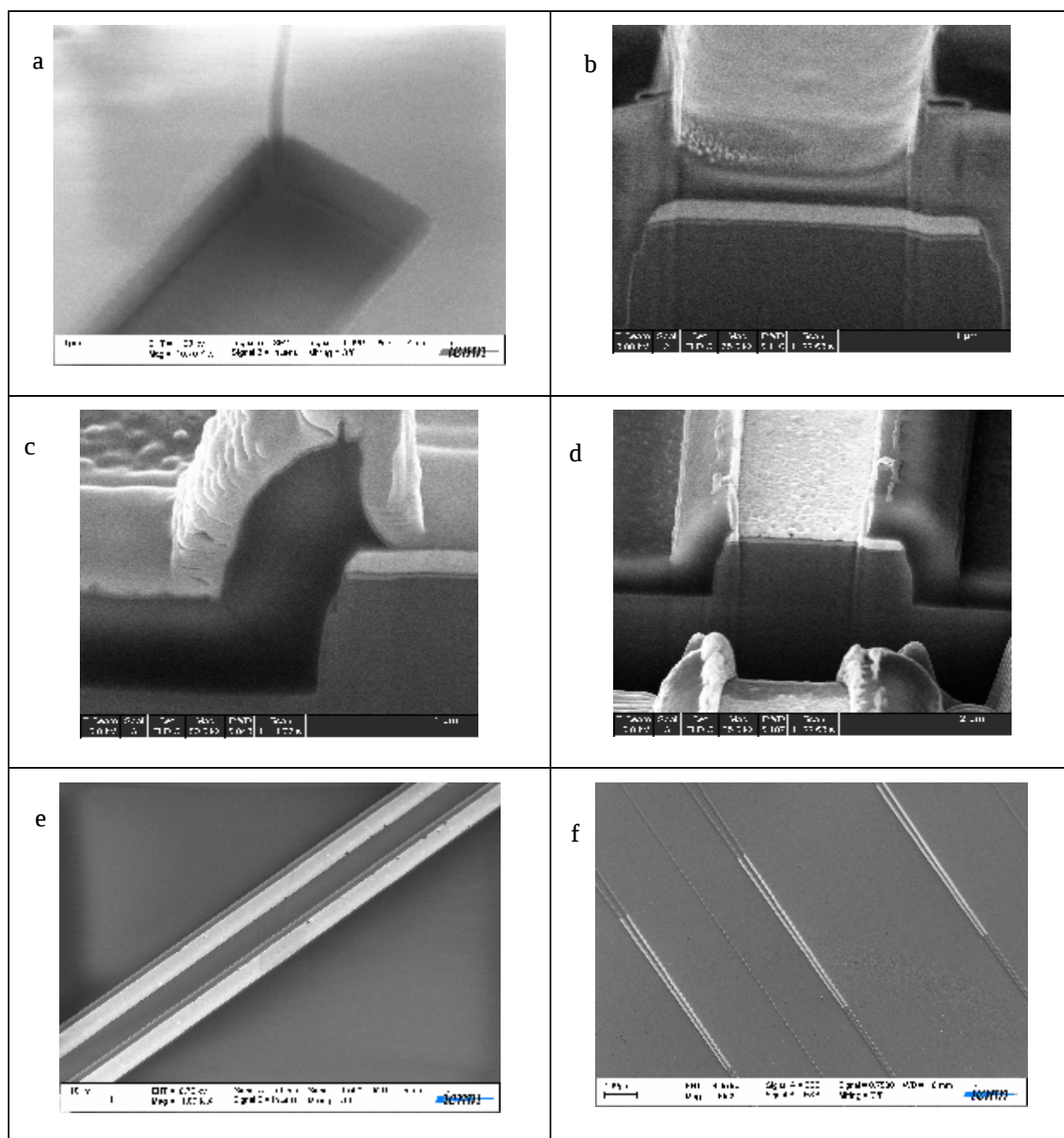


Figure 4.39. Photographies prises au MEB (a, e, f) et FIB (b, c, d) pendant le procédé de planarisation : a et b : après 20 min de gravure, c : après 47 min de gravure, d : après 67 min de gravure, e et f : les ouvertures de silice sur le commutateur à la fin de la planarisation.

Au total, la gravure plasma de la silice a duré 74 minutes. Nous avons estimé la vitesse de gravure à $253\text{\AA}/\text{min}$.

Après avoir retiré les résidus de résine avec un plasma O_2 , nous avons effectué un plasma (CHF_3/CF_4) pleine plaque afin de diminuer la pente de la silice autour de l'ouverture (figure 4.39.c). Une pente trop raide peut provoquer une cassure des métaux déposés durant l'étape suivante (plots de contact) au niveau de la marche qui subsiste entre les électrodes et la silice.

4.1.5.7 Dépôt des plots de contact

L'étape finale du traitement de la face avant est le dépôt du report de l'électrode P. La dimension de ces plots doit être suffisante pour que l'on puisse positionner facilement les pointes permettant la caractérisation [17]. Pour le motif lui-même la précision demandée est de l'ordre d'un micromètre ; cependant l'alignement du report d'électrodes avec les ouvertures de planarisation est assez critique, ainsi que le montre la figure 4.40 ; c'est la raison pour laquelle nous avons adopté ici aussi une écriture électronique.

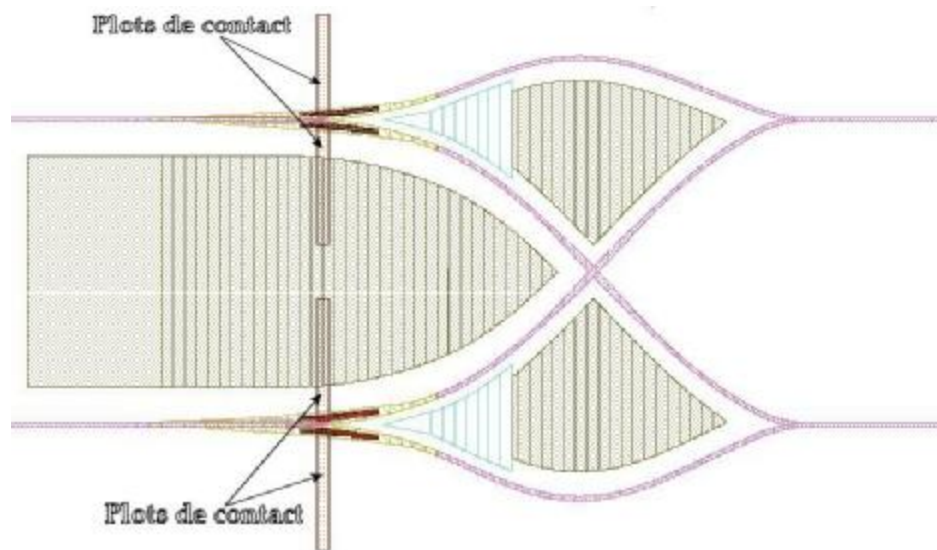


Figure 4.40. Représentation de la forme des guides optiques.

Comme précédemment (dépôts des électrodes), nous avons besoin d'un profil en casquette. Pour réaliser ce profil, nous utilisons le procédé du bicouche EL 13 %/PMMA 3% ; ces résines électroniques seront exposées aux électrons. Après révélation, nous effectuons un dépôt d'une couche d'accrochage en titane qui assure une bonne adhérence sur la silice suivi d'un dépôt d'une couche d'or. Nous terminons avec un lift-off à base d'acétone.

Le tableau 4.15 rassemble les étapes de réalisation de ces plots de contact.

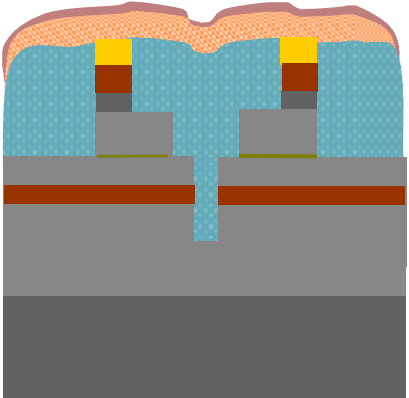
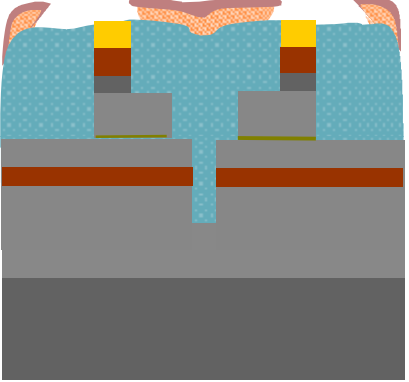
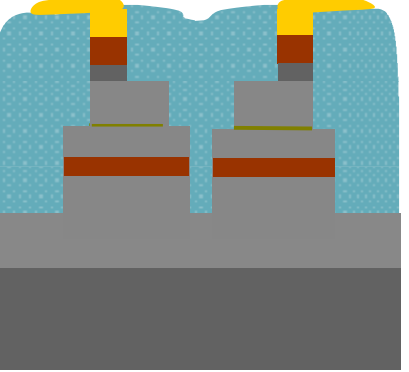
12. Enduction de EL 13%: ($v = 2900\text{m/s}$, $a = 1000\text{m/s}^2$, $t = 12\text{s}$). 13. Recuit sur plaque chauffante pendant 1mn à 80°C, 30min à 190°C dans le four à convection ; laisser refroidir à 20°C pendant 10min. 14. Enduction de PMMA 3% : ($v = 3400\text{ m/s}$, $a = 1000\text{m/s}^2$, $t = 12\text{s}$). 15. Recuit sur plaque chauffante pendant 1mn à 80°C, 30min à 190°C dans le four à convection ; laisser refroidir à 20°C pendant 10min. L'épaisseur de EL 13% déposée est $6680\text{\AA}$, tandis que l'épaisseur de PMMA 3% est $630\text{\AA}$.	
16. Lithographie électronique : tension = 50kV, dose = $170\text{ }\mu\text{C/cm}^2$. 17. Développement avec la solution : (1/3MIBK, 2/3IPA) agitée pendant 2 min à 150tr/min, puis avec le substrat pendant 87 secondes à 100tr/min. 18. Rinçage pendant 30 secondes avec l'alcool isopropylique "IPA".	
19. Evaporation sous vide de la couche métallique de Ti/ Au : $100/4000\text{\AA}$. 20. Lift-off de 2h dans une solution d'acétone.	

Tableau 4.15. Procédé de dépôt des plots de contact.

Nous montrons figure 4.40 quelques photographies optiques et électroniques prises pendant la réalisation de cette étape. A la fin de la technologie face avant de nos matrices, nous devons passer par une étape assez délicate qui est l'amincissement. C'est une étape qui facilite le clivage du substrat afin que les faces d'entrée et de sortie soient aussi lisses que possible pour faciliter la caractérisation optique de nos composants.

Nous donnons figure 4.40.e la photographie prise au microscope optique d'une matrice 2X2 après réalisation.

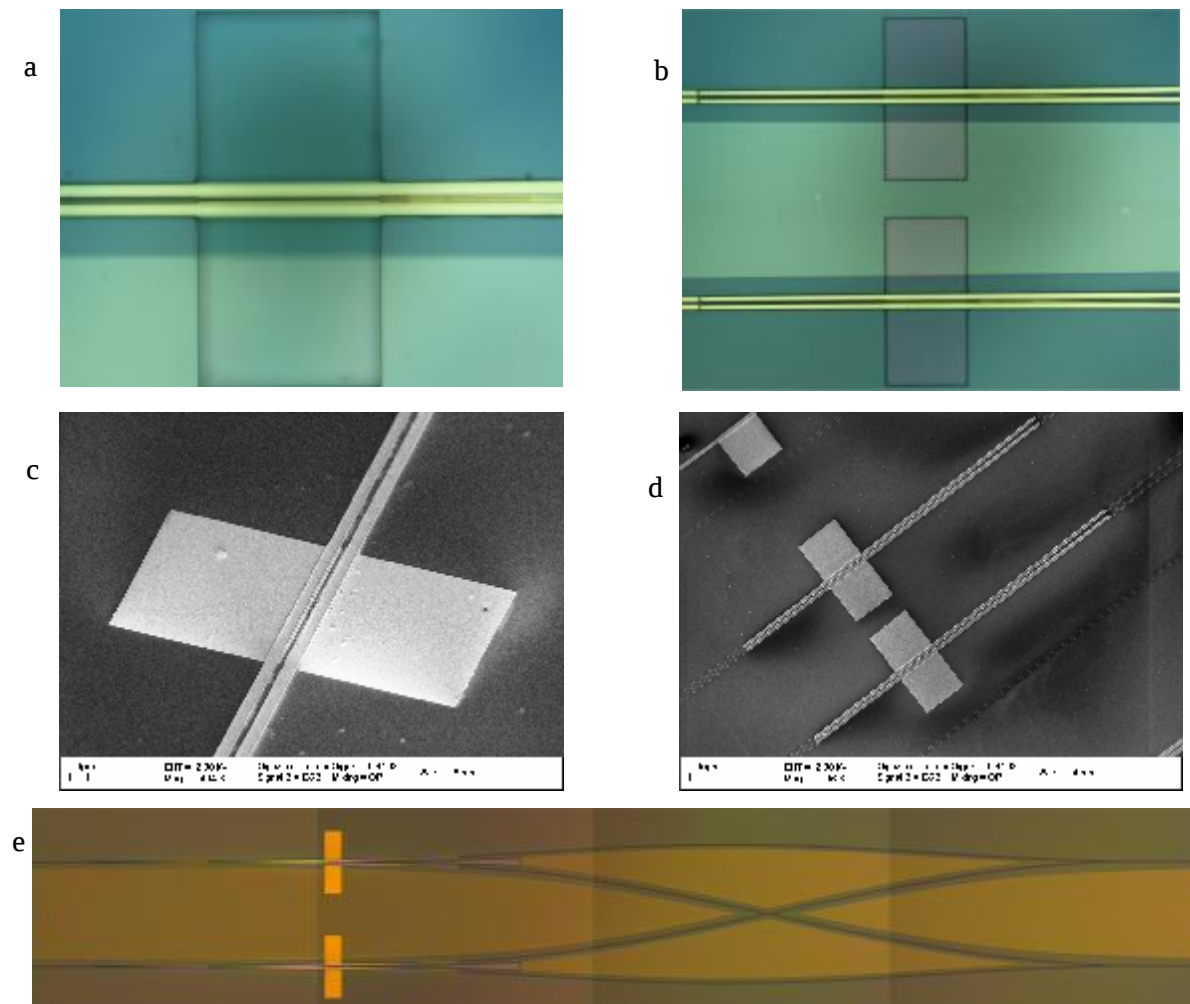


Figure 4.40. a et b : Photographies prises au microscope optique du masque en résine après révélation ;
c et d : photographies prises au microscope électronique des plots de contact après lift-off ;
e : photographie prise au microscope optique d'une matrice 2X2 après réalisation.

4.1.5.8 Amincissement

Le procédé utilisé au cours de cette étape est le même que celui utilisé au chapitre 2 pour la réalisation des matrices passives. Nous renvoyons donc le lecteur au paragraphe 2.1.4 pour prendre connaissance des détails relatifs à cette opération. La différence essentielle comparée aux matrices passives est la nécessité de métalliser la face arrière de la matrice active qui fera l'objet du paragraphe suivant.

4.1.5.9 Métallisation de face arrière (contact N⁺)

La dernière étape de la réalisation du composant concerne la métallisation face arrière qui permet de prendre le contact de type N⁺ sur le substrat. Cette étape est très délicate

parce que nous manipulons un substrat aminci à 130µm, et donc le risque de le casser est important.

Nous déposons tout d'abord une couche de résine épaisse AZ9260 pour protéger la face avant du substrat, puis grâce à cette résine, nous collons la face avant sur un substrat de silicium, qui nous permet de manipuler le substrat aminci sans risque de le casser, par un recuit pleine plaque. Nous procédons ensuite à la métallisation de la face arrière par pulvérisation d'une couche d'accrochage en titane suivi d'une couche d'or beaucoup plus épaisse. Le décollage du substrat de silicium est réalisé en trempant soigneusement l'ensemble dans une solution « **Non Solvent Cleaning Fluid** », puis la résine protectrice déposée sur le substrat est nettoyée avec un bain d'acétone. L'échantillon est récupéré avec beaucoup de précautions pour éviter qu'il ne casse. Le tableau 4.16 présente une description détaillée du procédé d'amincissement.

