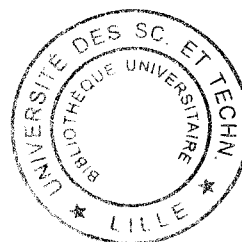


50376  
2005  
43

N° d'ordre : 3628

# THESE



présentée à

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

pour obtenir le titre de

## DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité : Electronique

par

**Malek ZGAOUI**

### COMMUTATEURS ELECTRO-OPTIQUES A HAUTE DIAPHOTIE SUR InP

Soutenue le 27 mai 2005 devant la commission d'examen :

Président :	M. Francis MOLLOT	Directeur de recherche au CNRS (IEMN)
Rapporteurs :	M. Christian BOISROBERT M. André JOULLIE	Professeur de l'Université de Nantes (IREENA) Professeur de l'Université de Montpellier II (CEM <sub>2</sub> )
Directeur de thèse :	M. Didier DECOSTER	Professeur de l'Université de Lille I (IEMN)
Co-directeur :	M. Joseph HARARI	Maître de conférences de l'Université de Lille I (IEMN)
Examineurs :	M. Jean CHAZELAS M. Jean-Pierre VILCOT M. François REPTIN	Directeur de recherche associé au CNRS (IEMN) Directeur du département Techniques Avancées THALES SYSTEMES AEROPORTES Directeur de recherche au CNRS (IEMN) Ingénieur DGA : Responsable des Composants hyperfréquences

*A ma femme, mes enfants Camil et Ylies,  
et à ma famille.*

## **Remerciements**

*Ce travail a été effectué au Département Hyperfréquences et Semiconducteurs de l'Institut d'Electronique de Microélectronique et de Nanotechnologie de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, dirigé par Monsieur le Professeur **A. Cappy**.*

*Je remercie **F. Mollot**, Directeur de Recherche au CNRS (IEMN), pour avoir accepté de présider cette commission d'examen et je tiens à témoigner toute ma reconnaissance à son équipe qui a fabriqué mes épitaxies.*

*J'adresse mes sincères remerciements à Monsieur **A. Joullié**, Professeur au Centre d'Electronique et de Micro-optoélectronique de Montpellier et à Monsieur **C. Boisrobert**, Directeur du Laboratoire de Physique des Isolants et d'Optronique qui m'on fait l'honneur de rapporter ce travail.*

*Merci à Monsieur **F. Reptin**, responsable composant hyperfréquences à la DGA d'avoir accepté de faire partie de ce jury.*

*Je tiens à exprimer à Monsieur le Professeur **D. Decoster**, qui m'a accueilli au sein de l'équipe Optoélectronique et qui a dirigé ce travail, ma profonde et amicale reconnaissance pour m'avoir fait bénéficier de ses compétences scientifiques, ainsi que de ses qualités humaines. J'ai été très touché par la confiance qu'il m'a témoignée tout au long de ce travail.*

*Monsieur **J. Harari**, maitre de conférence à l'université de Lille I, a également assuré la direction de ce travail. Sa disponibilité, son acharnement, ses compétences et ses qualités humaines ont permis la totale réussite de cette thèse. Surtout, ce mémoire n'aurait pu paraître en l'état sans toute sa contribution. Je tiens à lui exprimer ma profonde et amicale reconnaissance.*

*Monsieur **J. Chazelas**, Directeur du département Techniques Avancées de THALES SYSTEMES AEROPORTES et Directeur de Recherche associé à l'IEMN, m'a constamment soutenu, apportant une motivation supplémentaire par son approche industrielle. Je l'en remercie chaleureusement.*

*Je tiens à assurer Monsieur **J.P. Vilcot**, dont les qualités humaines et scientifiques sont bien connues au laboratoire, de ma sincère et amicale reconnaissance.*

*Je tiens aussi à remercier Monsieur **V. Magnin**, pour ses qualités humaines et scientifiques.*

*Je tiens ici à exprimer ma profonde gratitude à S. MC-Murtry pour ses conseils très précieux lors de la fabrication des composants.*

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

*Bien évidemment, je remercie vivement tous les membres de l'équipe Optoélectronique, le Professeur H.W. Li et S. Maricot et les thésards et post-doc que j'ai côtoyés : Denis, Christophe, Arnaud, Gwenn, Ludo, Marie, Sophie, Myriam et Nargess.*

*Je remercie P. Armant pour sa serviabilité. Bien sûr, je n'oublie pas tous ceux que j'ai pu rencontrer et côtoyer au sein du laboratoire, notamment en salle blanche et aussi l'équipe de Foot.*

*Je n'oublie pas ma famille qui m'a soutenue toute au long de mon travail de thèse. En particulier, Je tiens à témoigner toute ma reconnaissance à ma femme, qui s'est très bien occupée de mes enfants. Sans elle, ce travail de thèse aurait été très difficile.*

## Abréviations utilisées

BPM	Beam Propagation Method (Méthode des faisceaux propagés)
FFT	Fast Fourier Transform (Transformée de Fourier)
MBE	Molecular Beam Epitaxy (Epitaxie par jet moléculaire)
GSMBE	Gas-Source Molecular Beam Epitaxy (Epitaxie par jet moléculaire à source gazeuse)
NID	None Intentionally Doped (Non intentionnellement dopé)
PECVD	Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition (Dépôt phase vapeur assisté par plasma)
RIE	Reactive Ion Etching (Gravure ionique réactive)
TE	Transverse Electric (Transverse électrique)
TM	Transverse Magnetic (Transverse magnétique)
SOA	Semiconductor Optical Amplifier (Amplificateur optique à semiconducteur)
TIR	Total Internal Reflection (commutateur à réflexion totale interne)
EODC	Electro Optical Directional Coupler (commutateur électro-optique par couplage de modes)
DOS	Digital Optical Switch (commutateur optique digital)
AC	Source alternative
DC	Source continue
$Q_{\lambda g}$	Quatenaire de longueur d'onde de coupure $\lambda g$

## Symboles utilisés

$c$	Célérité de la lumière ( $\text{cm.s}^{-1}$ )
$\mu_0$	Perméabilité magnétique du vide ( $\text{H.cm}^{-1}$ )
$\epsilon_0$	Permittivité électrique du vide ( $\text{F.cm}^{-1}$ )
$\epsilon_r$	Permittivité électrique relative d'un matériau
$\epsilon$	Permittivité électrique d'un matériau ( $\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$ )
$q$	Charge élémentaire (C)
$h$	Constante de planck (J.s)
$k$	Constante de Boltzmann (K-1)
$\lambda$	Longueur d'onde (m)
$f$	Fréquence électrique (Hz)
$k$	Vecteur d'onde ( $\text{m}^{-1}$ )
$k_0$	Vecteur d'onde dans le vide ( $\text{m}^{-1}$ )
$\nu$	Fréquence optique (Hz)
$\omega$	Pulsation ( $\text{rad.s}^{-1}$ )
$a$	Maille du réseau cristallin (Å)
$E_g$	Energie de bande interdite (e.V)
$\lambda_g$	Longueur d'onde correspondant à l'énergie de bande interdite
$m_0$	Masse de l'électron (kg)
$m_n^*$	Masse effective de l'électron (kg)
$m_p^*$	Masse effective du trou (kg)
$m_{pl}^*$	Masse effective du trou léger (kg)
$m_{ph}^*$	Masse effective du trou lourd (kg)
$\alpha$	Coefficient d'absorption ( $\text{m}^{-1}$ )
$\Gamma$	Facteur de confinement optique
$n^*$	Indice de réfraction complexe
$n$	Indice de réfraction
$n_{\text{eff}}$	Indice effectif

$\kappa$	Coefficient d'atténuation
$\Delta n_{eff}$	Variation d'indice due à l'injection des porteurs libres
$\Delta\alpha_{eff}$	Excès d'absorption due à l'injection des porteurs libres ( $m^{-1}$ )
$n_i$	Concentration intrinsèque ( $m^{-3}$ )
$n$	Concentration des électrons ( $m^{-3}$ )
$p$	Concentration des trous ( $m^{-3}$ )
$N$	Densité de porteurs libres ( $m^{-3}$ )
$\Delta N$	Densité de porteurs libres injectés ( $m^{-3}$ )
$R$	Vitesse de recombinaison ( $m.s^{-1}$ )
$\mu_n$	Mobilité des électrons ( $m^2.s^{-1}.V^{-1}$ )
$\mu_p$	Mobilité des trous ( $m^2.s^{-1}.V^{-1}$ )
$v_n$	Vitesse des électrons ( $m.s^{-1}$ )
$v_p$	Vitesse des trous ( $m.s^{-1}$ )
$\tau$	Durée de vie des porteurs (s)
$J$	Densité de courant ( $A.m^{-2}$ )
$R$	Coefficient de réflexion à l'interface
$T$	Coefficient de transmission à l'interface
$P$	Puissance optique (W)
$D$	Isolation optique entre deux branches (dB)
$f_c$	Fréquence de coupure à -3dB (Hz)
$E$	Champ électrique ( $V.m^{-1}$ )
$H$	Champ magnétique ( $A.m^{-1}$ )
$D$	Induction électrique ( $A.s.m^{-2}$ )
$B$	Induction magnétique (T)
$\rho$	Densité volumique de charge ( $C.m^{-3}$ )
$x, y, z$	Coordonnée dans l'espace (m)
$\Delta x, \Delta y, \Delta z$	Discretisation dans l'espaces (m)
$t$	Temps (s)
$r(x,y,z)$	Position dans l'espace (m)
$\beta$	Constante de propagation ( $m^{-1}$ )
$\Psi$	Représente $E$ en polarisation TE ou $H$ en TM
$L_c$	Longueur de couplage (m)
$\phi$	Angle d'ouverture ( $^\circ$ )
$L_p$	Longueur primaire de l'électrode (m)
$L_s$	Longueur secondaire de l'électrode (m)
$L_a$	Longueur adiabatique (m)
$L_m$	Longueur de métallisation (m)
$e$	Ecart inter-électrode (m)

## TABLE DES MATIERES

Introduction générale.....	page 5
----------------------------	--------

### CHAPITRE 1 Généralités

Introduction .....	15
1.1. Matériaux pour la commutation optique sur InP .....	15
1.1.1 Présentation .....	15
1.1.2 Propriétés des matériaux de la filière InP .....	16
1.1.2.1 Indice et absorption optique. ....	17
1.1.2.2 Effets des porteurs. ....	18
1.1.2.2.1 Transitions inter intra-bandes. ....	20
1.1.2.2.2 Transitions directes entre les états d'une bande ou effet plasma .....	21
1.1.2.2.3 Influence des porteurs libres et des impuretés sur les transitions fondamentales .....	21
1.1.2.2.4 Synthèse .....	23
1.1.2.3. Phénomènes de recombinaisons.....	23
1.2. Structures de commutations en optiques intégrées. ....	24
1.2.1. Guides optiques .....	24
1.2.2. Les différents types de commutateurs électro-optiques. ....	25
1.2.2.1. La commutation par TIR .....	25
1.2.2.2 La commutation par EODC .....	25
1.2.2.3. Le commutateur de type DOS .....	26
1.3. Description générale des modèles numériques. ....	27
1.3.1. Equations vectorielles de propagation des ondes optiques.....	27
1.3.2. Principe de la méthode des faisceaux propagés ( Beam Propagation Method : BPM ). ....	29
1.3.3. BPM à deux dimensions.....	30
1.3.4. BPM à trois dimensions. ....	32
1.3.5. Principe de l'analyse modale.....	33
1.3.6. L'analyse modale 2D.....	33
1.3.7. Conditions aux limites de nos simulations .....	34
1.3.8. Conditions de simulation de nos composants. ....	34
1.4. Conclusion .....	35

### CHAPITRE 2

#### Conception et optimisation des commutateurs

Introduction .....	39
2.1. Etude de la structure guidante .....	39
2.2. Etude des croisements .....	45
2.3. Le commutateur de type DOS .....	48
2.3.1. Description générale du commutateur. ....	48

2.3.2. Optimisation par BPM2D .....	49
<i>Influence de la variation d'indice</i> .....	52
<i>Influence de l'écart interélectrode</i> .....	53
<i>Influence de la longueur d'onde</i> .....	54
2.3.3. Nouvelle optimisation par BPM3D. ....	55
<i>Amélioration de la diaphotie par gravure entre les branches du commutateur.</i> .....	60
2.4. Conclusion .....	65

## CHAPITRE 3

### Première fabrication de commutateurs DOS sur InP à partir de quaternaire GaInAsP 1.18 $\mu$ m

3.1. Introduction au processus technologique. ....	69
3.2. Description sommaire de tout le processus .....	70
3.3. En ce qui concerne l'épitaxie. ....	74
3.4. Description des masques et des différents dispositifs à réaliser. ....	75
3.4.1. Méthode de conception des masques. ....	75
3.4.2. Les guides. ....	76
3.4.3. Les Interféromètres de Mach-Zehnder. ....	76
3.4.4. Les commutateurs. ....	77
3.4.5 Description des différentes structures d'électrodes. ....	78
3.5. Dépôt des électrodes. ....	79
3.6. Gravure des couches InP P <sup>+</sup> et InGaAsP P <sup>+</sup> .....	81
3.7. Gravure des guides optiques. ....	82
3.8. Définition et réalisation des trous d'isolations optiques. ....	84
3.9. Définition et réalisation des plots de contact. ....	86
3.10. Processus technologique face arrière .....	90
3.11. Clivage .....	91
3.12. Conclusion et examen des plaques obtenues .....	92

## CHAPITRE 4

### Caractérisation des premiers composants à base de GaInAsP 1.18 $\mu$ m

Introduction .....	99
4.1. Description du banc de caractérisation .....	99
4.2. Méthode d'alignement .....	101
4.3. Caractérisation des commutateurs DOS .....	102
4.4. Pertes de guidage et d'injection : caractérisation de guides droits .....	104
<i>Conclusion sur nos guides fabriqués à base de quaternaire 1.18<math>\mu</math>m.</i> .....	108
4.5. Détermination de la variation du coefficient d'absorption par injection de porteurs dans la structure active. ....	109
4.6. Caractérisation de la variation de l'indice effectif par injection de porteurs dans la zone active. ....	112
4.6.1. Banc de caractérisation des interféromètres de Mach-Zehnder. ....	112
4.6.2. Détermination de la variation d'indice effectif .....	113
4.6.3. Détermination de la durée de vie .....	115
4.6.4. Détermination de la variation d'indice effectif et d'absorption en fonction de la densité de porteurs. ....	118
4.7. Conclusion de cette première étape de caractérisation .....	119



## CHAPITRE 5

### Analyse de défaut, nouvelle fabrication et caractérisation de composants à base de GaInAsP 1.30 $\mu$ m

Introduction .....	125
5.1 Rétrosimulation .....	125
5.2. Modification du processus de fabrication pour les nouveaux dispositifs .....	129
5.3. Caractérisation des nouveaux guides et comparaison avec les anciens .....	132
5.4. Détermination de la variation d'indice effectif par injection de porteurs. ....	134
5.4.2. Détermination de l'absorption supplémentaire due à l'injection de porteurs. ....	136
5.4.3. Détermination de la durée de vie $\tau$ des porteurs. ....	137
5.4.4. Détermination de la variation d'indice effectif et d'absorption en fonction de la densité de porteurs. ....	139
5.5. Caractérisation des nouveaux commutateurs. ....	140
5.5.1. Caractéristiques électro-optiques. ....	140
5.5.2. Mesures opto-hyperfréquences .....	147
5.6. Conclusion .....	149

## CHAPITRE 6

### Bilan et perspectives

1. Bilan des actions menées .....	153
2. Perspectives .....	154
2.1 Matrices de commutation en optique intégrée classique. ....	154
2.2 Commutation à base de micro-guides. ....	157
3. Bilan général .....	160

Annexe .....	163
--------------	-----

Bibliographie .....	167
---------------------	-----

Publications scientifiques .....	179
----------------------------------	-----



## Introduction générale



Dans le domaine de l'optique intégrée, le commutateur est un composant fondamental qui constitue encore un verrou pour de nombreux systèmes. Il est en effet redoutable actuellement de fabriquer des commutateurs performants et encore plus s'ils sont de faible coût. C'est la raison pour laquelle l'IEMN s'est engagé dans cette voie de recherche depuis presque dix ans. L'objectif de ce travail est de tirer partie de cette expérience pour fabriquer un commutateur intégré performant, c'est à dire de faibles pertes et de forte diaphotie, sur substrat d'InP.

En sus de cela, le commutateur optique de haute qualité correspond à un besoin exprimé par Thalès Systèmes Aéroportés pour des transmissions analogiques hyperfréquences. La fonction envisagée est la synthèse de retard hyperfréquence à large bande et à grande dynamique. Pour des raisons d'encombrement, de poids, d'immunité aux parasites électroniques et aux interférences..., la voie qui consiste à générer et restituer ce retard à l'aide d'une liaison opto-microonde dont on modifie la longueur en commutant entre des fibres de longueurs différentes, est très séduisante. Cette fonction apparaît comme un élément clé des antennes à balayage électronique sur système embarqué (voir par exemple [GOU 97], [BLA 03]). L'élément technologique susceptible de conduire à cette synthèse de retard est la matrice de commutation optique, dont les caractéristiques et performances sont dictées par les besoins de l'application. De ce point de vue, le cahier des charges est extrêmement sévère. Il faut en effet concevoir et réaliser à terme une matrice de commutation optique dont les principales propriétés sont les suivantes :

- très forte isolation optique entre les voies de sortie, encore appelée diaphotie (>35dB)
- commutation très rapide (<10ns)
- pas de dégradation du bruit de phase à cause de la commutation
- faible consommation (<70mA)
- faibles pertes d'insertion (<6dB)
- insensibilité à la polarisation optique
- matrices à haut rang (nombre d'entrées et de sorties le plus élevé possible).