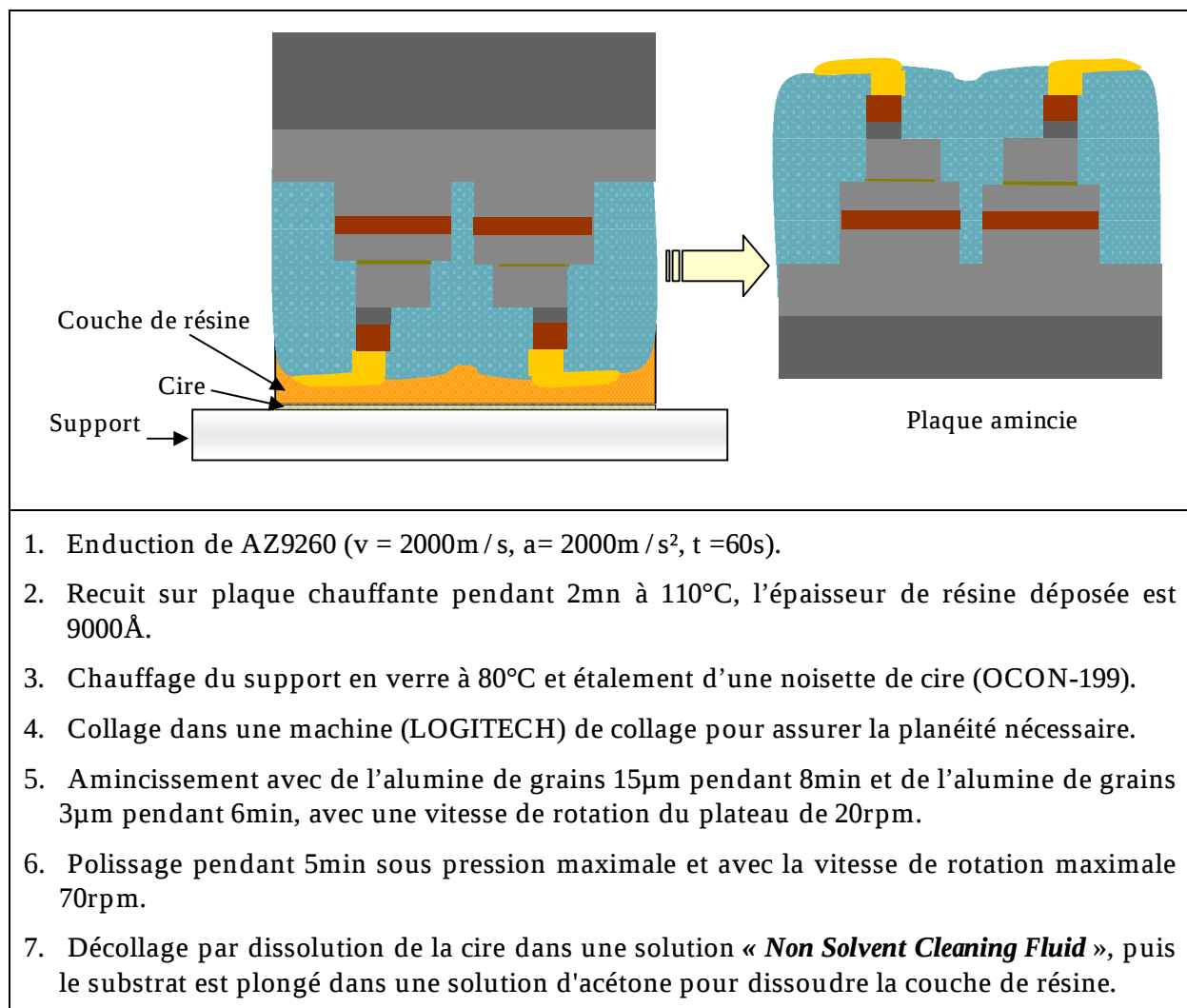


Tableau 4.16. Description du procédé d'amincissement

4.1.5.10 Clivage

Nous procédons de la même façon que celle décrite au chapitre 2, paragraphe 2.1.5. Rappelons que notre procédé est purement manuel et qu'il se fait sous une loupe binoculaire pour contrôler le positionnement des marques de clivage (réalisés en deuxième niveau de masque). Un trait d'amorce est ensuite effectué par une pointe en diamant, puis une très légère pression à l'aide d'un scalpel conduit au clivage.

4.1.6 Conclusion

Nous avons franchi avec succès l'ensemble de ces étapes technologiques pour un demi-substrat.

La réalisation technologique a été effectuée sur deux demi-substrats en parallèle, chacun d'entre eux comportant l'ensemble des composants.

L'un de deux demi-substrats a été perdu pendant la gravure profonde des trous d'isolations, ce sont donc les composants de l'autre demi-substrat qui seront caractérisés.

La deuxième partie du chapitre est consacrée à la caractérisation de ces composants.

4.2.Caractérisation des composants actifs réalisés

4.2.1 Banc de caractérisation

Il s'agit du même banc présenté au chapitre 2, paragraphe 2.2.1. La liaison optique entre la source laser et l'échantillon est effectuée par une fibre lentillée de diamètre de cœur de 4 μ m. En sortie d'échantillon, on place une fibre clivée de diamètre de 9 μ m, cette fibre est reliée à un multimètre optique. Dans le banc utilisé ici, nous avons adjoint un système permettant l'injection du courant ; il concerne un support d'échantillon doré connecté à un ampèremètre (ITT MX579 Metrix) qui est relié à la masse de l'alimentation continue (TTi power supply). L'injection du courant se fait par une pointe amovible. Les autres matériels utilisés sur ce banc sont ceux présentés au paragraphe 2.2.1. Nous rappelons figure 4.41 une vue schématique de ce banc de mesures dans la configuration champ proche et la configuration fibre à fibre. La longueur d'onde de travail se situe toujours aux environs de 1.55 μ m.

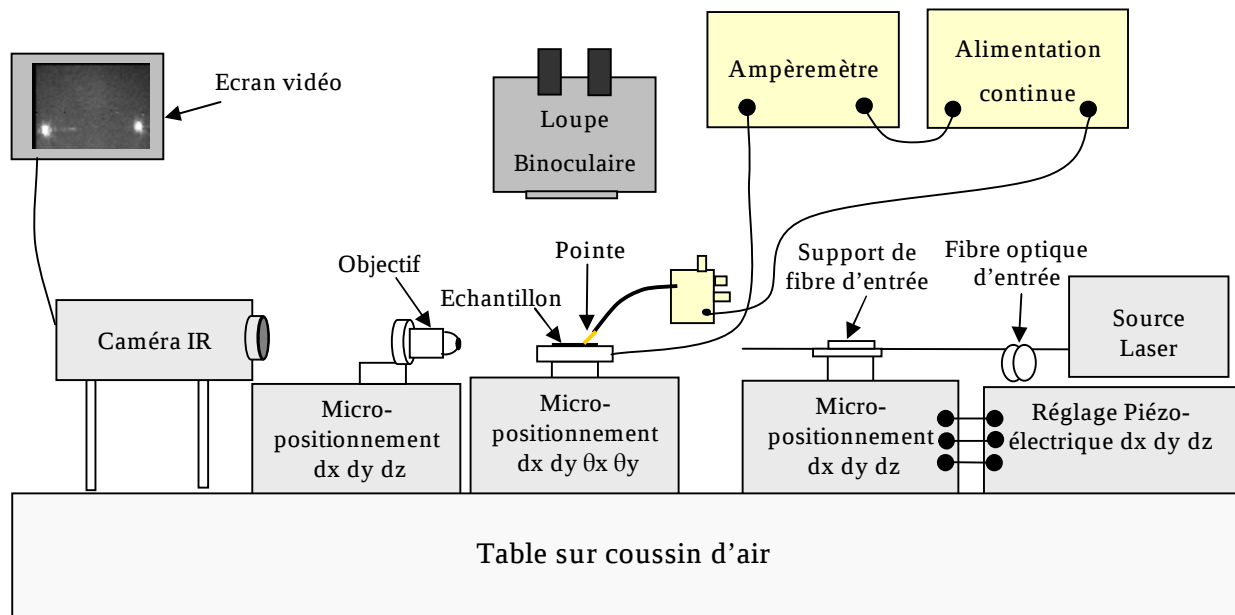
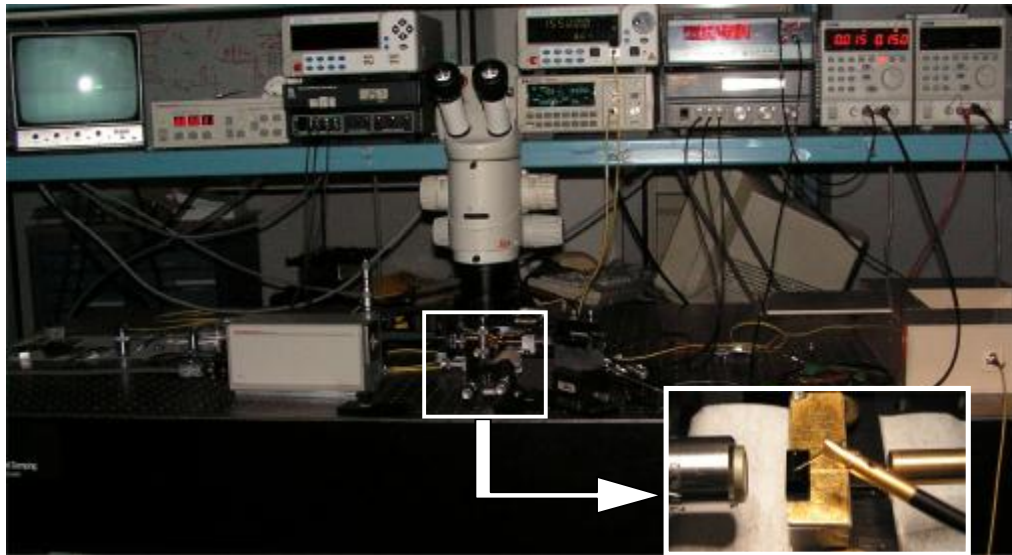


Figure 4.41.a. Vue schématique du banc de caractérisation dans la configuration "champ proche" et photographie de ce banc

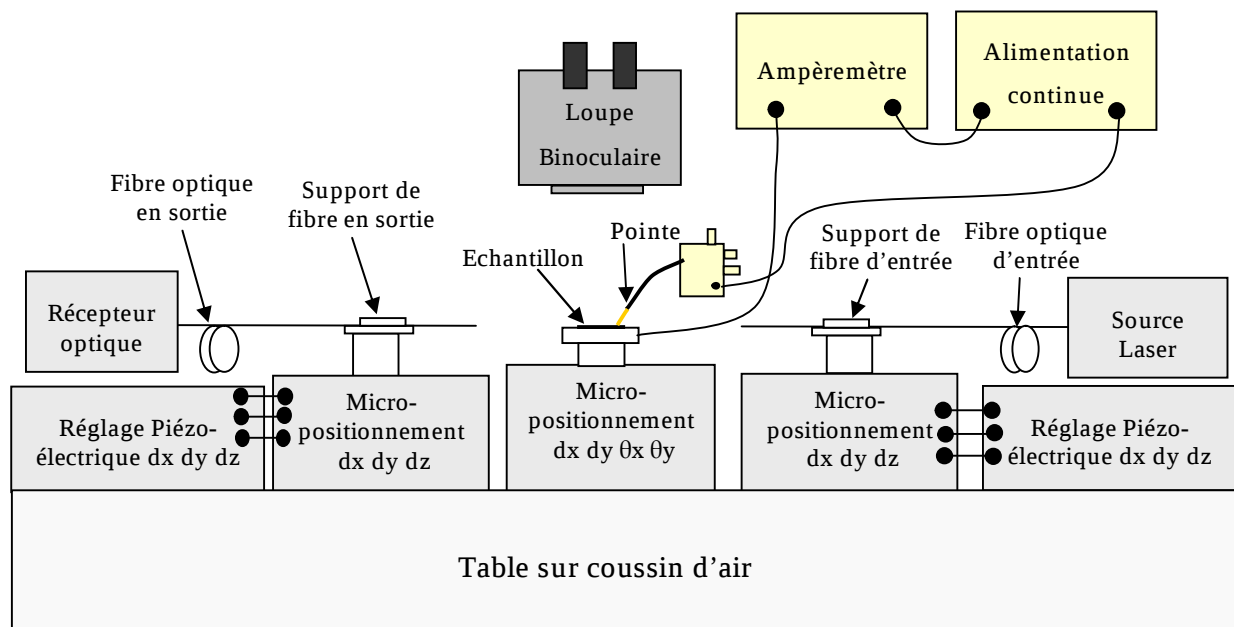
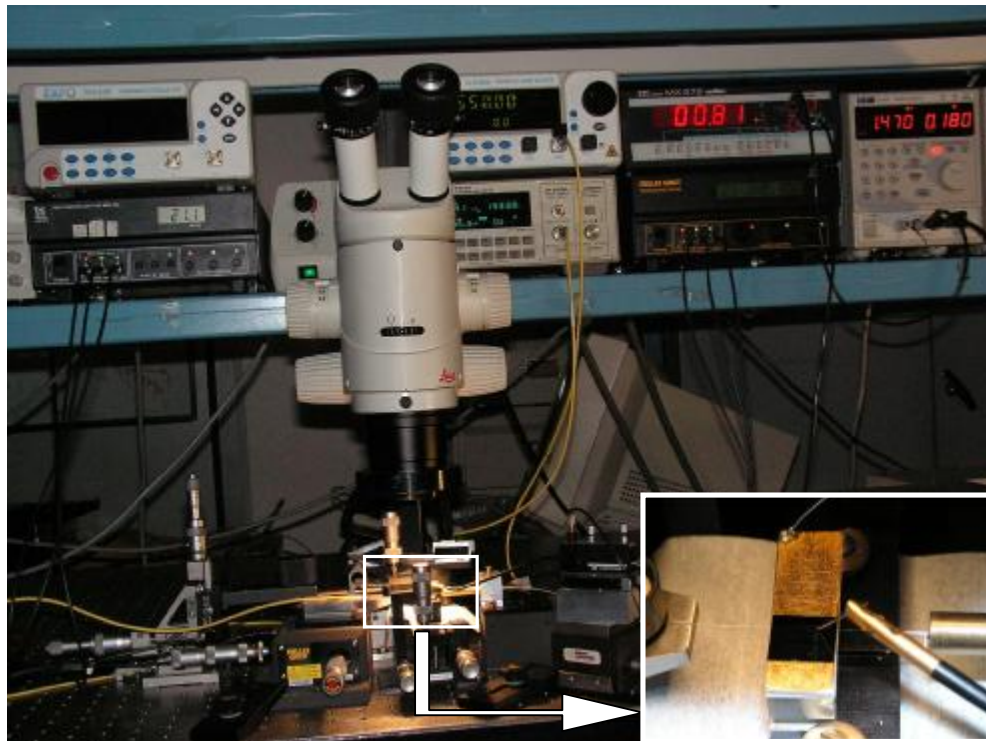
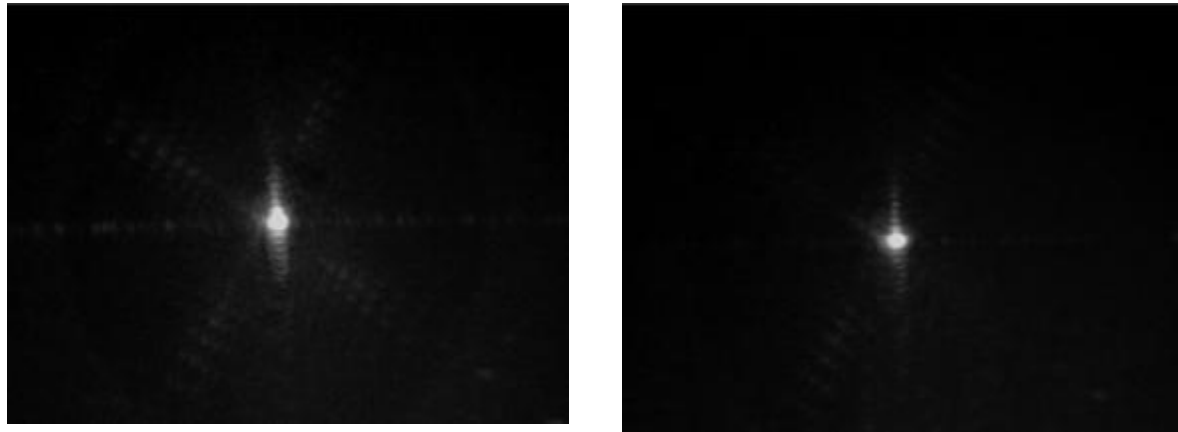


Figure 4.41.b. Vue schématique du banc de caractérisation dans la configuration "fibre à fibre" et photographie de ce banc.

4.2.2 Caractérisation des guides droits

Nous montrons tout d'abord les photographies prises en champ proche de l'intensité du signal optique en sortie du guide droit métallisé ou non métallisé (figure 4.42).



Guide droit non métallisé

Guide droit métallisé

Figure 4.42. Sortie optique d'un guide droit non métallisé et d'un guide droit métallisé.

Nous pouvons constater le bon comportement de la propagation dans ces structures, et surtout, on peut noter qu'il n'y a aucune différence majeure entre les guides métallisés et les guides qui ne le sont pas.