Ce sont ces exigences qui nous ont conduit à rechercher des solutions de commutation par effet électro-optique dans des structures d'optique intégrée. En effet, toutes les autres solutions de commutation optique

qui ont connu ces dix dernières années, un fort engouement pour des applications en télécommunications optiques à base de signaux numériques, ne conviennent pas pour la transmission de signaux analogiques hyperfréquences. Cette dernière est beaucoup plus exigeante. Les autres technologies de commutation optique s'appuient sur les microsystèmes, les effets thermo-optiques, acousto-optiques et magnéto-optiques. La commutation optique à base de microsystèmes, qui a l'avantage d'une bonne diaphotie, de faibles pertes et de peu de consommation, possède malheureusement un temps de commutation de l'ordre de la milliseconde [HOG 91, DAU 92, OLL 95, OKU 99, MAR 99, GRO 01, HAU 03]. De la même façon, les dispositifs mettant en jeu une variation d'indice par effet thermique [HIM 98, GHO 98, OOB 98, EAR 01, KEI 00, TOY 00, YOU 04], acoustique ou magnétique [SAL 91, LMR 02] conduisent tous à des temps de réponse trop longs, voisins de la milliseconde pour les effets thermo-optiques et de la microseconde pour les effets acousto et magnéto-optiques. De même, il existe des dispositifs à base de cristaux liquides [SHI 97, PAI 87], mais les temps de commutation sont, encore une fois, trop longs. Enfin, il existe des dispositifs tout-optiques qui restent exploratoires [LEU 96-98, FRA 99, NAK 00, MEL 00].

Pour la transmission de signaux numériques, la voie s'appuyant sur l'amplification optique à semiconducteurs (SOA) est extrêmement prometteuse [LIN 90, INO 90-93, JAN 92, LAL 91, GUS 92-93, SHE 94, KIT 94, LEC 95, VAN 95, LEB 96, DOR 96, KIR 93-94, PAI 97, LEU 96-98, D'AL 01] et explique l'abandon, il y environ une dizaine d'années, par la plupart des laboratoires de recherche en composants optoélectroniques pour les télécommunications, des méthodes s'appuyant sur les variations d'indices par effet électro-optique [STO 94, VIN 91-95, CHO 92-93, NEL 92-94]. En effet, la commutation par amplification optique permet d'allier de faibles pertes d'insertion, un temps de commutation de l'ordre de la nanoseconde (lié aux phénomènes de recombinaisons), et une forte diaphotie (comparaison absorption/amplification). Or il s'avère que les méthodes à base de SOA sont gourmandes en consommation, mais surtout se traduisent par une dégradation du bruit de phase lors de la transmission d'un signal analogique sur porteuse optique. Cette méthode ne convient donc pas à l'application envisagée. C'est la raison pour laquelle nous avons poursuivi les efforts déjà commencés sur la commutation par effet électro-optique.

Parmi les effets électro-optiques pour la commutation optique on distingue les variations d'indice consécutives à l'application d'un champ électrique (effet Pockels), de celles consécutives à l'injection de porteurs dans un matériau semi-conducteur. L'effet Pockels est utilisé sur niobate de lithium [BOG 86, DUT 91, MCG 91, OKA 91-94, KRA 01-02], parfois sur matériaux III-V [ISH 93, INO 86, ITO 89, CAV 91, VIN 91-95, NEL 92-94, HAM 92-96, KAH 94-95, SNE 96-97] et sur polymère [LEE 96, KEI 96, BOR 96, IDO 98, MOO 98, SAN 99, BEL 00, RAB 01, HAU 01, SIE 01, WEI 03, YUA 04]. L'effet Pockels est très rapide ; il a cependant le désavantage d'être très faible et de conduire à des électrodes de commande longues, et donc à des dispositifs encombrants. Les variations d'indice par injection de porteurs dans les matériaux semi-conducteurs peuvent être beaucoup plus importantes et donc conduisent à des dispositifs en principe plus

compacts, tout en conservant des temps de commutation de l'ordre de quelques nanosecondes [MAN 83, OLS 84]. En particulier, l'utilisation de la filière InP aux longueurs d'onde 1.30 $\mu$ m et 1.55 $\mu$ m permet de tirer profit des propriétés spécifiques des matériaux III-V tels que le remplissage de bande [THE 92, DEM 01] qui s'ajoute aux effets plasma, ce qui conduit à une consommation moins importante, à diaphotie égale, que sur GaAs [ITO 89] (longueur d'onde de fonctionnement loin de la longueur d'onde de coupure du matériau) ou sur silicium [LIU 94, ZHO 97, FIS 94, LI 99-03, YAN 03]. C'est la raison pour laquelle les principaux laboratoires travaillant pour les télécommunications optiques avaient choisi la voie de la commutation par injection de porteurs sur InP, voie dans laquelle ils ont obtenu des diaphoties limitées.

A l'IEMN, les travaux ont commencé par le concept de réflexion totale (commutateur TIR pour Total Internal Reflection) [CAY 98], qui a été abandonné à cause des fortes consommations, au profit du concept original de couplage de plusieurs guides (commutateur cascade, [CAY 98], [HER 02]). Celui-ci s'est avéré trop sensible à la réalisation technologique [HER 02]. C'est pourquoi nous nous sommes finalement orientés vers le commutateur DOS (Digital Optical Switch) proposé initialement par le laboratoire d'ALCATEL à Marcoussis [VIN 91-95]. Ce composant est constitué d'une jonction Y déséquilibrée par l'injection de porteurs dans l'un des deux bras. Les travaux récents menés dans notre laboratoire [BLA 03] ont montré la possibilité d'atteindre des diaphoties assez élevées (28dB) pour une consommation raisonnable (25mA) et une dégradation du bruit de phase non perceptible. En outre, les performances de ces composants se sont avérées peu sensibles à la technologie. Ces résultats très prometteurs nous ont motivés à poursuivre cette voie afin d'atteindre les objectifs fixés par le cahier des charges de la synthèse de retard.

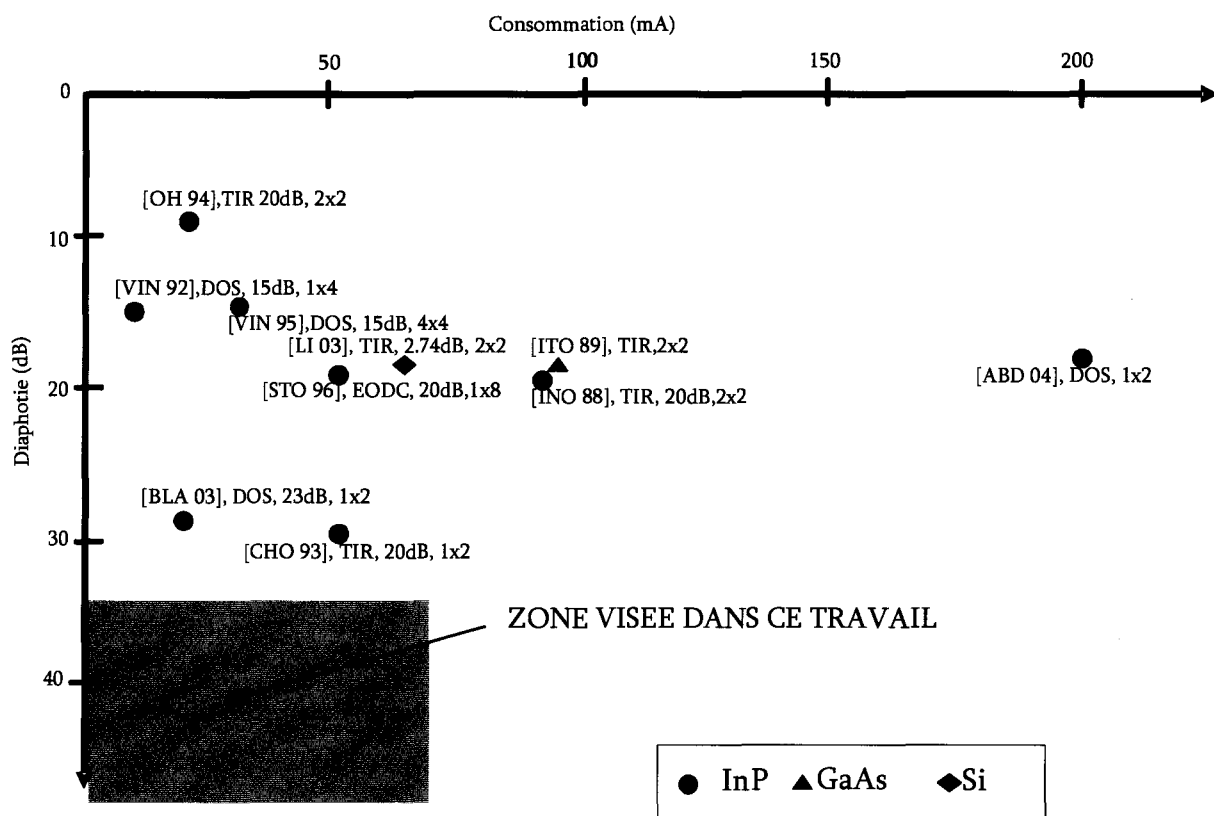
De façon plus précise, on peut établir un bilan de ce qui était acquis au début de ce travail et du chemin qui restait à parcourir pour atteindre les objectifs finaux. Dans tous les cas, les temps de commutation en filière InP, liés aux phénomènes de recombinaison, sont de l'ordre de quelques nanosecondes et sont donc compatibles avec l'application visée. Aucune dégradation du bruit de phase n'a été observée dans un commutateur de type DOS [BLA 02]. Enfin, les commutateurs DOS sont réputés insensibles à la polarisation optique [VIN 93-95, NEL 94]. Nous avons rassemblé les principales performances: diaphotie, pertes et consommation, dans la figure donnée page suivante. Elle précise pour chaque couple diaphotie/consommation la référence de la publication, les pertes d'insertion quand elles sont connues, et l'ordre des matrices fabriquées. Nous y avons rassemblé tous les dispositifs de commutation sur InP par injection de porteurs, en précisant le type de commutateur (TIR, EODC, DOS ...), ainsi que le meilleur candidat sur GaAs [ITO 89] et Silicium [LI 03], les dispositifs fabriqués sur ces matériaux souffrant d'une consommation plus élevée.

Ce graphique appelle les remarques suivantes:

- Un grand nombre de résultats datent d'il y a plus de dix ans; conformément à l'historique de la commutation optique par effet électro-optique décrite précédemment.

- Les meilleures diaphoties sont inférieures à 30dB avec des pertes excessives de 20dB [CHO 93] pour une consommation de 50mA.
- Les pertes les plus faibles sont de 10dB avec une diaphotie de 18dB [REN 95-96] pour une consommation de 30mA.

Dans tous les cas ces performances sont incompatibles avec l'application envisagée. Par exemple, il conviendrait d'obtenir une diaphotie supérieure à 35dB, pour des pertes d'insertion inférieures à 6dB et une consommation de l'ordre de 50mA avec le même composant. Le travail que nous présentons maintenant porte donc sur les commutateurs DOS sur InP, et cherche à obtenir une diaphotie la plus élevée possible sans négliger la consommation et les pertes. Nous nous sommes appuyés sur une modélisation très fine de la propagation optique dans ces structures, Nous avons ensuite fabriqué des composants puis nous les avons caractérisés. Notre démarche s'appuie sur une interaction constante entre l'expérience et la modélisation.



### Etat de l'art des commutateurs électro-optiques par injection de porteurs sur InP.

Pour chaque point, on indique la référence de la publication, les pertes d'insertion quand elles sont connues, et l'ordre des matrices fabriquées. Le rectangle vert correspond aux performances à atteindre pour être compatible avec la synthèse de retard.

Dans le premier chapitre, nous rappelons quelques éléments relatifs aux matériaux de la filière InP, aux effets électro-optiques mis en œuvre par injection de porteurs, aux guides utilisés, aux principaux types de commutateur possibles et aux outils de modélisation que nous avons adaptés pour cette étude.



Le second chapitre concerne la conception du commutateur. Nous commençons par la conception du guide. Puis c'est l'analyse fine d'un croisement par BPM2D qui nous a amenés à envisager une nouvelle structure de commutateur avec notamment des électrodes spécifiques. Cette structure est ensuite optimisée progressivement par BPM à deux dimensions, pour définir une première géométrie très performante. Une analyse encore plus fine par BPM3D de la propagation optique dans ce type de structure nous conduit enfin à reconsidérer la topologie de la structure guidante et des électrodes, pour aboutir à un composant de forte diaphotie et surtout, peu sensible aux différents paramètres de fabrication.

Le troisième chapitre détaille la fabrication des premiers dispositifs sur épitaxie à base de quaternaire  $\lambda_g=1.18\mu\text{m}$  sur InP. Les différentes étapes du processus technologique y sont décrites. Le masquage électronique a été choisi par souci de souplesse et compte tenu du rapport d'aspect des électrodes. Les composants fabriqués sont des guides droits métallisés ou non, des interféromètres de Mach-Zehnder, et des commutateurs DOS.

Le quatrième chapitre traite de la caractérisation de ces dispositifs aux longueurs d'onde  $1.30\mu\text{m}$  et  $1.55\mu\text{m}$ . Nous déterminons la caractéristique de commutation. Nous évaluons les pertes de propagation et de couplage dans les guides métallisés ou non, et les pertes dues à l'injection de porteurs. Des mesures interférométriques statiques et dynamiques sont menées aux longueurs d'onde  $1.30\mu\text{m}$  et  $1.55\mu\text{m}$  et permettent de mesurer en détails l'effet de porteurs libres. Nous terminons par une comparaison entre diaphoties mesurée et calculée.

Le cinquième chapitre commence par un travail de rétrosimulation pour expliquer le comportement anormal des premières structures. Nous présentons ensuite les modifications apportées à la technologie pour se rapprocher de la structure théorique, puis la modélisation des nouveaux dispositifs à base de quaternaire  $\lambda_g=1.30\mu\text{m}$  et les résultats expérimentaux obtenus à la longueur d'onde  $1.55\mu\text{m}$ , en les comparant avec ceux des premiers dispositifs.

Le sixième chapitre conclut notre travail en mettant en évidence notre apport en terme de diaphotie et de topologie originale d'électrodes. Nous donnons quelques perspectives en proposant une structure guidante (matériau, dimensionnement ...) optimisée pour aboutir à une matrice de commutation performante, et une structure de commutation plus exploratoire à base de guide à fort confinement latéral.



# CHAPITRE 1

## Généralités



## Introduction

Nous donnons dans ce chapitre les bases qui devraient permettre de construire un commutateur électro-optique par injection de porteurs en optique intégrée sur InP. Nous commençons par présenter les matériaux de la filière InP, leurs principales propriétés, l'effet d'injection des porteurs sur ces propriétés aux longueurs d'onde  $1.55\mu\text{m}$  et  $1.30\mu\text{m}$ . Puis nous décrivons le type de guide optique utilisé et les principales structures de commutateurs rencontrées dans la littérature. Nous terminons ce chapitre par une présentation approfondie des outils de modélisations qui sont à la base de la conception et optimisation de nos dispositifs.

### 1.1. Matériaux pour la commutation optique sur InP.

#### 1.1.1. Présentation.

La figure 1.1 donne le diagramme bien connu paramètre de maille/énergie de bande interdite des matériaux III-V. Leur croissance est effectuée, par épitaxie, sur substrat InP monocristallin. Les trois substrats disponibles industriellement sont notés sur le graphique de la figure 1.1 par trois flèches; il s'agit du GaAs, de l'InP et du GaSb. Ce substrat définit le paramètre de maille des différentes couches épitaxiales. On parle ainsi de filière InP. La figure 1.1 indique tous les matériaux en accord de maille sur InP à base d'Arsenic, Phosphore, Antimoine, Gallium et Aluminium par une horizontale depuis la flèche InP. Nous ne retenons ici dans nos travaux, que les quaternaires de la filière InP phosphorés, c'est à dire les quaternaires GaInAsP qui se situent entre InP et GaInAs. Par un choix judicieux de la composition de GaInAsP il est possible, tout en conservant l'accord de maille avec l'InP, de faire varier l'énergie de bande interdite depuis celle de l'InP ( $1.35\text{eV}$ ), jusqu'à celle de  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$  ( $0.75\text{eV}$ ). A l'IEMN, la croissance épitaxiale de ces matériaux est obtenue par épitaxie par jets moléculaires (MBE pour Molecular Beam Epitaxy).

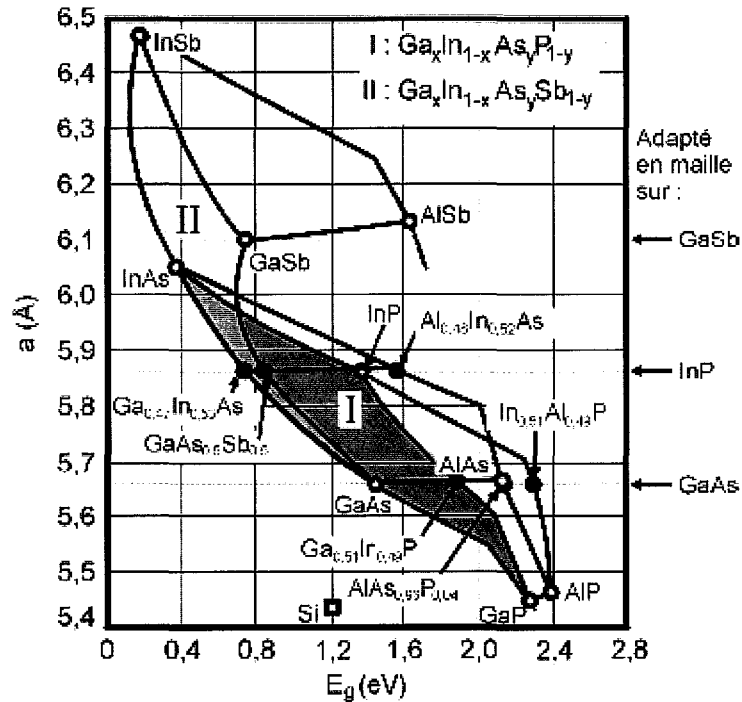


Figure 1.1. Diagramme constante de réseaux / énergie de bande interdite pour différents matériaux III-V

### 1.1.2. Propriétés des matériaux de la filière InP.

Le tableau 1.1 regroupe quelques données numériques sur les propriétés des semiconducteurs non dopés : InP, GaInAs et GaInAsP [PEA 80-82, FIE 87, ADA 91, MAD 82-91, DEM 01].