Nous avons ensuite caractérisé ces guides droits en termes de pertes optiques. Nous avons commencé par les pertes de propagation d'un guide droit non métallisé en utilisant la technique du Fabry-Perot et celle des pertes d'insertion pour des longueurs différentes [18-20]. A titre d'exemple, nous donnons les interférences Fabry-Perot d'un guide de longueur 1cm (figure 4.43). L'expérience a été menée autour de $1.55\mu\text{m}$ pour une puissance d'entrée d'environ 1mW. Les pertes de propagation dans les guides se situent aux environs de 2dB/cm, et les pertes de couplage à la fibre de 16dB en tenant compte à la fois de l'entrée et de la sortie, soit 8dB par face si l'on suppose que les pertes de couplage (guide/fibre, fibre/guide) sont symétriques. Ces valeurs confirment celles déjà reportées au chapitre 2 qui se situaient aux environs de 17dB en prenant en compte les deux faces. Rappelons que des valeurs aussi élevées de pertes de couplage proviennent de la grande différence de mode entre la fibre et le guide InP, qui est circulaire dans le cas de la fibre, et très elliptique dans le cas du guide InP ; l'ellipticité est en effet au moins d'un facteur 4 dans le cas du guide InP, et aucune correction n'a été apportée pour remédier à ce défaut.

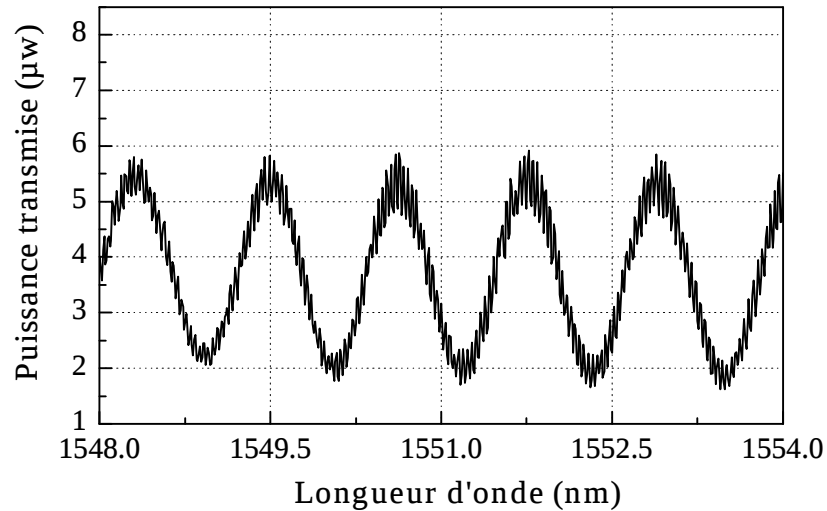


Figure 4.43. Spectre Fabry-Perot obtenu sur un guide droit non métallisé de 1cm de long.

Nous avons ensuite caractérisé des guides métallisés avec des longueurs de métal différentes afin de déterminer les pertes de propagation supplémentaires dues à la métallisation. Pour cela, nous avons effectué des mesures fibre à fibre pour différentes longueurs de métallisation ; il s'agit de mesures des pertes d'insertion accompagnées de mesures Fabry-Perot. Cette dernière technique est complémentaire à celle donnée par les pertes d'insertion, sachant que l'excès de pertes dû à la métallisation est en principe faible, et que l'erreur commise au niveau des pertes de couplage pourrait noyer l'information sur les pertes dues à la métallisation. On sait en particulier, que la technique Fabry-Perot permet de s'affranchir des pertes de couplage, et pourrait être plus précise pour la détermination des pertes dues à la métallisation.

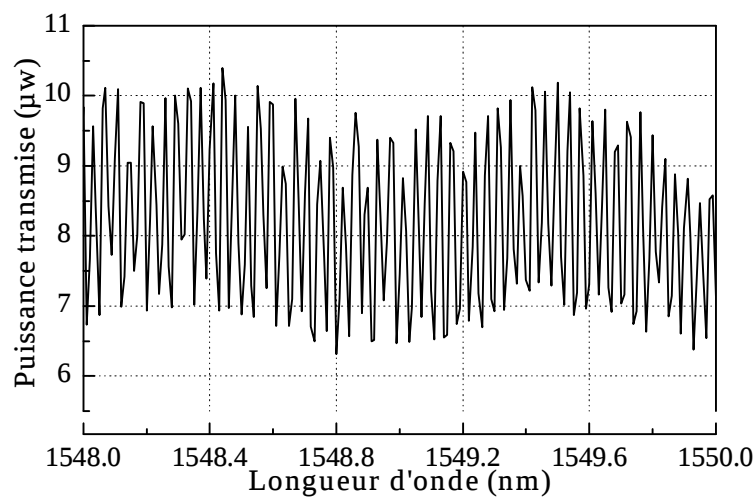


Figure 4.44. Spectre Fabry-Perot obtenu sur un guide droit métallisé avec 800μm de métallisation, de 1cm de long.

Nous donnons figure 4.44 , les interférences Fabry-Perot de deux guides dont l'un est muni d'une métallisation de longueur 200µm et l'autre d'une métallisation de longueur 800µm.

Nous avons tracé les pertes obtenues pour un guide non métallisé et trois guides pourvus de métallisations dont les longueurs sont respectivement 200 et 800µm, figure 4.45, en utilisant la relation :

$$a_{dB} = 10 \log \left(\frac{1 - \sqrt{1 - g^2}}{gR} \right)$$

sachant que le contraste de franges γ est donné par $g = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}$, et que R est le coefficient de réflexion aux interfaces entre le guide et l'air ; I_{max} et I_{min} correspondent respectivement à un maximum et à un minimum de la puissance de sortie.

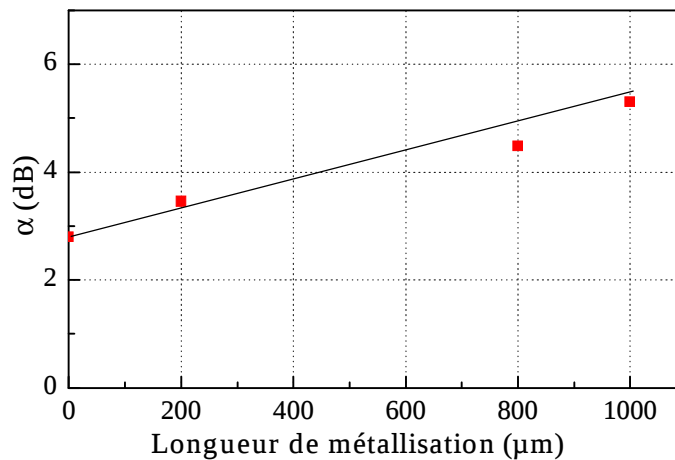


Figure 4.45. Pertes mesurées par la technique Fabry-Perot sur un guide droit en fonction de la longueur de métallisation.

La pente de cette courbe conduit aux pertes dues à la métallisation. Nous avons également mesuré la puissance en sortie de nos guides pour plusieurs longueurs de métallisation en conservant la puissance d'entrée constante.

La figure 4.46 reprend ces mesures exprimées en comparant la puissance de sortie à la puissance d'entrée en dB.

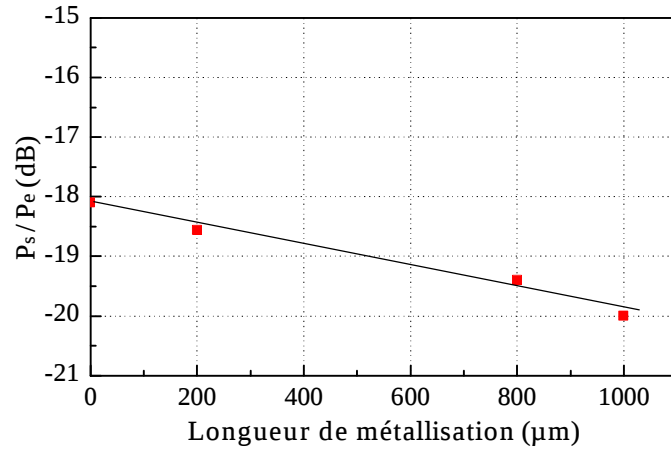


Figure 4.46. Transmission dans des guides droits métallisés en fonction de la longueur de métallisation.

Les deux techniques nous permettent d'estimer les pertes dues à la métallisation aux environs de 2dB/mm. La dernière étape de nos expériences sur des guides droits métallisés concerne l'effet de l'injection des porteurs. Dans ce but, nous avons relevé les caractéristiques I(V) de ces diodes (figure 4.47).

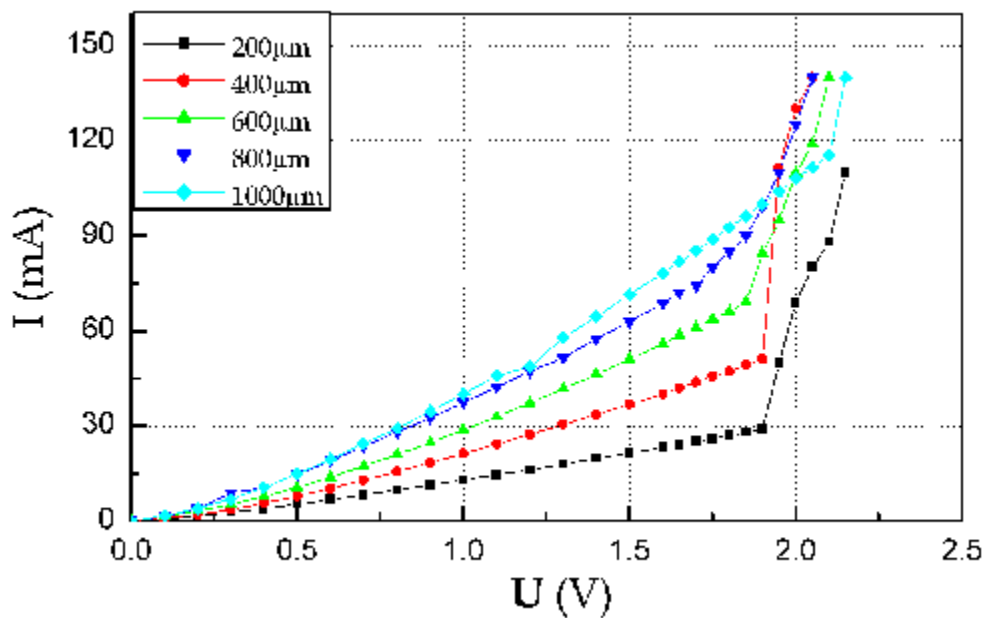


Figure 4.47. Caractéristiques I(V) des guides droits métallisés polarisés en direct, pour différentes longueurs de métallisation indiquées en microns.

La figure 4.47 montre ces caractéristiques pour une polarisation en direct. Au-delà de 1.9V, on injecte un courant qui devient important. On note aussi que ces courbes I(V) présentent un courant qui suit une loi quasi-linéaire en inverse (figure 4.48) et en direct, même pour les faibles valeurs de tension, représentative d'un courant de fuite assimilable à une résistance en parallèle sur la diode PIN. Ce mécanisme a été remarqué pour des longueurs de métallisation tout à fait quelconques ; il est probablement lié à un phénomène d'oxydation de

l'InP lors du dépôt de silice pour la planarisation, qui semble apparaître de façon aléatoire sur le substrat traité. On peut noter que pour des courants directs supérieurs à 80mA, on retrouve sensiblement la caractéristique $I(V)$ d'une diode PIN (figure 4.47).

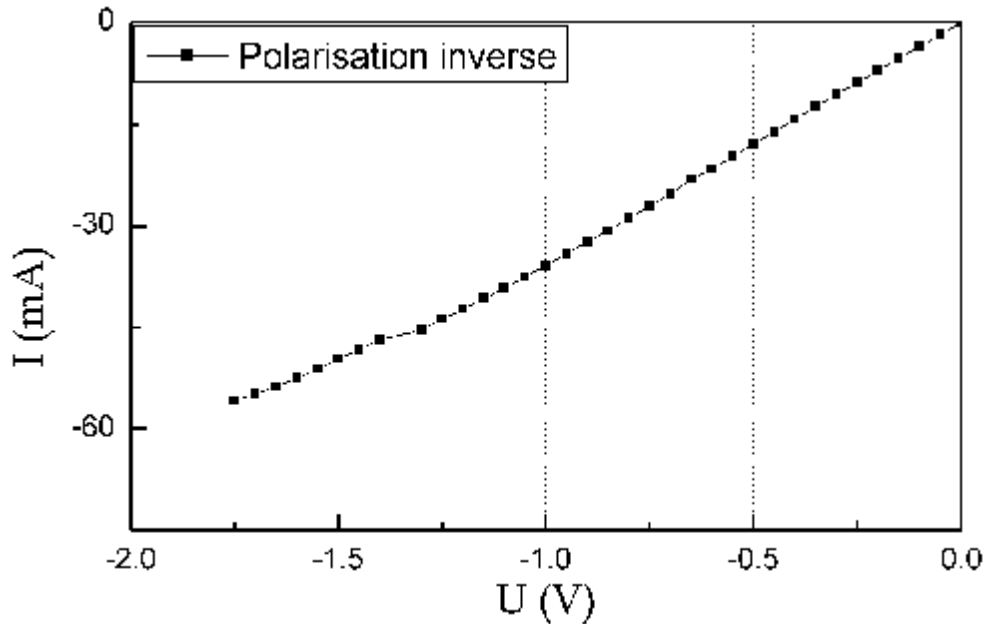


Figure 4.48. Caractéristique $I(V)$ d'un guide droit métallisé (métallisation de longueur 200 μm) en polarisation inverse.

De la caractéristique $I(V)$ d'un guide droit métallisé (métallisation de longueur 200 μm) en polarisation inverse avec le courant de fuite le plus faible, nous avons déterminé la résistance de contact à l'aide de la pente de cette caractéristique pour des tensions supérieures à la tension de seuil de la diode. Nous obtenons une résistance R_s d'environ 8 Ω ; cette résistance se place en série avec la diode dans le schéma électrique équivalent de notre guide métallisé. Pour obtenir la résistance de fuite de la diode, nous utilisons la caractéristique $I(V)$ pour des tensions inférieures à 1.5V en admettant que la caractéristique $I(V)$ quasi-linéaire est celle d'une résistance correspondant à la somme de la résistance de contact et de celle parallèle à la diode. Nous obtenons ainsi une résistance parallèle R_p d'environ 20 Ω . Il convient par conséquent de prendre un certain nombre de précautions lors de la planarisation pour le dépôt des plots de contact, en évitant des diélectriques à base d'oxygène qui pourraient contribuer à cette oxydation. On peut penser bien sûr au nitrure de silicium mais également à l'utilisation de HSQ qui est une résine très fluide qui se prête bien à cette fonction ainsi que nous l'avons montrée dans le cadre de travaux récents de Malek ZEGAOUI [21].

En même temps, nous avons mesuré la puissance de sortie pour tous les guides métallisés, en fonction du courant injecté, en conservant la puissance d'entrée constante (figure 4.49).

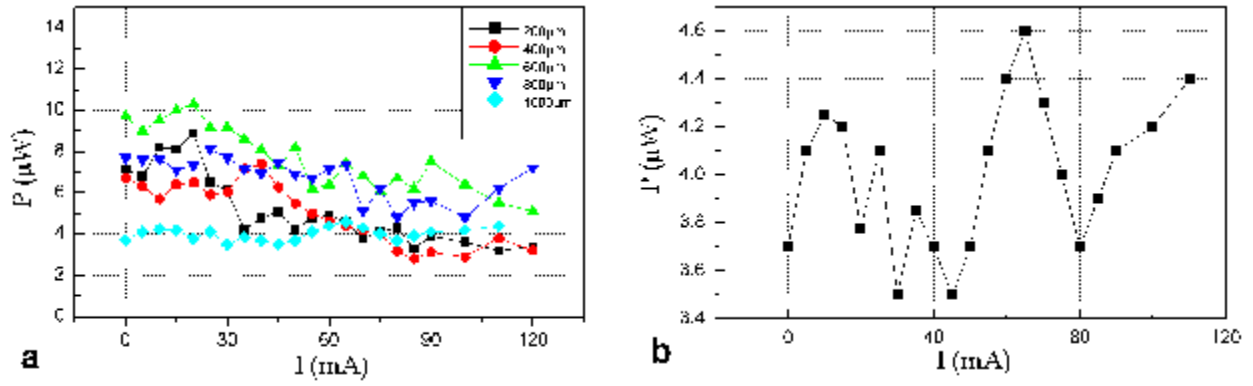


Figure 4.49.a. Puissances en sortie des guides droits métallisés en fonction du courant injecté pour des longueurs de métallisation différente ; b. détails pour une longueur de métallisation de 1mm.

On note tout d'abord, globalement, une diminution de la puissance optique au fur et à mesure que le courant augmente liée à l'apparition de pertes optiques. On note également que la puissance de sortie adopte un comportement sensiblement oscillatoire au fur et à mesure que le courant injecté augmente (figure 4.49.b). Ce comportement oscillatoire traduit l'existence des interférences constructives et destructives dans la cavité Fabry-Perot formée par le guide avec ses faces clivées d'entrée et de sortie, liées aux variations de l'indice de réfraction dans la partie active de la jonction PIN qui accompagne l'injection des porteurs. Malgré des oscillations faibles, il doit être possible, à l'aide de cette expérience, de déterminer la variation de l'indice effectif en fonction du courant injecté. En effet, entre chaque minimum ou maximum, la phase optique a varié de 2π , cette variation de phase étant donnée par :

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi \cdot 2L \cdot \Delta n}{\lambda},$$

où L est la longueur de la métallisation, λ la longueur d'onde du signal optique de travail, et Δn la variation d'indice effectif entre 2 maximums ou 2 minimums successifs.

Il en résulte que la variation d'indice effectif entre deux maximums et deux minimums successifs vaut $\lambda/2L$. Nous avons ainsi tracé la variation d'indice effectif Δn en fonction de la densité de courant injecté (figure 4.50) à partir de la figure 4.49.b.

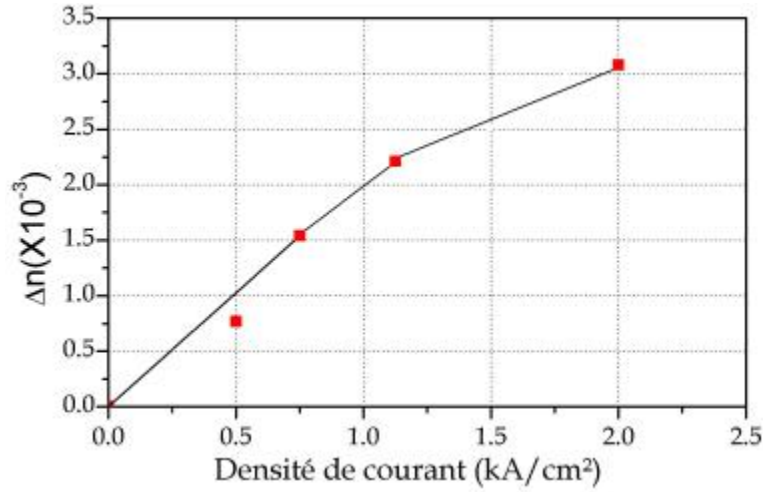


Figure 4.50. Variation d'indice effectif en fonction de la densité de courant injecté déduite de mesures effectuées sur un guide droit métallisé de métallisation de longueur 1mm.

Il apparaît que cette variation d'indice est semblable à celle qui a déjà été obtenue dans la thèse de Malek ZEGAOUI [4, 22, 23] pour des épitaxies légèrement différentes, mais dont le cœur est en quaternaire InGaAsP 1.3μm d'épaisseur 0.3μm. Cette variation peut atteindre 3.10⁻³ pour une densité de courant de l'ordre du 2kA / cm².

Les courbes de la figure 4.49 nous permettent surtout d'extraire les pertes supplémentaires dues à l'injection des porteurs ; nous les déduisons en admettant que la puissance de sortie est de la forme :

$$P_s = P_{s0} \cdot e^{-\Delta\alpha(I) \cdot L}$$

où P_{s0} est la puissance de sortie quand aucun courant n'est injecté, $\Delta\alpha(I)$ est l'excès des pertes dû à l'injection d'un courant I , et L est la longueur de la métallisation. Nous constatons que les variations de puissance de sortie, pour un courant de 100mA, sont beaucoup plus faibles (voire négligeables), pour une métallisation de 1mm que pour celle de 200μm de long, puisque la densité de porteurs y est réduite d'un facteur 5. Elles peuvent atteindre près de 3dB pour une injection de 100mA dans une électrode de 200μm de long, c'est-à-dire dans le cas le plus défavorable. Ces valeurs sont sensiblement équivalentes à celles obtenues dans la thèse de Malek ZEGAOUI [4].

En toute rigueur, il conviendrait de mesurer la durée de vie des paires électron-trou, par exemple par une technique analogue à celle développée dans la thèse de Malek ZEGAOUI, et qui consistait à ajouter au signal continu injecté dans les dispositifs mesurés un autre signal alternatif, en faisant varier la fréquence de ce courant alternatif ; la durée de vie de la paire électron-trou est déduite de la réponse fréquentielle en mesurant la fréquence de coupure à 3dB comme dans une diode électroluminescente. Cette technique a été appliquée

avec succès par Malek ZEGAOUI [22, 23] à des interféromètres de Mach-Zehnder. Etant donné que le comportement en variation d'indice et de pertes que nous obtenons avec nos structures est tout à fait comparable à celui déjà obtenu par Malek ZEGAOUI, nous admettons dans la suite de ce travail que le comportement en durée de vie est également semblable. Nous n'effectuerons donc pas ces expériences complémentaires. Rappelons simplement que la mesure de cette durée de vie permet d'extraire la densité de porteurs injectés dans la partie active du guide optique à l'aide de l'expression :

$$I = \frac{q \cdot N \cdot V}{\tau(I)}$$

où N représente la densité des porteurs injectés, V le volume de la zone active du guide optique, et $\tau(I)$ la durée de vie des paires électron-trou pour un courant injecté I ; q est la charge élémentaire. $\tau(I)$ est de l'ordre de 3ns pour le quaternaire considéré dans nos matrices de commutation.

4.2.3 Mesures à l'aide des interféromètres de Mach-Zehnder

Ces interféromètres ont été initialement prévus pour mesurer la variation d'indice et les pertes dues à l'injection des porteurs, ainsi que la durée de vie des paires électron-trou. En effet, les phénomènes d'interférences sont beaucoup plus visibles sur ces structures que dans les cavités Fabry-Perot métallisées ; l'utilisation de la technique Fabry-Perot implique que les pertes soient aussi faibles que possible. Cette dernière condition est beaucoup moins restrictive dans le cas des interféromètres de Mach-Zehnder qui permettent donc une détermination plus précise de la variation d'indice en fonction du courant injecté [22, 23]. Nous donnons figure 4.51 une photographie de deux Mach-Zehnder caractérisés.

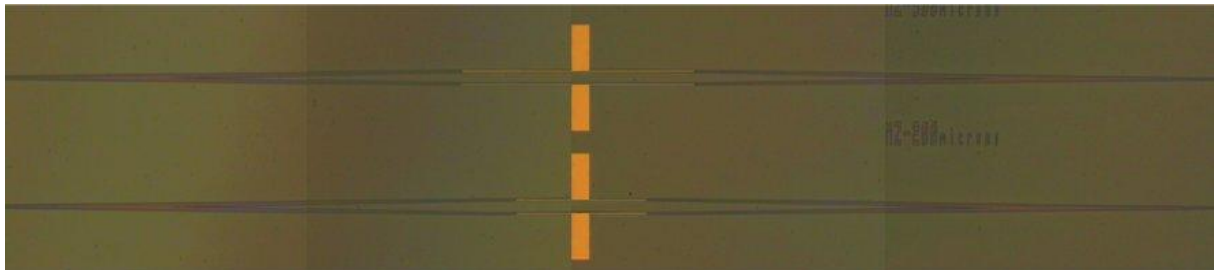


Figure 4.51. Photographie de deux Mach-Zehnder caractérisés.

Il s'agit de deux interféromètres pour lesquels les longueurs de métallisations sont respectivement de 200 et 500µm. La figure 4.52 représente la puissance de sortie de l'interféromètre de longueur de métallisation 500µm, en fonction du courant injecté comme pour les guides droits métallisés.

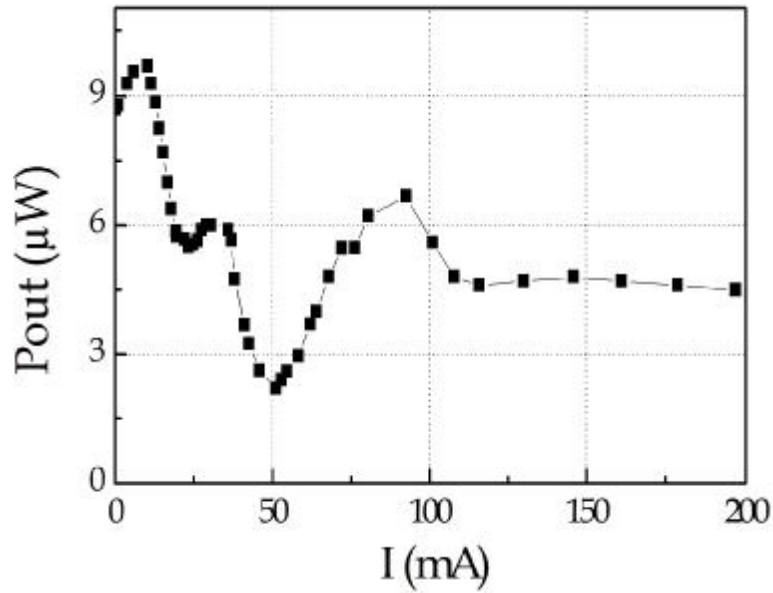


Figure 4.52. Puissance de sortie du Mach-Zehnder de longueur de métallisation 500μm en fonction du courant injecté.

Nous observons un comportement oscillatoire amorti qui correspond à la modification de l'indice effectif au fur et à mesure que l'on injecte du courant. L'amortissement est évidemment lié à l'apparition des pertes supplémentaires. De ces résultats, nous avons extrait la variation d'indice en fonction du courant injecté, sachant que l'écart entre deux minima ou deux maxima successifs est donné par λ/L ; nous en avons déduit (figure 4.53) la variation d'indice effectif en fonction du courant injecté et nous l'avons comparée à celle déterminée à l'aide d'un guide droit métallisé.

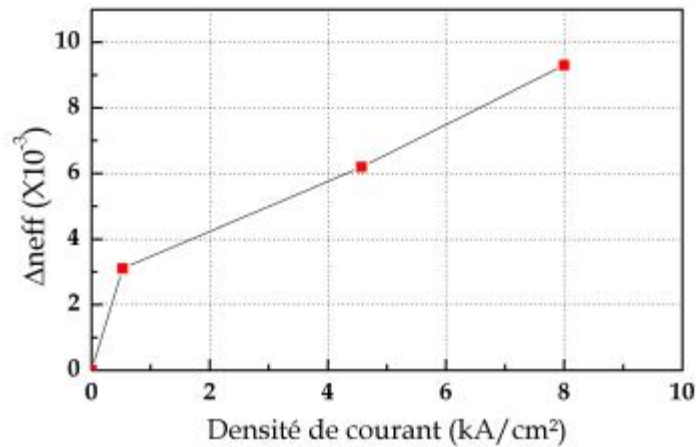


Figure 4.53. Variation d'indice effectif en fonction du courant injecté déduit des mesures effectuées sur un interféromètre de Mach-Zehnder de longueur de métallisation 500μm.

Les résultats obtenus ici donnent des variations d'indice tout à fait comparables à celles déduites des guides droits et confirment les premiers résultats obtenus avec des guides droits. Ils pourraient signifier que la détermination à base des guides droits peut déjà fournir une bonne indication des variations d'indice, pourvu que les pertes dues à l'injection des

porteurs ne soient pas trop importantes pour permettre la visualisation des oscillations Fabry-Perot.

4.2.4 Caractérisation des matrices 2X2 actives

Nous rappelons dans le tableau 4.17 les principales caractéristiques des cinq matrices étudiées dans ce paragraphe. Elles se distinguent par :

- ▼ La structure du commutateur.
- ▼ L'écart entre guides d'entrée et guides de sortie (250 ou 500 μm) ; dans chacun des cas ces matrices sont fibrables.
- ▼ Leurs longueurs totales.
- ▼ Le dépôt de titane, sachant que nous avons réalisé chacune de ces matrices avec et sans titane afin d'étudier son influence sur le comportement optique de nos composants.

Nom	Commutateur	Longueur (μm)	Ecart (μm)
T1-M1	1 ^{er} commutateur	6140	250
T1-M2	1 ^{er} commutateur	7100	500
T1-M3	1 ^{er} commutateur	8000	500
T2-M1	2 ^{ème} commutateur	5650	250
T2-M2	2 ^{ème} commutateur	6688	500

Tableau 4.17. Principales caractéristiques des cinq matrices étudiées.

A titre d'exemple, nous donnons figure 4.54 la photographie de la matrice T2-M2.



Figure 4.54. Photographie d'une matrice 2X2 réalisée.

La première étape de nos caractérisations consiste à examiner simultanément en champ proche les deux sorties de nos matrices, alors que nous injectons de la lumière par l'une de deux entrées de la matrice. Dans ce but, nous ajoutons pour ces expériences une pointe qui permet d'effectuer un contact électrique avec l'un des plots de contact de nos commutateurs et donc d'injecter un courant électrique. Sans injection de courant, les puissances en sortie devraient être sensiblement égales. C'est ce que nous constatons figure 4.55, où nous

présentons les images obtenues en champ proche de la sortie de la matrice T1-M1 non polarisée.

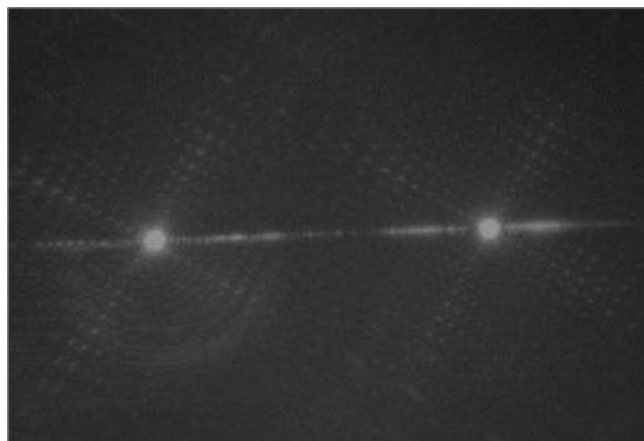


Figure 4.55. Image obtenue en champ proche de la sortie de la matrice T1-M1 non polarisée.

Lorsque nous injectons un courant dans l'une des deux électrodes de l'un des deux commutateurs, le déséquilibre des indices de réfraction que nous obtenons entraîne, en sortie, la commutation vers l'une des deux sorties de, en principe, la totalité de la lumière. Ce deuxième état, qui n'est bien sûr pas vérifié complètement expérimentalement, est qualifié par la mesure de la diaphotie entre les deux voies de sortie ; cette diaphotie donnée en dB, donne le rapport de la puissance résiduelle qui apparaît sur la voie non commutée à la puissance en sortie commutée . A ce propos, la figure 4.56, qui donne une image en champ proche de la sortie de la matrice pour un courant de polarisation dans l'un des commutateurs de 110mA, fait apparaître clairement le déséquilibre de la puissance optique entre les deux sorties, mais aussi la puissance optique résiduelle et parasite issue de la sortie non commutée.

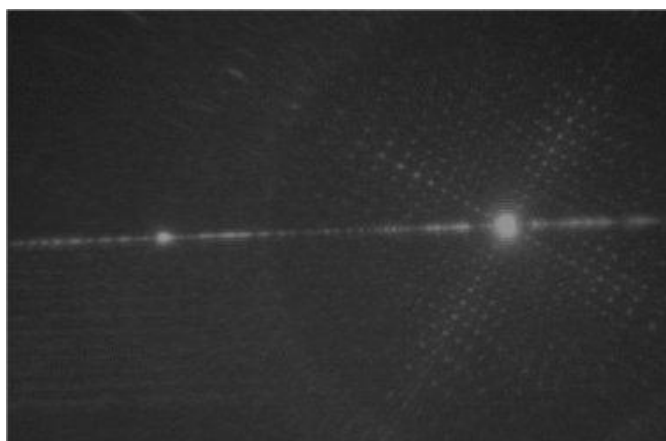


Figure 4.56. Image obtenue en champ proche de la sortie de la matrice T1-M1 avec injection de courant.

Notons que dans cette puissance résiduelle, il faut tenir compte d'une puissance optique spontanée qui résulte de la recombinaison électron-trou dans le quaternaire formant le cœur du guide d'onde, avec un fonctionnement qui est celui d'une diode électroluminescente

polarisée en direct. Pour s'en convaincre, nous montrons figure 4.57 la puissance optique recueillie en sortie de la matrice T1-M1 lorsqu'on injecte un courant électrique dans l'une des électrodes d'un commutateur, sans qu'aucun signal optique ne soit introduit dans cette matrice ; on constate l'existence d'un signal optique parasite faible qui correspond à l'émission spontanée de la diode électroluminescente formée par l'électrode du commutateur et la structure PIN du guide optique, lumière spontanée qui se propage dans le guide d'onde formant la matrice de commutation.