Matériaux	Modèles	InP	Ga <sub>x</sub> In <sub>1-x</sub> As <sub>y</sub> P <sub>1-y</sub>					Ga <sub>0,47</sub> In <sub>0,53</sub> As
Structure de bande a (Å)		Directe						
		5.8694						
y		0	0.245	0.33	0.48	0.615	0.735	1
E <sub>g</sub> (eV)	1.35-0.72y+0.12y <sup>2</sup>	1.35	1.18	1.13	1.03	0.95	0.89	0.75
λ <sub>g</sub> (μm)	1.24/E <sub>g</sub>	0.92	1.05	1.10	1.20	1.30	1.40	1.65
ε <sub>r</sub>	12.35+1.62y-0.55 y <sup>2</sup>	12.35	12.71	12.82	13.00	13.14	13.24	13.42
μ <sub>n</sub> (cm <sup>2</sup> v <sup>-1</sup> s <sup>-1</sup> )		4100	3800	3800	4500	6300	6800	10500
μ <sub>p</sub> (cm <sup>2</sup> v <sup>-1</sup> s <sup>-1</sup> )		150	80	80	80	80	100	300
m <sub>n</sub> <sup>*</sup> /m <sub>0</sub>	0.07-0.0308y <sup>2</sup>	0.070	0.062	0.060	0.055	0.051	0.047	0.039
m <sub>p</sub> <sup>*</sup> /m <sub>0</sub>	0.12-0.078y+0.0012 y <sup>2</sup>	0.120	0.101	0.094	0.083	0.073	0.064	0.044
m <sub>ph</sub> <sup>*</sup> /m <sub>0</sub>	0.6-0.218y+0.07 y <sup>2</sup>	0.600	0.551	0.536	0.511	0.492	0.478	0.452
m <sub>pl</sub> <sup>*</sup> /m <sub>0</sub>	((m <sub>pl</sub> <sup>*</sup> ) <sup>3/2</sup> +(m <sub>ph</sub> <sup>*</sup> ) <sup>3/2</sup> ) <sup>2/3</sup>	0.635	0.579	0.562	0.534	0.511	0.493	0.461

Tableau 1.1. Quelques données sur InP, GaInAs et GaInAsP non intentionnellement dopés.

Dans ce tableau, a représente la maille du réseau cristallin, y est relié à la composition en phosphore, E<sub>g</sub> est l'énergie de bande interdite, λ<sub>g</sub> la longueur d'onde de coupure de correspondante, ε<sub>r</sub> la permittivité relative, μ<sub>n</sub> et μ<sub>p</sub> les mobilités des électrons et des trous, m<sub>0</sub> la masse effective de l'électron, m<sub>p</sub><sup>\*</sup> la masse effective des trous, m<sub>ph</sub><sup>\*</sup> la masse effective des trous lourds, m<sub>pl</sub><sup>\*</sup> la masse effective des trous légers.

Dans les deux paragraphes suivants, nous insistons sur l'indice et l'absorption optique, ainsi que sur l'effet des porteurs sur ces paramètres.

### 1.1.2.1. Indice et absorption optique.

Les phénomènes de propagation d'une onde plane sont classiquement décrits en utilisant l'indice de réfraction complexe:

$$n^* = n - i\kappa \quad (1.1)$$

où  $n$  est l'indice de réfraction du matériau et  $\kappa$  le coefficient d'extinction.  $\kappa$  est lié au coefficient d'absorption  $\alpha$  par la relation suivante:

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda} \kappa \quad (1.2)$$

De même, l'indice complexe est relié à la permittivité relative complexe :

$$\varepsilon^* = \varepsilon' - j\varepsilon'' \quad (1.3)$$

par :

$$n^{*2} = \varepsilon^* \quad (1.4)$$

ce qui donne

$$n^2 - \kappa^2 = \varepsilon' \quad (1.5)$$

$$2n\kappa = \varepsilon'' \quad (1.6)$$

Indice et absorption sont reliés par les relations de Kramers-Kronig que nous verrons plus tard.

Dans la zone de transparence du matériau, c'est à dire pour des longueurs d'onde telles que l'énergie du photon est plus petite que l'énergie de bande interdite  $E_g$  du semiconducteur, le coefficient d'absorption est faible et l'on peut négliger  $\kappa$ , ce qui implique :

$$n = \sqrt{\varepsilon'} \quad (1.7)$$

Bien sûr l'indice  $n$  des quaternaires GaInAsP dépend de leur composition. Trois modèles analytiques (Single oscillator model, Modified single oscillator model, et Dielectric function calculation), ainsi que des mesures expérimentales (Broberg [BRO 84] et Adachi [ADA 92]) sont traditionnellement utilisés pour déterminer sa valeur en fonction de la composition du quaternaire et de la longueur d'onde de travail. Nous avons rassemblé dans le tableau 1.2 les indices de réfraction de quelques matériaux III-V en accord de maille sur InP pour les longueurs d'onde 1.30 $\mu$ m et 1.55 $\mu$ m. Il apparaît que les matériaux quaternaires GaInAsP ont un indice optique supérieur à celui de l'InP. Les valeurs d'indice de réfraction de l'InP et du GaInAs sont données dans le tableau 1.2 [PEA 80-82, FIE 87, ADA 91-92, MAD 82-91, BRO 84]. La partie imaginaire de l'indice de réfraction  $\kappa$ , appelée coefficient d'extinction est, quant à elle, non nulle pour le GaInAs, ce dernier étant absorbant à  $\lambda=1.55\mu$ m. Ce coefficient est calculé à partir de la valeur expérimentale du coefficient d'absorption  $\alpha$  [HUM 85].

L'absorption de la lumière dans les semiconducteurs résulte de l'interaction entre les photons et les électrons. Schématiquement, ces électrons sont dans deux états :

- Les électrons de la bande de valence.
- Les électrons libres.

Les premiers vont conduire à une transition fondamentale, directe de la bande de valence à la bande de conduction, dite bande à bande. Pour des énergies de photons supérieures à l'énergie de bande interdite, il y a création de paire électrons-trous conduisant à des absorptions voisines de  $10^4 \text{ cm}^{-1}$ . Pour des énergies de photons inférieures, le matériau est transparent, et les niveaux d'absorption sont de l'ordre de  $10 \text{ cm}^{-1}$ .

Matériaux	$E_g$ (eV)	$\lambda=1.55\mu\text{m}$	$\lambda=1.30\mu\text{m}$
InP	1.34	3.1647	3.2026
InGaAsP $_{\lambda=1.1\mu\text{m}}$	1.12	3.282	-
InGaAsP $_{\lambda=1.15\mu\text{m}}$	1.08	3.315	3.382
InGaAsP $_{\lambda=1.2\mu\text{m}}$	1.03	3.33	-
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 <sub>0.47</sub> In <sub>0.53</sub> As	0.75	3.57-j.0.081	3.57-j.0.114

Tableau 1.2. Indices de réfraction des matériaux en accord de maille sur InP pour  $\lambda=1.55$  et  $1.30\mu\text{m}$

Dans la région de transparence, les électrons de la bande de conduction et les trous de la bande de valence peuvent effectuer des transitions directes ou indirectes, ces dernières nécessitant une interaction avec le cristal pour respecter la loi de conservation du vecteur d'onde. Ces mécanismes sont à l'origine de l'absorption sous le gap du semiconducteur. Nous les examinerons plus précisément dans le paragraphe suivant.

#### 1.1.2.2. Effets des porteurs sur l'absorption et l'indice optique [MAN 83, BEN 90].

Les relations de Kramers- Kronig relient la partie réelle de l'indice  $n$  au coefficient d'extinction  $\mathcal{K}$ . En toute rigueur, la connaissance de l'un sur tout le spectre en fréquence (ou longueur d'onde), donne l'autre. En pratique, les relations de Kramers- Kronig sont plutôt utilisées pour le calcul des différences d'indice entre deux longueurs d'onde, ou sous forme variationnelle. Par exemple, pour ce qui nous concerne, elle permet

de déterminer la variation d'indice  $\Delta n$  à une longueur d'onde donnée  $\lambda_0 = \frac{hc}{\nu_0}$  à partir d'une variation

d'absorption  $\Delta\alpha$  dans une région quelconque du spectre sous la forme :



$$\Delta n(h\nu_0) = \frac{hc}{2\pi^2} P \int_0^\infty \frac{\Delta\alpha(h\nu)}{(h\nu)^2 - (h\nu_0)^2} d(h\nu) \quad (1.8)$$

où  $c$  désigne la vitesse de la lumière,  $h$  la constante de planck, et  $P$  la partie principale de l'intégrale définie

par :

$$P \int_0^\infty = \lim_{a \rightarrow 0} \left( \int_0^{h\nu_0 - a} + \int_{h\nu_0 + a}^\infty \right) \quad (1.9)$$

Nous avons représenté figure 1.2 la variation d'indice résultant d'une absorption  $\Delta\alpha$  de forme gaussienne centrée sur  $\lambda_0$ . Il en résulte une variation d'indice  $\Delta n$  négative pour  $\lambda < \lambda_0$  et positive pour  $\lambda > \lambda_0$ . Ainsi, les effets plasma, présentés plus bas, conduisent à une diminution de l'indice de réfraction dans le domaine de transparence du semiconducteur.

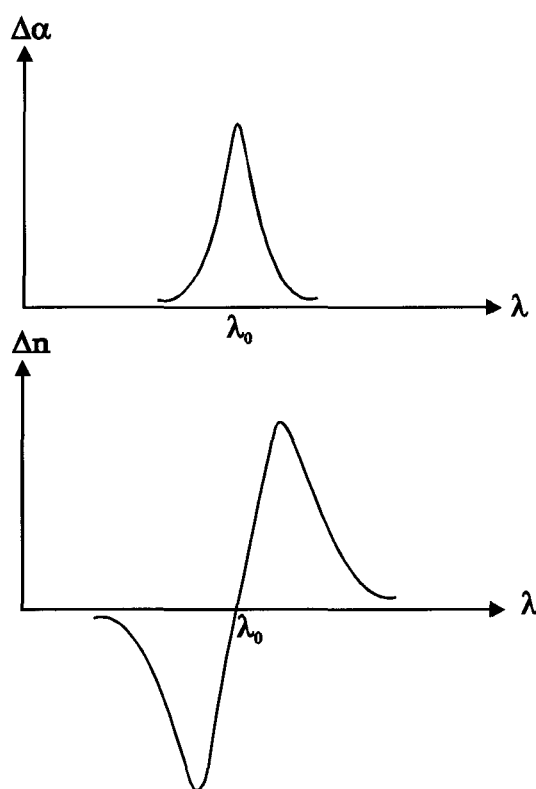


Figure 1.2. Variation de l'indice  $\Delta n$  associée à la variation d'absorption  $\Delta\alpha$  en fonction de la longueur d'onde  $\lambda$ .

Les porteurs libres donnent lieu à différents types de transitions que nous classons en trois catégories:

- les transitions directes ou indirectes entre extrema des sous-bandes de conduction ou de valence, que nous désignons transitions inter et intra-bandes,
- les transitions indirectes entre états d'une bande, ou effet plasma,
- l'influence des porteurs libres et impuretés ionisées sur les transitions fondamentales, par trois effets: formation de queues de bande, rétrécissement de gap et remplissage de bande.

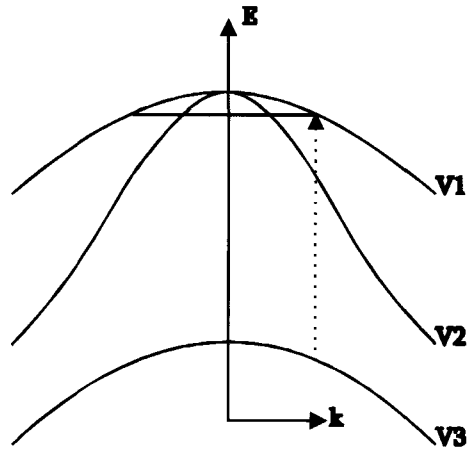


Figure 1.3. Transitions, entre sous bandes de valence.

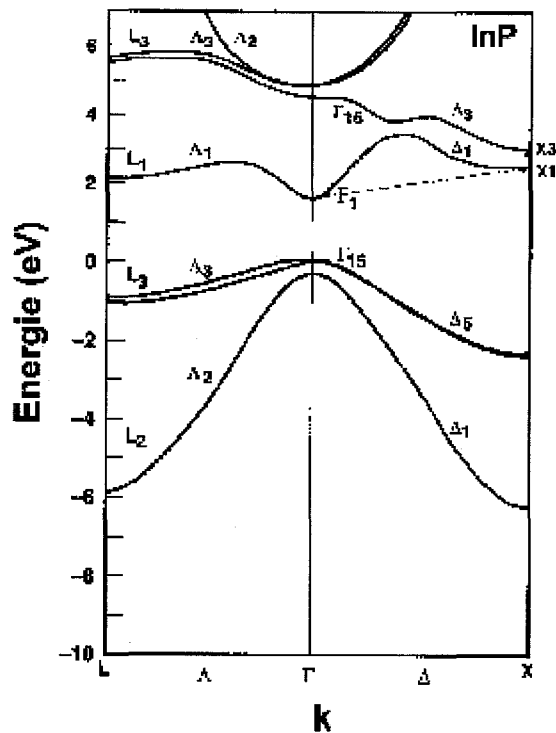


Figure 1.4. Transitions dans un semiconducteur, entre deux bandes de conduction et deux minima de la même bande de conduction.

1.1.2.2.1. Transitions inter et intra-bandes [JON 95].

On distingue

- Les transitions entre les sous bandes de valence (IVBA pour Inter Valence Band Absorption) qui relie un électron de la bande séparée par l'énergie d'interaction spin orbitale V3 (fig.1.3) à un état inoccupé des trous lourds V1. Dans les quaternaires GaInAsP aux longueurs d'onde 1.30 $\mu$ m et 1.55 $\mu$ m, ces transitions contribuent fortement à la variation d'absorption, mais peu à la variation d'indice.

- Les transitions directes entre deux bandes de conduction, aux points  $X_1$  et  $X_3$  (fig.1.4) du diagramme de bandes de l'InP. Dans les quaternaires GaInAsP aux longueurs d'onde 1.30 $\mu$ m et 1.55 $\mu$ m, leur contribution est négligeable sur les variations d'indice, elle est très faible sur l'absorption.
- Les transitions indirectes entre minima de la bande de conduction situés à des valeurs de  $\vec{k}$  différentes de la bande de conduction, entre les points  $\Gamma_1$  et  $X_1$  du diagramme de bande (fig.1.4). Ces transitions contribuent également à l'absorption dans le domaine de transparence au voisinage du gap.

#### 1.1.2.2.2. Transitions indirectes entre les états d'une bande ou effet plasma [HUN 85, FIE 87, DEM 01].

Il correspond à la transition indirecte de porteurs libres, électrons ou trous, dans leur bandes respectives vers des niveaux d'énergie plus haut, avec changement du vecteur d'onde  $\vec{k}$  des porteurs. La théorie classique de Drüde-Lorentz décrit l'effet plasma comme une oscillation collective de porteurs libres. On en déduit :

$$\Delta\alpha_{plasma} = \frac{e^2}{n_0\epsilon_0} \frac{\lambda^2}{4\pi^2 c^2} \left( \frac{\Delta N_n \cdot \omega_n}{m_n^*} + \frac{\Delta N_p \cdot \omega_p}{m_p^*} \right) \quad (1.10)$$

$$\Delta n_{plasma} = -\frac{e^2}{2n_0\epsilon_0} \frac{\lambda^2}{4\pi^2 c^2} \left( \frac{\Delta N_n}{m_n^*} + \frac{\Delta N_p}{m_p^*} \right) \quad (1.11)$$

avec  $e$  la charge élémentaire,  $n_0$  l'indice de réfraction sans injection de porteurs,  $\lambda$  la longueur d'onde,  $\Delta N_n$  et  $\Delta N_p$  les variations de concentrations des électrons et trous,  $m_n^*$  et  $m_p^*$  la masse effective des électrons et des trous,  $\omega_n$  et  $\omega_p$  les fréquences plasma associées aux électrons et aux trous données par :

$$\omega_n = \frac{e}{\mu_n m_n^*} \quad \text{et} \quad \omega_p = \frac{e}{\mu_p m_p^*} \quad (1.12) \text{ et } (1.13)$$

où  $\mu_n$  et  $\mu_p$  sont les mobilités des électrons et trous. Etant donnés les écarts entre  $\mu_n$  et  $\mu_p$ ,  $m_n^*$  et  $m_p^*$  l'absorption plasma est environ 10 fois plus faible pour les électrons que pour les trous. Dans ce modèle, les électrons et trous sont libres. Si l'on tient compte des interactions avec les phonons optiques, acoustiques et avec les impuretés, l'absorption plasma varie en  $\lambda^p$ ,  $p$  étant compris entre 1.5 à 3.5. Expérimentalement, dans l'InP,  $p=3$  [DUM 70].

#### 1.1.2.2.3. Influence des porteurs libres et des impuretés sur les transitions fondamentales [THE 02, DEM 01].

On distingue trois effets :

- Les transitions entre les queues de bande. Le bord d'absorption en dessous du gap est attribué à l'interaction entre les porteurs libres et les impuretés ionisées. Celles-ci produisent une force d'attraction ou de répulsion coulombienne sur les électrons et les trous; il en résulte une modification de la distribution locale des états énergétiques, dont l'intégration sur tout le volume conduit à une distribution d'états avec "des queues de bandes", ce qui conduit à une forme exponentielle de l'absorption en dessous du gap. En

pratique, cette absorption n'intervient que pour des énergies proche du gap, et son effet sur les variations d'indice est négligeable par rapport au rétrécissement de gap et au remplissage de bande.