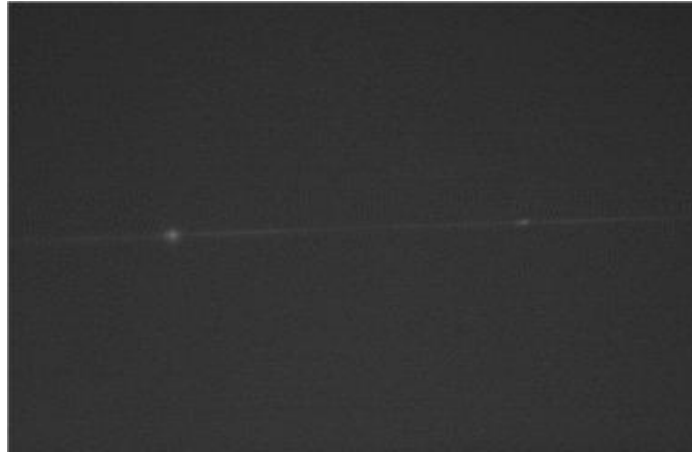


Figure 4.57. Image obtenue en champ proche de la puissance spontanée due à l'injection du courant pour la matrice T1-M1.

La deuxième étape concerne la mesure fibre à fibre. La méthodologie est ici plus lourde que lorsqu'il s'agit d'un guide droit. Nous procédons en alignant la fibre d'entrée de façon à obtenir une image en champ proche de qualité, c'est-à-dire pour lesquelles les deux sorties soient parfaitement visibles et sensiblement équivalentes (sans courant injecté ; on note en outre qu'un très faible déplacement de la fibre d'entrée peut conduire à une forte dissymétrie en sortie de la matrice). Ensuite, nous remplaçons l'objectif de microscope par une fibre clivée que nous alignons avec l'un des deux guides de sortie de la matrice. Nous cherchons ici aussi à obtenir le maximum de puissance optique sans avoir à retoucher la fibre d'injection placée en entrée de la matrice. Ces premières expériences sont faites sans injecter de courant électrique. Nous injectons, ensuite, progressivement un courant électrique dans l'une des branches de l'un des commutateurs. Il s'ensuit une commutation de l'une des sorties vers l'autre, qui se traduit par une variation de la puissance optique au niveau de la sortie analysée [24, 25]. C'est cette variation de puissance que nous relevons en fonction du courant injecté dans le commutateur. La même expérience est faite pour mesurer la puissance spontanée en fonction du courant injecté sans introduire de lumière dans la matrice ; en même temps, nous mesurons la caractéristique $I(V)$ pour évaluer le courant de fuite qui pourrait résulter d'une mauvaise passivation de surface. Après avoir mesuré la

puissance optique dans la sortie commutée, nous déplaçons la fibre vers l'autre sortie afin d'y mesurer la variation de puissance optique en fonction du courant injecté dans la sortie non commutée.

Nous donnons tout d'abord l'ensemble des caractéristiques $I(V)$ mesurées sur les commutateurs des cinq matrices étudiées (figure 4.58).

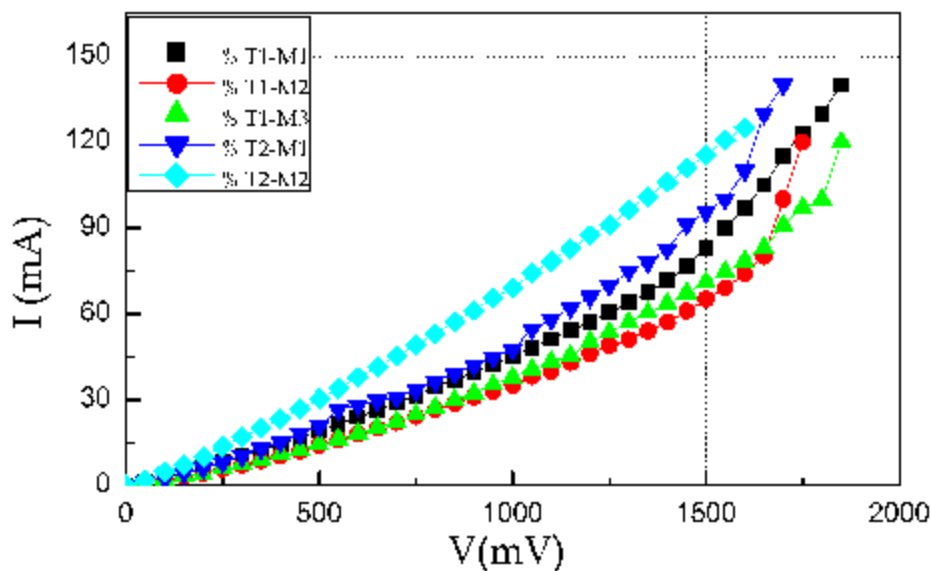


Figure 4.58. Caractéristiques $I(V)$ relevées lors de la caractérisation des 5 matrices. Chaque caractéristique correspond à celle du commutateur polarisé en direct mis en œuvre dans l'expérience.

Nous constatons, presque systématiquement, l'existence d'un fort courant de fuite témoignant d'une mauvaise passivation de la surface de notre jonction PIN. Ce comportement est tout à fait semblable à celui déjà remarqué lors de l'étude des guides droits métallisés, et s'explique probablement par une oxydation de la surface du semi-conducteur au cours du dépôt de la silice par PECVD, ainsi que nous l'avons déjà évoqué précédemment. Ce courant de fuite devrait sensiblement augmenter la valeur du courant de commutation de nos matrices. Nous avons ensuite mesuré les puissances optiques au niveau des deux sorties de la matrice en fonction du courant injecté dans la branche du commutateur activée. Pour cette expérience, le signal optique est injecté dans le guide d'entrée correspondant au commutateur mis en œuvre. Nous y avons également mesuré la puissance optique parasite provenant des recombinaisons spontanées dans la zone active du commutateur. Nous avons ainsi caractérisé les cinq matrices présentées dans le tableau 4.17. Nous présentons les résultats dans l'ordre défini par ce tableau.

Ceux relatifs à la matrice T1-M1, équipée du premier commutateur, de longueur $6140\mu\text{m}$, pour laquelle l'écart entre guides d'entrée et guides de sortie vaut $250\mu\text{m}$, sont montrés figure 4.59. Ils ont été obtenus pour deux états de polarisation optique.

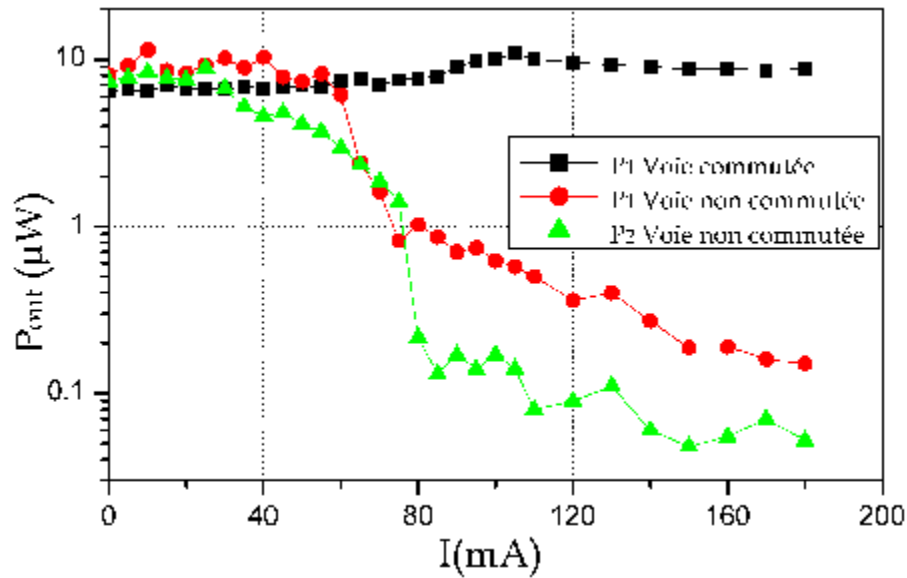


Figure 4.59. Puissances optiques au niveau des deux sorties de la matrice en fonction du courant injecté pour deux états de polarisation optique P_1 et P_2 ; cas de la matrice T1-M1.

Nous constatons que la commutation apparaît pour des valeurs de courant supérieures à 70mA ; mais ces valeurs relativement élevées s'expliquent par l'existence du courant de fuite lié à la passivation de la matrice, probablement due à une oxydation liée à la planarisation à base de silice. Ce défaut est maintenant résolu en modifiant la technique de planarisation [21]. La diaphotie est définie par le rapport des puissances optiques en sortie de la matrice lorsqu'il y a commutation (c'est-à-dire lorsque l'une des branches de l'un des commutateurs est activée). Elle présente une valeur assez sensible à l'état de polarisation de la lumière avec des variations proches de 10dB ; ce comportement avait été prévu par d'autres auteurs de l'Université Carleton d'Ottawa [24-28] en modélisant des commutateurs DOS dont la géométrie d'électrodes est néanmoins différente de la nôtre. Nous notons également que, pour l'état de polarisation optique le plus favorable, la diaphotie atteint -24dB, alors qu'elle n'est que de -18dB pour l'autre état de polarisation.

Lorsque nous passons à la matrice T1-M2, toujours équipée du même commutateur, de longueur 7100μm et pour laquelle l'écart entre guides d'entrée et de sortie vaut 500μm, le comportement est sensiblement équivalent à celui de la matrice précédente : commutation initiée aux environs de 70mA, forte sensibilité à la polarisation optique (près de 10dB), diaphotie minimale de -20dB (figure 4.60).

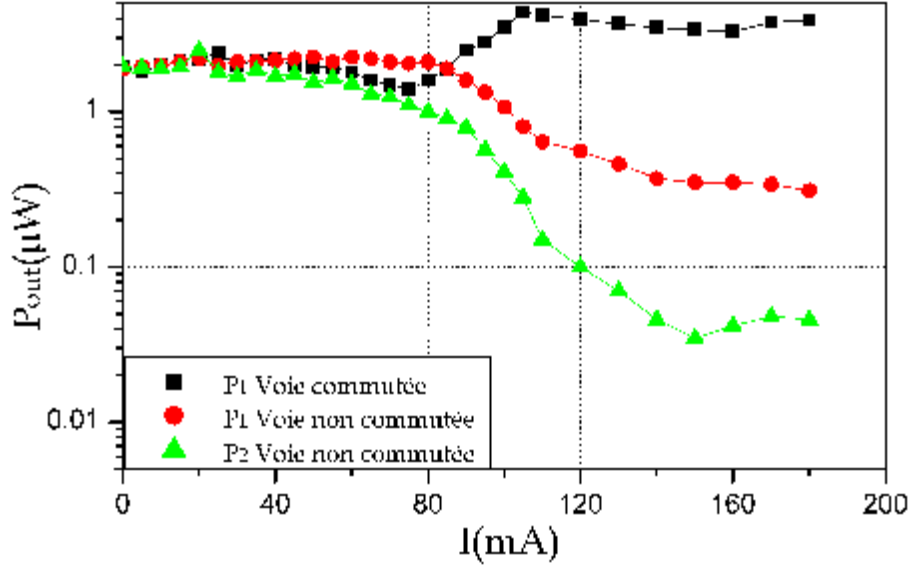


Figure 4.60. Puissances optiques au niveau des deux sorties de la matrice en fonction du courant injecté pour deux états de polarisation optique P_1 et P_2 ; cas de la matrice T1-M2.

Les valeurs de diaphotie atteignent -27dB et -23dB pour les deux états de polarisation avec la matrice T1-M3 (figure 4.61), toujours équipée du premier commutateur, mais de longueur $8000\mu\text{m}$ (c'est la matrice la plus longue) et avec un écart entre les guides d'entrée et de sortie de $500\mu\text{m}$. La diaphotie, pour l'état de polarisation le plus favorable, s'améliore de 2dB lorsque l'on retranche la puissance optique due à l'émission spontanée, pour atteindre ainsi -29dB .

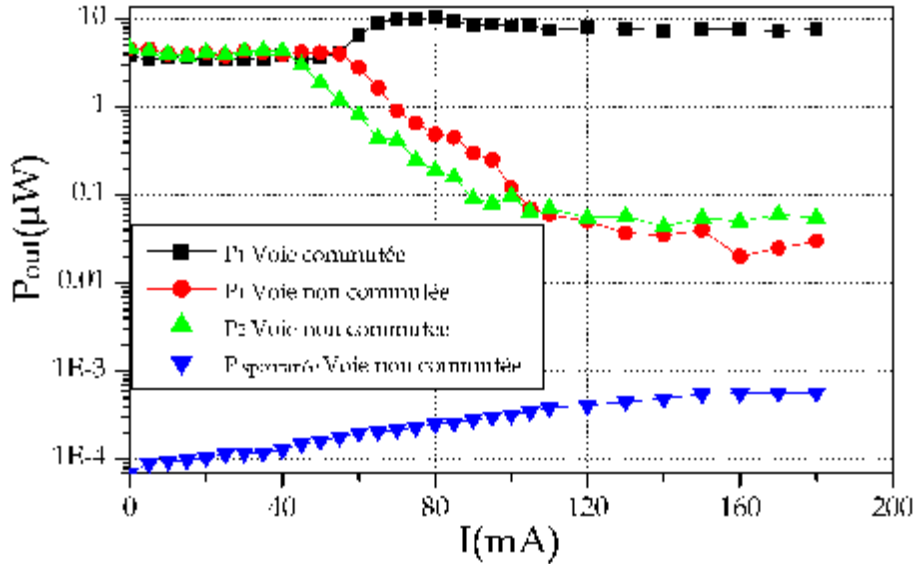


Figure 4.61. Puissances optiques au niveau des deux sorties de la matrice en fonction du courant injecté pour deux états de polarisation optique P_1 , P_2 et $P_{\text{spontanée}}$ au niveau de la sortie non commutée sans signal optique injecté (due aux recombinaisons électrons-trous) ; cas de la matrice T1-M3.

Pour la matrice T2-M1 la plus courte, équipée avec le deuxième commutateur, de longueur $5650\mu\text{m}$ et d'un écart de $250\mu\text{m}$ entre les guides d'entrée et de sortie, les résultats sont plus

modestes (figure 4.62) : après une apparition de l'effet de commutation au-delà de 80mA, la diaphotie atteint -23.5dB et -14dB selon l'état de polarisation de la lumière ; son comportement est donc sensiblement le même que celui des deux premières matrices (T1-M1 et T1-M2), avec une diaphotie d'au mieux -24dB .

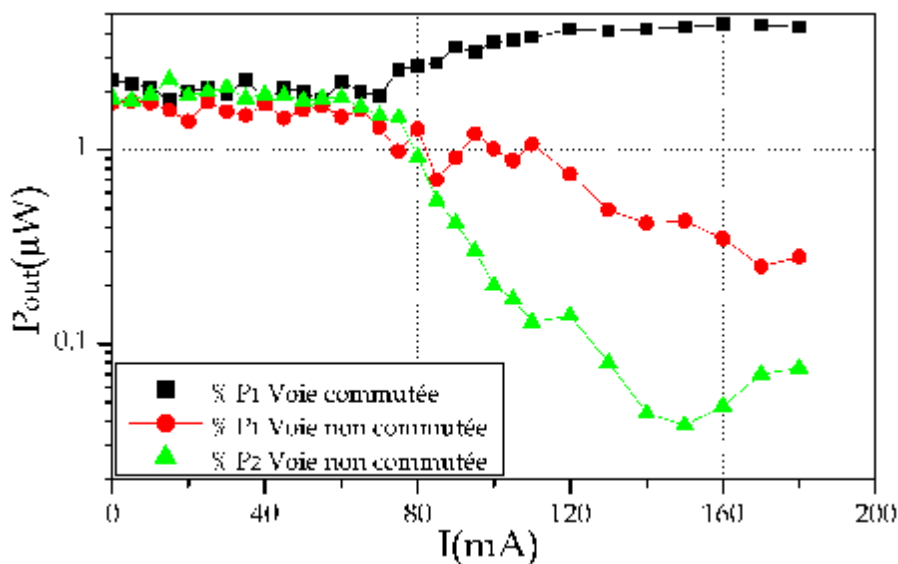


Figure 4.62. Puissances optiques au niveau de deux sorties de la matrice en fonction du courant injecté pour deux états de polarisation optique P_1 et P_2 ; cas de la matrice T2-M1.

La matrice T2-M2, équipée aussi du deuxième commutateur, de longueur $6688\mu\text{m}$ et d'écart entre guides d'entrée et de sortie de $500\mu\text{m}$, donne des résultats sensiblement équivalents à ceux de la matrice T2-M1 précédente, c'est-à-dire à toutes les autres matrices sauf la plus longue (T1-M3): apparition de la commutation au-delà de 70mA, diaphotie de -23dB ou -17dB selon l'état de polarisation de la lumière (figure 4.63).