- Le rétrécissement de gap. Lorsque la concentration en porteurs libres est importante, apparaissent des effets de répulsions dues aux forces d'interactions coulombiennes et au principe de Pauli. Il en résulte une diminution du bord de bande de conduction et une augmentation de l'énergie du bord de la bande de valence, donc un rétrécissement du gap. Ceci se traduit par une modification du coefficient d'absorption dans la région d'absorption du semiconducteur. Au travers des relations de Kramers-Kroning, cet effet aura des répercussions non négligeables sur les variations d'indice dans le domaine de transparence du semiconducteur lorsque l'énergie des photons s'approche de l'énergie de bande interdite.

- Le remplissage de bande ou effet Burstein-Moss. Etant donnée la faible densité d'états de la bande conduction des semiconducteurs, un nombre relativement petit d'électrons est suffisant pour remplir la bande de conduction jusqu'à une hauteur importante. Ces états de plus petite énergie étant occupés, il faut une énergie supérieure au gap pour effectuer une transition directe de la bande de valence vers la bande de conduction. Il en résulte une diminution de l'absorption pour les énergies de photons supérieures au gap, ce qui se traduit par une diminution d'indice dans le domaine de transparence du semiconducteur. Avec les trous, l'effet est similaire mais plus faible. Cette variation d'indice est proportionnelle à la variation  $\Delta N_e$  de la concentration en électrons, soit :

$$\Delta n = -B\Delta N_e \quad (1.14)$$

où le coefficient B, tenant compte des effets de remplissage et de rétrécissement de gap, est donné figure 1.5 en fonction de la composition en arsenic du GaInAsP, pour différentes concentrations d'électrons, à la longueur d'onde 1.55 $\mu\text{m}$ . On note que les effets sur l'indice sont d'autant plus forts que l'énergie des photons se rapproche de l'énergie de bande interdite du semiconducteur.

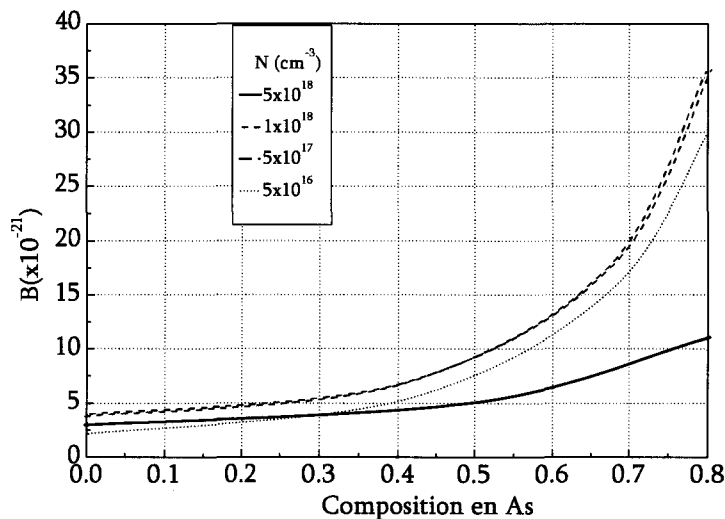


Figure 1.5. Coefficient B en fonction de la composition y en arsenic et du niveau de dopage de type n+ ( $5 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ ,  $5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ ,  $1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$  et  $5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ) dans le  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ .

## 1.1.2.2.4. Synthèse.

En pratique, les effets de porteurs vont introduire:

- sur le spectre d'absorption du semiconducteur, "des queues de bande" dans la zone de transparence, au voisinage de la longueur d'onde de coupure du semiconducteur,
- une diminution de l'indice de réfraction due aux effets plasma auxquels s'ajoutent les effets de rétrécissement de gap et de remplissage de bande,
- une augmentation de l'absorption liée aux effets plasma et aux transitions entre les sous-bandes de valence.

## 1.1.2.3. Phénomènes de recombinaisons [OLS 84].

Les commutateurs que nous étudions fonctionnent en modifiant localement l'indice optique du matériau par injection de porteurs. Dans ce but, il est nécessaire d'introduire dans la zone active une jonction semiconductrice (nous verrons plus loin qu'il s'agit d'une jonction PIN) polarisée en direct. On sait que dans ces conditions, des phénomènes de recombinaisons, généralement électrons-trous, ont lieu dans ces diodes. Ces mécanismes peuvent se résumer sous la forme de l'équation différentielle suivante :

$$\frac{d(\Delta N)}{dt} = \frac{I}{eV} - R \quad (1.15)$$

où  $\Delta N$  représente la densité de porteurs minoritaires injectés,  $I$  le courant dans la diode,  $V$  le volume actif,  $e$  la charge élémentaire et  $R$  la vitesse de recombinaison des porteurs.

En régime stationnaire, les densités de porteurs ne varient pas au cours du temps, et on obtient :

$$I = eVR \quad (1.16)$$

La vitesse de recombinaison  $R$  dépend de la densité  $\Delta N$  des porteurs minoritaires, que l'on exprime sous la forme du développement limité suivant :

$$R(\Delta N) = AN + BN^2 + CN^3 \quad (1.17)$$

et que l'on identifie à :

$$R(\Delta N) = \frac{\Delta N}{\tau(\Delta N)} \quad (1.18)$$

ce qui donne :

$$\tau(\Delta N) = \frac{1}{A + B(\Delta N) + C(\Delta N)^2} \quad (1.19)$$

où  $\tau(\Delta N)$  représente la durée de vie des porteurs minoritaires dans la jonction. Sachant que les semiconducteurs utilisés pour la réalisation des commutateurs sont à gap direct, un grand nombre de ces recombinaisons sont radiatives. Néanmoins, il peut co-exister une fraction non négligeable de recombinaisons non radiatives, par exemple de surface (gravure des guides,...). De même, on sait que les

matériaux à petit gap souffrent d'un effet Auger important à forte concentration de porteurs. Ce sont ces trois types de mécanismes qui s'expriment au travers de A, B et C. En effet,

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

Il est clair, d'après la relation 
$$I = \frac{eV\Delta N}{\tau(\Delta N)} \quad (1.20)$$

que la détermination de la concentration  $\Delta N$  de porteurs à partir du courant  $I$  implique la connaissance de  $\tau(\Delta N)$  (et par conséquent de A, B et C).

## 1.2. Structures de commutation en optique intégrée.

### 1.2.1. Guides optiques.

Puisque l'indice optique des quaternaires GaAsInP est supérieur à celui à l'InP, la double hétérostructure InP/GaInAsP est particulièrement bien adaptée à l'obtention d'un guide plan dont le cœur est en GaInAsP et les couches de confinement optique en InP. En même temps, le quaternaire GaInAsP a un gap plus petit que l'InP, et donc cette double hétérostructure convient également pour le confinement électrique des porteurs dans le quaternaire à petit gap. On retrouve bien les propriétés de confinement électrique et optique bien connues dans les diodes lasers que nous mettons à profit pour la commutation. Cette double hétérostructure est donc à la base de tous les guides optiques envisagés à l'IEMN pour la commutation par injection de porteurs sur InP. Il convient cependant de confiner la lumière latéralement, ce qui est fait par gravure partielle de la couche supérieure d'InP, de façon à créer un ruban d'épaisseur plus importante sous lequel la lumière va se propager. La figure 1.6 présente le schéma de principe de ce guide en arête.

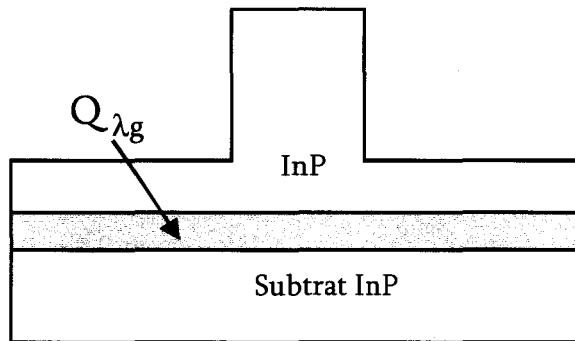


Figure 1.6. Schéma de principe du guide utilisé

Pour injecter des porteurs dans une telle structure de guide, nous introduisons comme pour les diodes lasers, une structure PIN munie d'électrodes qui sera polarisée en direct.

Les caractéristiques d'une structure guidante sont essentiellement représentées par les pertes. Les pertes intrinsèques sont principalement liées à l'absorption et la diffusion. L'absorption est liée à la composition des matériaux, à leur dopage, et à la densité de porteurs libres dans la zone intrinsèque. Quant à la diffusion, elle est liée à la qualité des interfaces de l'épitaxie, à la présence de défauts cristallins ou d'impuretés et surtout aux rugosités de surfaces à la suite de la gravure du guide. Il faut ajouter les pertes par radiation (substrat, courbures ...), les pertes de couplage entre le guide d'onde et les fibres d'entrée et de sortie et les pertes d'absorption dans le métal lorsque le guide est muni d'électrodes.

### 1.2.2. Les différents types de commutateurs électro-optiques.

Nous passons à la description des différents types de commutateurs électro-optiques qui ont été introduits. Il s'agit (à quelques variantes près):

- Des commutateurs à réflexion total ou TIR pour Total Internal Reflection.
- Des commutateurs à couplage de modes ou EODC pour Electro Optical Directional Coupler.
- Des commutateurs à transformation adiabatique de mode ou DOS pour Digital Optical Switch.