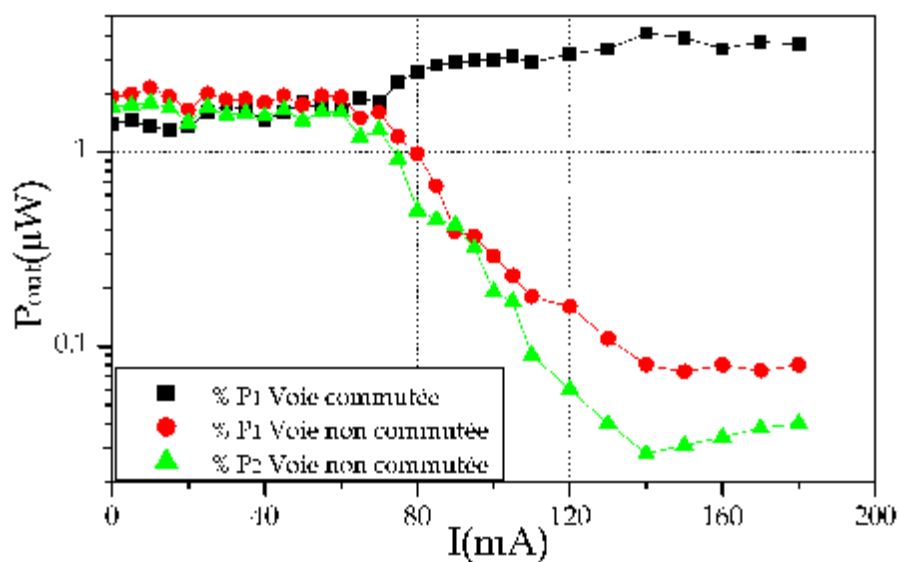


Figure 4.63. Puissances optiques au niveau des deux sorties de la matrice en fonction du courant injecté pour deux états de polarisation optique P_1 et P_2 ; cas de la matrice T2-M2.

Ces valeurs sont à comparer à celles obtenues avec le commutateur DOS seul qui équipe les matrices T2-M1 et T2-M2 (appelé deuxième commutateur dans le tableau 4.17). Nous avons volontairement extrait ce commutateur de l'une de nos matrices (T2-M1), par clivage, pour le caractériser dans les mêmes conditions que celles obtenues lors des mesures sur nos matrices ; les résultats sont présentés figure 4.64.

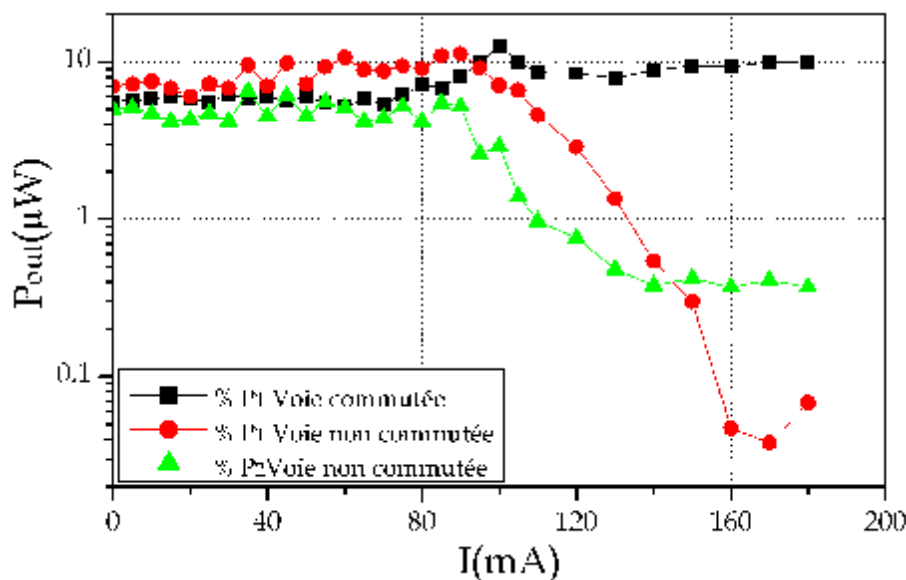


Figure 4.64. Puissances optiques au niveau des deux sorties d'un commutateur DOS de la matrice T2-M1 en fonction du courant injecté pour deux états de polarisation optique P_1 et P_2 .

Nous constatons, en plus d'une commutation apparaissant au-delà de 70mA comme on pouvait s'y attendre, une diaphotie de -26dB et -13dB selon l'état de polarisation de la lumière. Il résulte de cette expérience et de sa comparaison avec les résultats issus des matrices T2-M1 et T2-M2, que ce commutateur DOS limite la valeur de la diaphotie (dans le meilleur des cas, elle n'est que de -26dB). On constate effectivement que la meilleure diaphotie des matrices T2-M1 et T2-M2 vaut respectivement -23.5dB et -22dB , soit une dégradation de 2.5dB à 4dB due à la matrice passive. Evidemment, il faut modérer cette affirmation, sachant que, pratiquement, il faut aussi considérer l'autre état de polarisation de la lumière, pour laquelle la diaphotie associée au commutateur DOS seul n'est que d'environ -13dB , alors que celle pour l'état de polarisation optique le plus défavorable est de -14dB et -17dB pour les matrices T2-M1 et T2-M2 respectivement. On note ici que les diaphoties des matrices, pour l'état de polarisation optique le plus défavorable, sont meilleures que celles relatives au commutateur DOS seul ! On peut admettre, pour expliquer ce comportement surprenant, que pour une matrice complète, on se trouve dans une situation, du point de vue état de polarisation de la lumière, qui serait une combinaison des deux états principaux correspondant au commutateur DOS seul ; ceci pourrait expliquer la dégradation

de 2 à 4dB entre le commutateur seul et la matrice qui peut difficilement s'interpréter par le seul examen de la diaphotie prévue (théoriquement et pratiquement) par la matrice passive seule.

4.2.5 Conclusion de l'étude expérimentale

En conclusion de l'étude expérimentale de nos matrices actives, il apparaît qu'elles sont très sensibles à l'état de polarisation de la lumière. Ensuite, uniquement la matrice la plus longue, avec un écart entre guides d'entrée et guides de sortie de 500 μ m, conduit à des diaphoties avoisinant les -30dB. Ceci s'explique tout d'abord par le choix du commutateur qui, seul, doit déjà largement dépasser ces performances, au moins pour un état de polarisation de la lumière, puisque nos expériences confirment la sensibilité du commutateur DOS à la polarisation optique. En effet, la matrice complète, aussi optimisée soit-elle du point de vue passif, a un comportement en diaphotie qui se situe dans un état de polarisation optique intermédiaire entre les deux états principaux définis par le commutateur seul. Par ailleurs, les matrices courtes ont tendance à dégrader plus facilement la diaphotie que des matrices longues, ce phénomène étant accentué lorsque l'écart entre guides d'entrée et de sortie est plus petit. Ce résultat devrait pouvoir s'expliquer par la valeur de l'angle de croisement entre guides passifs. Il faudrait également tenir compte de l'état de polarisation de la lumière, et de toutes les modifications de la propagation optique (courbures, jonctions,...) associées aux conséquences liées à la technologie et ses imperfections, aussi faibles soient-elles.

4.3. Conclusion

Ce chapitre a été consacré à la technologie de réalisation de nos composants actifs et à leur caractérisation.

Nous avons commencé par présenter la structure épitaxiale utilisée puis les composants réalisés ; il s'agit de guides droits métallisés ou non, d'interféromètres de Mach-Zehnder et de cinq matrices 2X2 actives optimisées au chapitre 3. Nous avons ensuite mis en avant les spécificités technologiques associées à la réalisation des matrices actives en citant notamment la distance inter-électrodes submicronique et les difficultés qui en découlent (rapport d'aspect des électrodes, isolation électrique des deux électrodes, planarisation et reports d'électrodes). Nous avons ensuite détaillé les différentes séquences technologiques en

cherchant à donner le maximum d'informations, de façon à pouvoir reproduire aussi fidèlement que possible la fabrication de nos matrices actives.

Les dispositifs réalisés ont été caractérisés de façon aussi approfondie que possible. Nous en avons déduit que :

- Ø Les pertes de propagation sont de l'ordre de 2 à 3dB/cm pour un cœur de guide en quaternaire de composition adaptée à la longueur d'onde 1.3 μ m.
- Ø Les pertes de couplage à la fibre optique sont de 16 à 17dB pour les deux faces.
- Ø Les pertes supplémentaires dues à la métallisation sont de l'ordre 2dB/mm.
- Ø Les pertes supplémentaires dues à l'injection des porteurs avoisines 3dB, dans le cas extrême d'une densité de 12kA/cm².
- Ø Les variations d'indice effectif sont supérieures à 3X10⁻³ pour une densité de 2kA/cm².
- Ø Les jonctions PIN sont caractérisées par un courant de fuite provenant de notre technique de planarisation ; il en résulte que le courant assurant la commutation est augmenté d'au moins 70mA. Une nouvelle technique de planarisation à base de HSQ a été mise au point et a prouvé son efficacité pour éviter ce problème [21].
- Ø Nos matrices de commutation ont toutes démontré, une forte sensibilité de la diaphotie à la polarisation optique (jusqu'à 10dB).
- Ø Les diaphoties obtenues avec presque toutes nos matrices sont de l'ordre de -20dB ($\pm$ 4dB selon l'état de polarisation de la lumière).
- Ø Les meilleurs résultats en diaphotie atteignent presque -30dB ; ils sont obtenus avec la matrice la plus longue (8000 μ m), quand l'écart entre guides d'entrée et guides de sortie est de 500 μ m, et pour un état donné de polarisation de la lumière.

Références

- [1] J.F. VINCHANT, J.A.CAVAILLES, M. ERMAN, P. JARRY, M. RENAUD
InP/InGaAsP 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.
- [2] M. BACHMANN, M. RENAUD, H.P. NOLTING, M. GRAVERT. (choix de gravure et paramètres)
Crosstalk-reduced DOS with high fabrication tolerances designed for InGaAsP
22nd European Conference on Optical communication-ECOC'96 Oslo, 1996, Vol.3, pp. 261-264.
- [3] N. SAGA, T. KAWAHARA, T. KISHI, M. MURATA
Damage evaluation of inductive coupling plasma etching of InGaAsP/InP single quantum well
16th IPRM- Japan, 2004, pp.163-166.
- [4] M. ZEGAOUI
Commutateurs électro-optiques à haute diaphotie sur InP
Thèse, Université de Lille 1, 27 mai 2005
- [5] K. JANG, K. LEE, J. KIM, S. HWANG, J.LEE, S.K. DHUNGEL, S. JUNG, J. YI
Effect of rapid thermal annealing of sputtered aluminium nitride film in an oxygen ambient
Materials Science in Semiconductor, 2006, Vol. 9, pp. 1137-1141.
- [6] A. KADOUN, D.BARBIER
Compared rapid thermal annealing procedures of InP
Materials Science in Semiconductor B90, 2002, Vol. 9, pp. 110-113.
- [7] Y. HERNANDEZ.
Etudes technologiques, expérimentales et par simulation pour la commutation optique sur InP
Thèse, Université de Lille 1, 18 décembre 2001.
- [8] Y. HE, B. W. LIANG, N. C. TIEN, C. W. TU
Selective chemical etching of InP over InAlAs
Journal Electrochemical Soc., 1992, Vol. 139, n°7, pp: 2046-2048.
- [9] A. R. CLAWSON
Guide to references on III-V semiconductor chemical etching
Materials Science and Engineering, 2001, Vol.31, Issues 1-6, pp.1-438.
- [10] G.C. DESALVO, W.F. TSENG, J. COMAS
Etch rates and selectivities of citric acid/hydrogen peroxide on GaAs, AlGaAs, InGaAs, InAlAs, and InP
Journal Electrochemical Soc., 1992, Vol. 139, n°3, pp.831.
- [11] J.E. SCHRAMM, D.I. BABIC, E.L. HU, J.E. BOWERS, J.L. MERZ
Anisotropy control in the reactive ion etching of InP using oxygen in methane/hydrogen/argon
Journal of Vacuum Sciences and Technology, 1993, pp. 383-386.
- [12] J.W. MCNABB, H.G. CRAIGHEAD
Anisotropic reactive ion etching of InP in methane/hydrogen based plasmas
Journal of Vacuum Sciences and Technology, B9, 1991, pp. 3535.
- [13] J. SINGH, I. HENNING, M. HARLOW, S.COLE
Single-mode low-loss buried optical waveguide bends in InGaAsP/InP fabricated by dry etching
Electronics letters, 1989, Vol. 25, n°14, 899-900.
- [14] B. CAKMAK
Fabrication and characterization of dry and wet etched InGaAs/InGaAsP/InP low wavelength semiconductor lasers
Optics Express, 2002, Vol. 10, n° 13.
- [15] C. CARDINAUD, M.-C. PEIGNON, P.-Y. TESSIER
Plasma etching: principles, mechanisms, application to micro- and nano-technologies
Applied Surface Science, 2000, Vol. 164, pp.72-83.
- [16] T. MAEDA, J.W. LEE, R.J. SHUL J. HAN, J. HONG, E.S. LAMBERS, S.J. PEARTO, C.R. ABERNATHY, W.S. HOBSON
Inductively coupled plasma etching of III-V semiconductors in BCl₃-based chemistries 3, II. InP, InGaAs, InGaAsP, InAs and AlInAs
Applied Surface Science, 1999, Vol.143, pp. 183-190.

- [17] K. BLARY
Matrices de commutation optiques sur InP
Thèse, Université de Lille 1, 05 décembre 2003.
- [18] H. CAM, S. TOUTAIN, P. GELIN, G. LANDRAC
Study of a Fabry-Perot cavity in the microwave frequency range by the boundary element method
IEEE Transactions on Microwave Theory of Techniques, 1992, Vol. 40, n° 2, pp. 298-304.
- [19] A. BEAURAIN, S. DUPONT, H. W. LI, J.P. VILCOT, C. LEGRAND, J. HARARI, M. CONSTANT, D. DECOSTER
Characterization and fabrication of InGaAsP/InP deep-etched micro-waveguides
Microwave and Optical Technology Letters, 2004, Vol. 40, n° 3, pp. 216-218.
- [20] 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.
- [21] M. ZEGAOUI, J. HARARI, N. CHOUEIB, V. MAGNIN, D. DECOSTER
Quick planarization based on hydrogen silsesquioxane (HSQ) for deep etched InP based structures
Electronics Letters, 2007, Vol.3, n° 2.
- [22] M. ZEGAOUI, J. HARARI, J.P; VILCOT, F. MOLLOT, D. DECOSTER, H. W. LI, J. CHAZELAS
Determination of carrier-induced optical index of loss variations in InGaAsP/InP heterostructures from static and dynamic Mach-Zehnder interferometer measurements
Electronics Letters, 2004, Vol. 40, n° 16.
- [23] M. ZEGAOUI, D. DECOSTER, J. HARARI, J.P; VILCOT, V. MAGNIN, J. CHAZELAS
Comparison between carrier-induced optical index, low variations and carrier lifetime in InGaAsP/InP heterostructures for 1.55 μ m DOS application
Electronics Letters, 2005, Vol. 41, n° 10.
- [24] S. NG, S. ABDALLA, P. BARRIOS, A. DELAGE, I. GOLUB, S. JANZ, R. MCKINNON, P.J. POOLE, B. SYRETT
Low current optical switching by carrier injection induced reconfigurable waveguide
Proc. of SPIE, 2004, Vol. 5579, pp. 644-651.
- [25] S. ABDALLA, S. NG, D. CELO, S. EL-MOUGY, T.J. SMY, B. SYRETT, P. BARRIOS, A. DELAGE, I. GOLUB, S. JANZ, R. MCKINNON, P.J. POOLE, S. RAYMOND
Optical switching in InGaAsP waveguides using localized index gradients
Journal of Vacuum Sciences and Technology, A 22 (3), 2004, pp. 796-799.
- [26] P. BARRIOS, P. POOLE, M. BUCHANAN, P. CHOW-CHONG, I. GOLUB, C. LACELLE, B. SYRETT, S. ABDALLA, S. EL-MOUGY
InGaAsP digital optical switch on InP
Proc. of SPIE, 2000, Vol. 4833, pp. 735-741.
- [27] P. BARRIOS, S. JANZ, A. DELAGE, I. GOLUB, W. R. MCKINNON, P.J. POOLE, S. ABDALLA, D. CELO, S. NG, T.J. SMY, B. SYRETT
Etudes technologiques, expérimentales et par simulation pour la commutation optique sur InP
Proc. of SPIE, 2004, Vol. 5622, pp. 751-754.
- [28] S. ABDALLA, S. NG, P. BARRIOS, D. CELO, A. DELAGE, S. EL-MOUGY, I. GOLUB, J.-J. HE, S. JANZ, R. MCKINNON, P.J. POOLE, S. RAYMOND, T.J. SMY, B. SYRETT
Carrier injection-based digital optical switch with reconfigurable output waveguide arms
IEEE Photonics Technology Letters, 2004, Vol. 16, n° 4, pp. 1038-1040.

Conclusion générale

Partant d'une structure de commutateur DOS (Digital Optical Switch) résultant des travaux de thèse de Malek ZEGAOUI [1] qui a montré d'excellentes performances en terme de diaphotie, notre travail de thèse avait pour but l'association monolithique d'une matrice fibrable (écart entre guides d'entrée et de sortie de 250 ou 500 μ m) constituée de guides optiques passifs, à ce commutateur actif, afin d'obtenir au final une matrice 2X2 active assurant une fonction de commutation ou d'aiguillage entre les deux entrées et les deux sorties optiques.

Cet objectif nous a conduit à la démarche suivante :

▼ Nous avons tout d'abord défini la géométrie d'une matrice 2X2 passive dont les guides optiques sont obtenus par gravure d'une épitaxie sur substrat InP avec un cœur InGaAsP. Nous avons ainsi modélisé, par BPM 2D, la propagation optique dans ce type de structure guidée, en considérant tout d'abord des matrices à base d'arc de cercle et des guides droits, puis d'arc de cercle uniquement et enfin de fonctions sinusoïdales. Les meilleurs résultats, en terme d'équilibre entre puissance de sortie et de diaphotie, ont été obtenus avec les matrices passives à base de fonctions sinusoïdales ; ces résultats ont été considérablement améliorés en introduisant des adaptateurs de mode à l'intersection entre les guides passifs ; la meilleure diaphotie peut atteindre ainsi -37dB.

▼ Nous avons ensuite vérifié expérimentalement, par la fabrication des matrices passives et de leurs caractérisations, la justesse de nos prévisions théoriques. Expérimentalement, nous avons trouvé, pour des géométries optimisées, une diaphotie expérimentale de l'ordre de -37dB en plein accord avec nos prévisions théoriques.

▼ Les commutateurs DOS initiaux de la thèse de Malek ZEGAOUI, dont les bras de sortie ont une géométrie rectiligne, ne s'adaptent pas à notre matrice à base de fonctions sinusoïdales ; c'est pourquoi Malek ZEGAOUI a réoptimisé une nouvelle géométrie de commutateurs à base des fonctions sinusoïdales modifiées. Pour parfaire l'adaptation de nos matrices à cette nouvelle géométrie, nous avons été amenés à introduire les fonctions sinusoïdales modifiées dans toutes nos matrices. Nous avons été ainsi obligés de rechercher les conditions optimales d'association de ces nouvelles géométries de commutateurs et des matrices. Une fois définie les nouvelles géométries des matrices, cinq au total, nous avons vérifié leur aptitude à une bonne diaphotie (typiquement inférieur à -37dB) à l'aide de la modélisation par BPM 2D.

▼ La dernière étape a consisté à fabriquer les cinq matrices de commutation précédemment optimisées et à mesurer leurs caractéristiques électro-optiques. Nous avons accompagné cette étude par celle de dispositifs de base pour la détermination des pertes (propagation, couplage, métallisation, et injection des porteurs), et des variations d'indice de réfraction. Les points principaux qui ressortent de cette étude expérimentale sont :

- L'importance de la technique de planarisation qui peut introduire des courants de fuite importants au niveau de la jonction PIN.
- Les fortes pertes de couplage à la fibre qui résultent de la désadaptation des modes de la fibre et du guide optique.
- La forte sensibilité de la diaphotie à l'état de polarisation de la lumière, une diaphotie qui se situe en général autour de -20dB pour les matrices les plus courtes et qui atteint presque -30dB pour la matrice la plus longue (8000 μ m avec un écart entre guides d'entrée et guides de sortie de 500 μ m) et pour l'état de polarisation le plus favorable.

Quels axes pour le futur ?

Tout d'abord, il serait intéressant d'étudier l'amélioration du couplage de nos guides avec les fibres, par exemple, en introduisant des fibres à mode de sortie elliptique. Une action dans ce sens est actuellement en cours.

Simultanément, il serait opportun d'étudier comment réduire, à un niveau aussi bas que possible, les pertes de propagation dans nos guides. La solution est peut être dans le contrôle de la composition du quaternaire par analyse spectrale de l'émission spontanée de nos jonctions PIN polarisées en direct, mais peut-être aussi dans le choix d'un quaternaire dont la composition est plus éloignée de la longueur d'onde du travail, comme le quaternaire de composition adaptée à la longueur d'onde 1.18 μ m, pour lequel nous avons vérifié des pertes de propagation inférieures à 1dB/cm.

Il conviendrait, également, d'étudier comment réduire la sensibilité de nos matrices à la polarisation optique. Pour cela, on peut penser à deux voies dont l'une consisterait à agir sur le commutateur proprement dit, c'est lui qui présente le maximum de sensibilité à la polarisation optique ; l'autre voie serait d'ajouter un élément passif dans nos matrices qui aurait pour rôle, peut-être, de contrôler la polarisation optique quel que soit l'état de polarisation de la lumière injectée.

Ensuite, il paraît extrêmement séduisant de tenter d'améliorer l'efficacité d'injection des porteurs en terme de variations d'indice. Il est clair que le choix d'un quaternaire 1.18 μ m va

à l'encontre de cet objectif, puisqu'on réduit les effets de remplissage de bande. On peut, cependant, tenter d'agir sur d'autres facteurs, l'un des premiers étant la durée de vie des paires électron-trou ; cette durée de vie diminue beaucoup lorsque la densité des porteurs libres augmente, notamment à cause de l'effet Auger. On serait tenté de réduire ces effets, voire d'augmenter la durée de vie des paires électron-trou soit par séparation spatiale des électrons et des trous injectés (il convient alors d'introduire l'épitaxie adéquate), soit par injection d'un seul type des porteurs (les électrons, de masse effective plus faible que celles des trous) à l'aide d'un contact Schottky. Enfin, on sait que l'effet plasma est inversement proportionnel à la masse effective des porteurs ; ceci nous conforte dans l'idée de n'injecter que des électrons, et autant que possible dans un matériau de cœur pour lequel ces électrons ont une masse effective aussi faible que possible. Il est clair qu'une telle démarche vise à réduire la consommation nécessaire à la commutation et en accentuer l'efficacité de commande. On pourrait même espérer, peut-être, réduire la dimension des parties actives d'une matrice de commutation. Il faut, cependant, tenir compte des effets d'étalement latéral des porteurs dus à leur diffusion qui risque d'être beaucoup plus forts si la durée de vie augmente.

Enfin, dans l'esprit de réduction de la taille des matrices, on pourrait penser combiner l'optique intégrée traditionnelle pour la partie active des matrices et la nanophotonique permettant une compacité extrême de la partie passive des matrices. Une voie monolithique est, bien sûr, celle des guides submicroniques à très fort contraste d'indice obtenus par gravure profonde de la structure épitaxiale sur InP ; elle a été abordée par Arnaud BEAURAIN pour les guides passifs puis Marie LESECQ pour la partie active [2-5]. L'autre voie est hybride à base de matériaux diélectriques tels que la silice et le nitrure déposés de façon complémentaire à la technologie InP. Cette deuxième voie est en cours d'exploration au moins pour la partie guidage passif.

De façon plus générale, au travers d'un objet réalisant une fonction bien spécifique, c'est le problème de toute la photonique (et l'optoélectronique) intégrée auquel nous nous heurtons. Et les voies que nous proposons sont peut-être susceptibles de résoudre des problèmes de fond de ces circuits intégrés et notamment la compatibilité technologique (des matériaux, des structures,...) entre les différents constituants d'un circuit intégré photonique.

Même si l'obtention de circuits intégrés photoniques avec des densités d'intégration équivalentes à celles de circuits intégrés électroniques paraît impossible pour le moment, on peut penser au moins, par un choix judicieux des matériaux, des structures et des

technologies, augmenter progressivement la fonctionnalité des futurs circuits intégrés photoniques.

Références

- [1] M. ZEGAOUI
Commutateurs électro-optiques à haute diaphotie sur InP
Thèse, Université de Lille 1, 27 mai 2005.
- [2] A. BEAURAIN, S. DUPONT, H. W. LI, J.P. VILCOT, C. LEGRAND, J. HARARI, M. CONSTANT, D. DECOSTER.
Characterization and fabrication of InGaAsP/InP deep-etched micro-waveguides
Microwave and Optical Technology Letters, 2004, Vol. 40, n° 3, pp. 216-218.
- [3] A. BEAURAIN
Etude de fonctions passives à base de nanostructures photoniques
Thèse, Université de Lille 1, 4 décembre 2007.
- [4] M. LESECQ
Fonctionnalités actives en optique intégrée à base de fils optiques en filière InP : application à la commutation optique
Thèse, Université de Lille 1, 3 décembre 2007.
- [5] M. LESECQ, S. MARICOT, C. LEGRAND, M. FRANCOIS, M. MULLER, C. BOYAVAL, J-P VILCOT
Optical switch using InP optical wire technology
SPIE Europe, Microtechnologies for the New Millennium 2007, Gran Canaria, Spain, 2-7 Mai 2007.

ANNEXE A

Les outils de modélisation

Nous présentons ici les modèles et les outils utilisés [1, 2], afin de mieux comprendre les résultats des travaux de modélisation exposés dans les chapitres 1 et 3. Ces programmes ont été développés à l'IEMN [3-5].

A.1. Equations vectorielles de propagation des ondes optiques

Afin de bien décrire ces outils, 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. Ces équations sont :

$$\text{rot } \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\frac{\partial \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (\text{Eq.1})$$

$$\text{rot } \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{J}(\mathbf{r}, t) + \frac{\partial \mathbf{D}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (\text{Eq.2})$$

$$\text{div } \mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \rho(\mathbf{r}, t) \quad (\text{Eq.3})$$

$$\text{div } \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (\text{Eq.4})$$

Dans ces équations $\mathbf{E}$ et $\mathbf{H}$ sont les champs électriques et magnétiques, $\mathbf{D}$ et $\mathbf{B}$ représentent les inductions électrique et magnétique, $\mathbf{J}$ et ρ sont respectivement le vecteur densité de courant et la densité de charges, $\mathbf{r}(x, y, z)$ est le vecteur de position dans l'espace et t le temps. La perméabilité magnétique $\mu(\mathbf{r})$ et la permittivité électrique $\varepsilon(\mathbf{r})$ sont reliés aux inductions et champs par :

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mu(\mathbf{r}).\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) \quad (\text{Eq.5})$$

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon(\mathbf{r}).\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \quad (\text{Eq.6})$$

avec $\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon_0 \varepsilon_r(\mathbf{r})$ et $\varepsilon_r(\mathbf{r}) = n^2(\mathbf{r})$, n est l'indice de réfraction et ε_r la permittivité relative du milieu. Dans le cas qui nous intéressent, l'indice n est constant par intervalles. Dans notre étude, nous considérons des milieux diélectriques non magnétiques ($\mu(\mathbf{r}) = \mu_0$), électriquement neutres ($\rho(\mathbf{r}, t) = 0$) et isolants ($\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = 0$).

Si l'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. La dépendance temporelle des champs est en $e^{j\omega t}$ et les équations de Maxwell s'écrivent maintenant :

$$\text{rot } \mathbf{E}(\mathbf{r}) = -j\omega\mu_0 \mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad (\text{Eq.7})$$

$$\mathbf{r} \otimes \dot{\mathbf{H}}(\mathbf{r}) = j\omega \epsilon(\mathbf{r}) \dot{\mathbf{E}}(\mathbf{r}) \quad (\text{Eq.8})$$

$$\text{div}(\epsilon(\mathbf{r}) \dot{\mathbf{E}}(\mathbf{r})) = 0 \quad (\text{Eq.9})$$

$$\text{div} \dot{\mathbf{H}}(\mathbf{r}) = 0 \quad (\text{Eq.10})$$

en combinant ces équations, on aboutit à l'équation d'onde du champ électrique :

$$\Delta \dot{\mathbf{E}}(\mathbf{r}) + \nabla \left(\frac{\nabla \epsilon_r(\mathbf{r})}{\epsilon_r(\mathbf{r})} \cdot \dot{\mathbf{E}}(\mathbf{r}) \right) + k_0^2 \epsilon_r(\mathbf{r}) \dot{\mathbf{E}}(\mathbf{r}) = \dot{\mathbf{0}} \quad \text{avec } \Delta = \dot{\nabla} \cdot \dot{\nabla} \quad (\text{Eq.11})$$

et à l'équation d'onde du champ magnétique :

$$\Delta \dot{\mathbf{H}}(\mathbf{r}) + \frac{\dot{\nabla} \epsilon_r(\mathbf{r})}{\epsilon_r(\mathbf{r})} \times (\dot{\nabla} \times \dot{\mathbf{H}}(\mathbf{r})) + k_0^2 \epsilon_r(\mathbf{r}) \dot{\mathbf{H}}(\mathbf{r}) = \dot{\mathbf{0}} \quad (\text{Eq.12})$$

Ces deux dernières équations décrivent la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu diélectrique. k_0 est le vecteur d'onde associé à une propagation dans le vide et il est

lié à la longueur d'onde λ_0 dans le vide par $k_0 = \sqrt{\omega^2 \epsilon_0 \mu_0} = \frac{2\pi}{\lambda_0}$, sachant que 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 $\frac{\delta \epsilon}{\delta \mathbf{r}} = 0$. Les équations vectorielles se réduisent alors

aux équations de Helmholtz :

$$\Delta \dot{\mathbf{E}}(\mathbf{r}) + \omega^2 \epsilon(\mathbf{r}) \mu_0 \dot{\mathbf{E}}(\mathbf{r}) = \dot{\mathbf{0}} \quad (\text{Eq.13})$$

$$\Delta \dot{\mathbf{H}}(\mathbf{r}) + \omega^2 \epsilon(\mathbf{r}) \mu_0 \dot{\mathbf{H}}(\mathbf{r}) = \dot{\mathbf{0}} \quad (\text{Eq.14})$$

Ces équations vectorielles sont à la base de tous nos modèles de propagation, que ce soient les analyses modales ou les BPM (Beam Propagation Method).

A.2. La méthode des faisceaux propagés ou BPM

A.2.1. Concepts généraux

La BPM, 'Beam Propagation Method', est une méthode de simulation de la propagation des ondes optiques reposant sur la résolution des équations de Maxwell [6, 7]. Ce modèle consiste à injecter à l'entrée du composant un champ qui se propagera par itérations successives dans la structure discrétisée. 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 [8, 9] et d'autre part, par les techniques de résolution utilisées.

Etant donné la complexité de ces équations, on admet, en pratique, des approximations scalaire et paraxiale [10, 11] pour faciliter considérablement la résolution de ces équations de propagation. L'approximation scalaire consiste à supposer qu'il n'y a pas de couplage entre les différentes composantes du champ ce qui revient à considérer que la polarisation de la lumière reste invariante tout au long de la propagation. L'approximation paraxiale revient à limiter les variations de l'amplitude du champ lors de la propagation selon l'axe z, de sorte que l'on néglige la dérivée seconde du champ par rapport à z devant la dérivée première. Dans le cas de nos composants, c'est l'approximation scalaire qui a été utilisée.

Les techniques de résolution concernent soit la transformée de Fourier rapide (FFT-BPM) [9], soit la méthode des différences finies (FD-BPM) [12, 13]. C'est cette dernière qui est utilisée dans tous nos modèles.

L'utilisation des approximations, déjà citées, nous permet de réduire considérablement les équations de propagation ; celle relative au champ électrique devient:

$$\Delta_{x,y}^{\mathbf{r}} \mathbf{E}_0(x,y) + (\omega^2 \varepsilon \mu_0 - \beta^2) \mathbf{E}_0(x,y) = 2j\beta \frac{\partial \mathbf{E}_0(x,y)}{\partial z} \quad (\text{équation de Fresnel}) \quad (\text{Eq.14})$$

où β est la constante de propagation

Si nous présentons cette équation sous forme discrète, nous obtenons :

$$2j\beta \frac{E(x_l, y_m, z_{n+1}) - E(x_l, y_m, z_n)}{z_{n+1} - z_n} = \Delta_{x,y}^{\mathbf{r}} E(x_l, y_m, z_n) + (k_0^2 n^2(x_l, y_m, z_n) - \beta^2) E(x_l, y_m, z_n) = 0$$

(Eq.16), avec $l=1, 2, \dots, L$; $m=1, 2, \dots, M$; $n=1, 2, \dots, N$; n est le pas de propagation selon z.

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 (figure A-1).

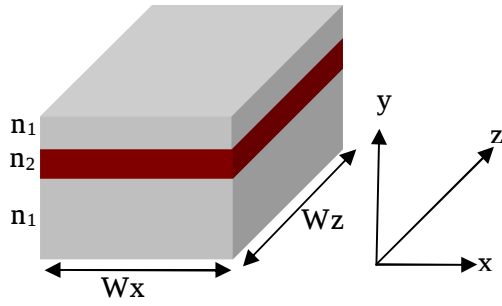


Figure A-1. Structure tridimensionnelle d'indice $n_1/n_2/n_1$ avec $n_1 < n_2$

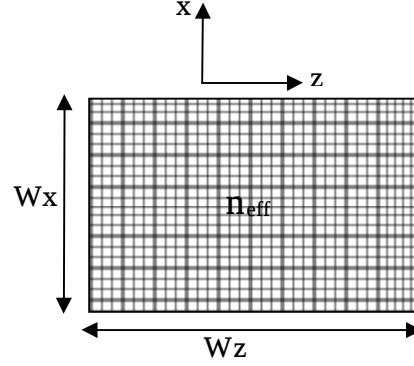


Figure A-2. Structure d'indice n_{eff} . W_x et W_z sont discrétisée en L et N points, la distance entre tranches est Δz .

A.2.2. Méthode des faisceaux propagés en deux dimensions

La BPM-2D consiste en la simulation de la propagation de la lumière dans un plan [14-16]. L'un des axes de ce plan est la direction de propagation, l'autre une direction transverse. Sur cet axe, les variations d'indice de la structure délimiteront les zones guidantes.

La méthode des faisceaux propagés à deux dimensions (BPM-2D) est très efficace lorsque la méthode des indices effectifs est valable, c'est-à-dire dans le cas où le confinement latéral n'est pas trop fort. Pour les guides à fort confinement, ou lorsque les modifications précises de la distribution d'énergie optique sont primordiales, nous devons alors utiliser la BPM-3D. Enfin, il est utile de signaler que la BPM-2D, associée à la méthode des indices effectifs, permet de simuler des structures 3D dans un temps relativement court.

A.2.3. Méthode des faisceaux propagés en trois dimensions

La BPM-3D a pour avantage par rapport à BPM-2D de considérer la structure dans son ensemble sans transformation préalable [12, 16]. Elle est nécessaire dans le cas des guides à fort confinement, où la BPM-2D est limitée.

Dans le cas de la BPM-3D, on doit définir la topologie selon deux axes transverses à la direction de propagation, puis suivre pas à pas l'évolution du profil de mode propagé. Les discrétisations de la structure se font dans les trois directions (x , y et z) [17, 18]. Cette méthode est à priori plus précise que la BPM-2D mais également plus contraignantes au niveau des temps de calculs. En effet, elle nécessite un pas en z petit de l'ordre de 0.05 à

0.1 μm au maximum. L'étude des commutateurs de plusieurs centaines de μm de long sera donc gourmande en temps de calcul.

A.3. L'analyse modale

L'analyse modale est l'outil d'analyse de base de toute étude de composant optique [19, 20]. Il s'agit de déterminer les propriétés intrinsèques (indice effectif, forme du faisceau optique, vitesse de propagation, nombre de modes) de la structure guidante étudiée comme si elle était droite et infinie sans perturbation.

Le principe est de propager un faisceau optique dans une structure monodimensionnelle guidante de façon à ce qu'il adopte progressivement la forme des différents modes possibles [21]. Après une certaine longueur de propagation, on est capable de séparer les différents modes propres car leurs vitesses de phase diffèrent. Dans l'hypothèse d'une polarisation rectiligne, tout faisceau optique peut se décomposer selon les modes propres :

$$E(x, y, z) = \sum_n a_n \vec{E}_n(x, y) e^{-j\beta_n z} \quad (\text{Eq.17})$$

où β est la constante de propagation et E_n le profil correspondant au mode n .

La méthode de résolution consiste à propager l'onde selon l'axe imaginaire iz [22]. En remplaçant iz par z , l'équation (17) devient:

$$\vec{E} = \sum_n a_n \vec{E}_n(x, y) e^{\beta_n z}$$

L'énergie dans le guide augmente suivant l'axe de propagation, mais la relation $\beta_0 > \beta_1 > \beta_2 > \dots > \beta_{n-1} > \beta_n > \beta_{n+1}$ montre que plus l'ordre du mode est petit, plus le mode est amplifié. Au bout d'une longueur suffisante de propagation, le mode fondamental est dominant devant les modes d'ordres supérieurs qui croissent moins vite et deviennent négligeables devant le mode fondamental. On détermine les modes supérieurs par le principe d'orthogonalité des modes.

Dans une telle configuration, la discrétisation suivant x , y , et z et le choix de la fenêtre de simulation sont très importants de même que le choix du profil de mode injecté.

Références

- [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.
- [3] V. MAGNIN
Contribution à l'étude et à l'optimisation de composants optoélectroniques
Thèse, Université de Lille 1, 22 oct. 1998.
- [4] 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.
- [5] L. JOANNES
Etude et réalisation de circuits optiques avec micro-miroirs intégrés, sur matériaux diélectriques
Thèse, Université de Lille 1, 10 novembre 2000.
- [6] J. HEAS, J. WILLEMS
Beam propagation methods
Cours COMOPTEC RUGent.
- [7] J. M. LIU, L. G. GOMELSKY
Vectorial beam propagation method
Journal of Optical Society of America, 1992, Vol. 9, n° 9, pp. 1574-1585.
- [8] 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.
- [9] 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.
- [10] 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.
- [11] 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.
- [12] 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.
- [13] J. XIAO, X. SUN
A modified full-vectorial finite-difference beam propagation method based on H-fields for optical waveguides with step-index profiles
Optics Communications 266, 2006, pp. 501-511.
- [14] Y.Y. LU, S.H. WEI
A new iterative bidirectional beam propagation method
IEEE Photonics Technology Lett, 2002, Vol. 14, n° 11, pp. 1533-1535.
- [15] J.G. JIN
Nouvelles techniques de modélisation optique : application à quelques composants d'optique intégrée
Thèse, Université de Lille 1, 4 juillet 1997.
- [16] 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, 1996, Vol.10, pp.295-305.
- [17] J. M. LOPEZ-DONA, J. G. WANGUEMERT-PEREZ, I. MOLINA-FERNANDEZ

Fast-fourier-based three-dimensional full-vectorial beam propagation method
IEEE Photonics Technology Letters, 2005, Vol. 17, n° 11, pp. 2319 – 2321.

[18] Y. TSUJI, M. KOSHIBA, T. SHIRAISHI
Finite element beam propagation method for three-dimensional optical waveguide structures
Journal of Lightwave Technology, 1997, Vol. 15, n° 9, pp. 1728 – 1734.

[19] G. KRIJUN
All optical switching in non linear integrated optic device
PhD; printed by Febodruk-Euschede, the Netherlands.

[20] 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.

[21] 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.

[22] D. YEVICK, B. HERMANSSON
New formulations of the matrix beam propagation method: application to rib waveguides
IEEE Journal of Quantum Electronics, 1989, Vol.25, N°2, pp.221-229.

Annexe B

Techniques de Fabrication

Nous allons maintenant présenter les principaux moyens technologiques [1-4], présents à l'IEMN, tout en justifiant notre choix.

B.1. La lithographie

La lithographie consiste à reproduire un motif à l'aide d'une résine sensible au type de rayonnement utilisé. Il existe, à l'IEMN, deux types de lithographie: La lithographie optique et la lithographie électronique. Je présente la méthode que j'ai utilisée c'est-à-dire la lithographie électronique.

B.1.1. Lithographie électronique

Les étapes de lithographie occupent une place importante dans un enchaînement technologique : chaque niveau en présente au moins une. Le principe de la lithographie électronique est constitué essentiellement de trois étapes : l'enduction, l'insolation, la révélation. Cette méthode permet de transférer des motifs, par l'intermédiaire d'un masque, sur un substrat préalablement enduit de résine sensible aux électrons. L'avantage de cette méthode est d'obtenir une plus haute résolution avec des motifs de taille nettement inférieure au micromètre. A l'aide d'une tournette sur laquelle la plaque est fixée par une aspiration, on dépose un film homogène dont l'épaisseur est choisie en fonction de l'étape suivante, (par exemple: si l'étape suivante est la métallisation alors une épaisseur de résine 2 ou 3 fois plus grande sera nécessaire), cette épaisseur est déterminée par la viscosité, la vitesse et le temps de rotation de la tournette. On fait un recuit à 80°C pendant une minute pour stabiliser la résine en évaporant une grande partie du solvant.

L'insolation se fait en utilisant un faisceau d'électrons focalisés. Au fur et à mesure, le faisceau d'électrons balaye l'échantillon avec des énergies associées aux électrons de l'ordre de 50 à 100keV, et des longueurs d'onde de l'ordre de 1Å. C'est essentiellement la diffusion des électrons, lorsqu'ils pénètrent dans la résine et leur rétrodiffusion par le substrat, qui limite la résolution. C'est que l'on appelle l'effet de proximité, qui dépend de l'énergie du faisceau d'électrons. D'autre part, plus la tension d'accélération est grande, c'est-à-dire plus

l'énergie des électrons est élevée, moins il y aura de diffusions latérales, donc l'effet de proximité sera moins marqué.

Le temps d'exposition dépendra du type de résine :

- Dans le cas d'une résine positive, les zones insolées sont dissoutes dans un révélateur.
- Si la résine est négative, les zones non-insolées sont dissoutes dans un révélateur.
- Pour une résine inversible, les zones insolées seront rendues insolubles dans le développeur via un recuit post-insolation appelé recuit d'inversion.

La partie faible de résine, selon son type, sera dissoute après la révélation dans un bain de révélateur correspondant, le temps de révélation dépend de l'épaisseur de résine enduite.

B.2. La métallisation

Dans notre cas, les métallisations servent soit à prendre un contact électrique sur le matériau semiconducteur (contact P ou N), soit à définir des plots de contact pour les composants. Nos dépôts de métal (les électrodes Pt/Ti/Pt/Au/Ti et les surfaces absorbants de Titane) sont réalisés par évaporation, ce dépôt est suivi par une étape de Lift-off.

B.2.1. Technique de lift-off

La technique, usuellement utilisée, est celle de lift-off: elle consiste en l'utilisation d'une bicouche de résine, EL13% et PMMA, cette bicouche permet d'avoir le profil en "casquette". On enlève le métal là où la résine n'a pas été développée, en utilisant son solvant, c'est l'acétone dans notre cas. Pour que le lift-off se passe bien, il faut que le solvant puisse pénétrer sous la résine, ce qui est possible si les flancs ont une forme de "casquette" et si la métallisation est directionnelle (figure 1).

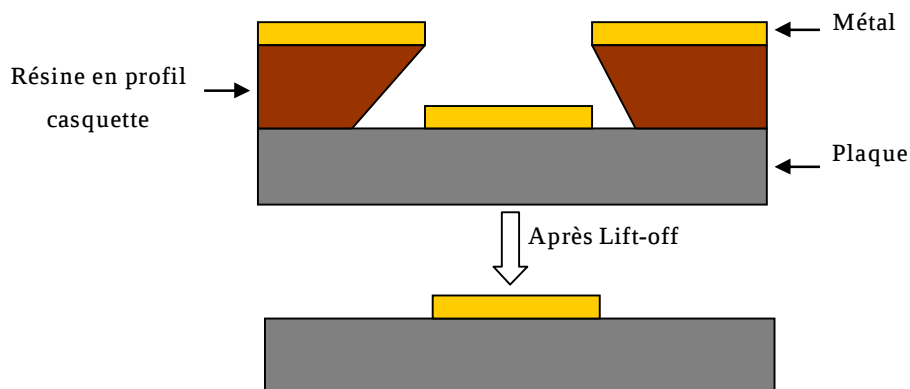


Figure 1. Description de la technique Lift-off

B.3. La Gravure

Je vais présenter de façon générale le principe de la gravure. Elle permet de transférer le motif d'un masque dans le matériau semiconducteur.

Les gravures mises en œuvre dans la réalisation de la matrice de commutation comptent parmi les étapes délicates de la fabrication du composant. Cette réalisation nécessite des méthodes anisotropes, engendrant peu de rugosités sur les flancs des matériaux.

Il existe deux types de gravure : la gravure humide et la gravure sèche, ayant des propriétés différentes de sous-gravure, de sélectivité, d'anisotropie.

B.3.1. La gravure humide

La gravure humide fait intervenir un mécanisme purement chimique qui dépend de la nature, de la concentration et de la température des solutions chimiques utilisées [5].

C'est une méthode de gravure douce, ayant l'avantage de ne pas endommager la structure et surtout d'avoir une plus grande sélectivité suivant le type de matériau.

Cependant, le désavantage de cette gravure est l'isotropie : les parois ne seront pas verticales à cause de la sous-gravure et l'attaque latérale sera d'autant plus importante que la profondeur à graver sera importante. Cette méthode sera plutôt adaptée à des motifs de grande dimension. Par contre, si on veut avoir des flancs bien droits, il faut utiliser des techniques plus anisotropes comme la gravure sèche par exemple RIE (Reactive Ion Etching).

B.3.2. La gravure sèche

La gravure sèche peut être de nature chimique ou physique. Dans tous les cas, la gravure est plus anisotrope et plus verticale. Ce transfert peut nécessiter une mise au point très pointue suivant la taille du motif, la nature de la couche gravée, le rapport d'aspect et la rugosité. On note deux types de gravure sèche :

- La gravure IBE (Ion Beam Etching) :

On utilise un gaz inerte, comme l'Argon ; cette gravure est basée sur un phénomène purement physique : les ions sont accélérés par une différence de potentiel et viennent bombarder l'échantillon ; c'est une méthode anisotrope mais peu sélective.

- La gravure RIE (Reactive Ion Etching) :

Les gaz mis en jeu sont réactifs : cette technique associe des effets physiques (analogues à ceux de l'IBE) et chimiques. En appliquant des ondes radiofréquences aux gaz injectés, on

crée un plasma d'ions, accélérés par une différence de potentiel, vers la couche à graver. Les ions bombardent la surface et après réaction les matériaux produits doivent être volatils pour être évacués hors de la surface afin de limiter le redépôt. C'est une méthode sélective, et qui peut en adaptant certains paramètres être très directive, grâce aux réactions chimiques. D'autre part la fin de gravure peut être contrôlée de façon efficace, par un interféromètre laser dont la période du signal détecté change avec la nature du matériau gravé.

Les effets de la gravure chimique, c'est-à-dire la vitesse, l'anisotropie, la sélectivité dépendent de nombreux paramètres comme la nature du gaz, le débit, la pression, la puissance injectée dans le plasma (pour la RIE), l'énergie des ions (pour l'IBE).

Références

- [1] S. M. SZE
Semiconductor Devices Physics and Technology
John Wiley & Sons, 1985.
- [2] Indium Phosphide and Related Materials: Processing, Technology, and Devices.
A. Katz Editor, Artech House, 1992.
- [3] W. B. GLENDINNING, J. N. HELBERT
Handbook of VLSI microlithography. Principles, technology and applications,
Noyes publications.
- [4] O. WADA, H. HASEGAWA
InP-Based Materials and Devices: Physics and Technology
John Wiley & sons, 1999.
- [5] A. R. CLAWSON
Guide to references on III–V semiconductor chemical etching
Materials Science and Engineering, 2001, Vol.31, Issues 1-6, pp.1-438.

RÉSUMÉ

Partant d'une structure de commutateur électro-optique sur InP de type DOS (Digital Optical Switch) fonctionnant par injection des porteurs, de faible diaphotie (-40dB) à la longueur d'onde $1.55\mu\text{m}$, le but de ce travail de thèse a été d'étudier la possibilité de réaliser en optique intégrée sur InP des matrices de commutation à 2 entrées et 2 sorties conservant les mêmes performances en diaphotie. Pour atteindre cet objectif, nous avons tout d'abord optimisé la géométrie d'une matrice purement passive à l'aide de la méthode des faisceaux propagés (BPM) 2D ou 3D. Nous avons ainsi défini dix matrices 2X2 passives que nous avons réalisées et caractérisées dont certaines atteignent une diaphotie d'environ -40dB. Nous avons ensuite adapté ces matrices passives à une nouvelle géométrie de commutateur compatible avec les courbes de forme sinusoïdale de nos matrices, dont nous prévoyons pour certaines une diaphotie avoisinant -40dB. Les cinq matrices actives optimisées ont été réalisées et caractérisées en terme de pertes, consommation et diaphotie. Nous obtenons une forte sensibilité à la polarisation optique avec une diaphotie qui peut atteindre presque -30dB pour la matrice la plus performante.

SUMMARY

Starting from a Digital Optical Switch based on carrier injection and InP optical integrated circuit techniques, which achieved high crosstalk performance (around -40dB), the aim of this thesis is to design and fabricate 2X2 optical switching matrixes keeping the same crosstalk performance. To reach such a goal, we first analyzed and designed, thanks to 2D and 3D Beam Propagation Method, passive matrixes that we fabricated and characterized. We obtained crosstalk close to -40dB in agreement with our theoretical predictions. We then matched our passive matrixes to a new structure of DOS which geometry fits better with sinusoidal shape of our matrix waveguides. We optimized five active matrixes that we fabricated and characterized to deduce the propagation and coupling losses, the consumption and the crosstalk. Which were found as a low as -30dB for the best matrix with the good optical polarization state.