#### 1.2.2.1. Les commutateurs à réflexion interne totale (TIR) [CAY 98, MAG 98].

Ils sont fondés sur les phénomènes de réflexion. Ils sont constitués de deux guides sécants et d'une électrode positionnée à leur intersection. Celle-ci permet d'injecter des porteurs, et ainsi créer, électriquement, un miroir qui réfléchit l'onde optique se propageant dans l'un des deux guides. Dans l'état passif (fig.1.6), sans injection de courant, l'onde suit une trajectoire rectiligne sans être déviée de sa direction initiale. Avec injection de courant (fig.1.7), le miroir électronique réfléchit l'onde qui continue de se propager dans le deuxième guide à la sortie de l'intersection. Un tel principe suppose un angle faible d'intersection entre les guides, et une différence d'indice due à l'injection de porteurs élevée, ce qui implique

- un couplage possible entre les guides de sorties et donc une réduction de diaphotie à laquelle il semble difficile de remédier,
- une trop forte consommation (>100mA) pour les applications envisagées.

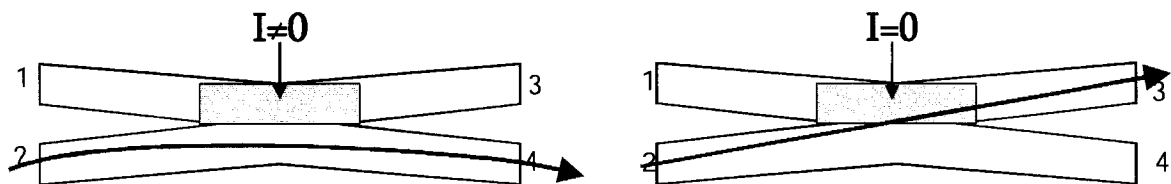


Figure 1.7. Fonctionnement passif et actif du commutateur TIR

#### 1.2.2.2. Les commutateurs à couplage de modes (EODC) [HER 02, MAG 98].

Ils sont constitués de deux guides optiques couplés par proximité. Par un choix judicieux de la longueur de couplage, l'onde optique se propageant dans l'un des guides est progressivement transférée dans l'autre

(fig.1.8), jusqu'à ce que la totalité de la puissance soit passée d'un guide à l'autre. La variation d'indice obtenue par effet électro-optique (effet Pockels ou injection de porteurs), modifie les conditions de couplage, et la lumière reste dans le guide initial (fig.1.8).

C'est sur variante originale de ce principe qu'avait été introduit, à l'IEMN, le commutateur baptisé "cascade". Il était fondé sur le principe du couplage de guides passifs, mais l'introduction d'un guide actif intermédiaire empêche le couplage lors de l'injection de porteurs. Ce principe permet de coupler plusieurs guides ensemble, et ainsi de réaliser la fonction de commutation 1 vers N en n'injectant du courant que dans une électrode. Il est donc extrêmement séduisant de point de vue de la consommation, mais sa sensibilité forte aux paramètres technologiques nous a contraints à abandonner cette voie.

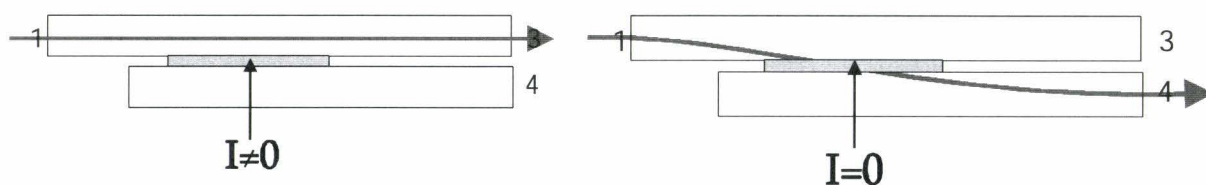


Figure 1.8. Fonctionnement passif et actif du commutateur cascade basé sur un coupleur directionnel

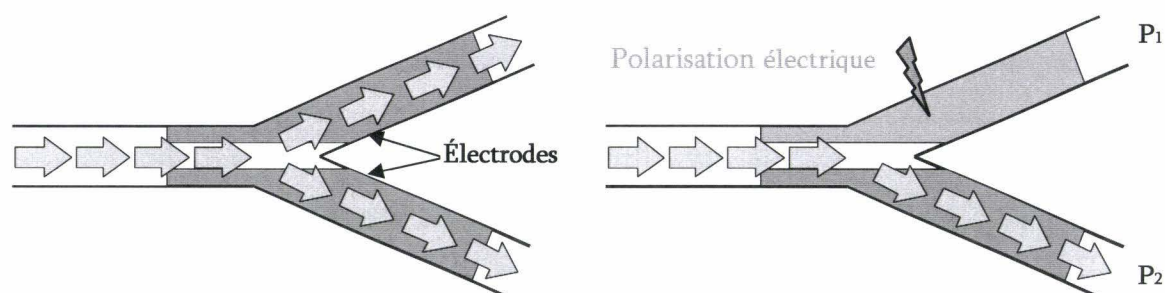


Figure 1.9. Fonctionnement passif et actif du commutateur DOS

### 1.2.2.3. Les commutateurs à transformation adiabatique de mode (DOS).

Ils utilisent la transition quasi-adiabatique entre un guide monomode et deux autres géométriquement symétriques dans une jonction Y. Chacun des bras de sortie de la jonction est muni d'une électrode permettant d'injecter des porteurs. En passif (fig.1.9), le faisceau optique d'entrée se répartit équitablement entre les deux sorties, et le commutateur joue le rôle de diviseur de puissance, ou coupleur 3dB. Lorsque l'on injecte un courant dans l'un des bras, la diminution de l'indice optique qui en résulte repousse la lumière vers l'autre, et l'effet de commutation peut ainsi avoir lieu (fig.1.9). La commutation totale de la lumière d'un bras vers l'autre impose donc d'alimenter en permanence le DOS, dans un bras ou dans l'autre. Ceci est évidemment un désavantage par rapport au commutateur cascade dont nous venons de parler. Cependant cette configuration symétrique, de type "balance de Roberval", le rend beaucoup moins sensible à la technologie. Dès lors que l'on vise une commutation totale (ou quasi-totale) d'un bras à l'autre, l'éventuel



déséquilibre initial peut être rattrapé lorsque l'une des branches est alimentée. C'est cette philosophie qui a conduit récemment l'EMN à reprendre des études qui avaient été initiées notamment par Alcatel à Marcoussis, puis abandonnées il y a plus de dix ans. Nous allons maintenant présenter les différents modèles que nous avons utilisés pour concevoir de tels commutateurs.

### 1.3. Description générale des modèles numériques.

Les modèles numériques utilisés au cours de cette thèse en vue de concevoir et optimiser les composants d'optique intégrée ont été développés dans l'équipe optoélectronique de l'EMN. Ils reposent sur des hypothèses qui sont reconsidérées à chaque fois qu'on étudie un composant nouveau. En pratique, ces modèles ont été écrits en Fortran 95 et tournent sur ordinateur de table. Pour chaque composant, ils sont modifiés, soit pour y inscrire la nouvelle structure de propagation, soit pour étudier l'influence d'un paramètre, ce qui suppose des boucles d'analyse numérique au cours desquelles ce paramètre varie. Ceci impose bien sûr de bien comprendre la structure globale du programme. Nous allons passer en revue les différentes méthodes utilisées pour résoudre les équations de propagation. Un accent sera d'abord mis sur la méthode des faisceaux propagés (ou BPM, Beam Propagation Method) qu'elle soit développée à deux (BPM2D) ou trois dimensions (BPM3D), et nous précisons comment nos composants ont été discrétisés, que ce soient les commutateurs ou les guides. Puis nous aborderons les analyses modales à une ou deux dimensions. Pour finir, nous parlerons des conditions aux limites aux bords de nos fenêtres de calcul, ce qui est particulièrement important lorsqu'on analyse la propagation de faisceaux lumineux de faible puissance, comme c'est le cas pour des composants de forte diaphotie.

#### 1.3.1. Equations vectorielles de propagation des ondes optiques.

Les modèles utilisés dans ce travail sont basés sur les équations de propagation, elles-mêmes issues des équations de Maxwell. Dans l'hypothèse d'un milieu continu, ces quatre équations bien connues sont données par :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(r, t) = -\frac{\partial \vec{B}(r, t)}{\partial t} \quad (1.21)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(r, t) = \frac{\partial \vec{D}(r, t)}{\partial t} + \vec{J}(r, t) \quad (1.22)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D}(r, t) = \rho(r, t) \quad (1.23)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B}(r, t) = 0 \quad (1.24)$$

où  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  représentent respectivement les champs électrique et magnétique,  $\vec{D}$  et  $\vec{B}$  les inductions électrique et magnétique,  $\vec{J}$  et  $\rho$  sont les densités de courant et de charge,  $r(x, y, z)$  est la position dans

l'espace et t le temps. La perméabilité magnétique  $\mu(r)$  et la permittivité  $\epsilon(r)$  du milieu relient champs et inductions par :

$$\vec{B}(r, t) = \mu(r)\vec{H}(r, t) \quad (1.25)$$

$$\vec{D}(r, t) = \epsilon(r)\vec{E}(r, t) \quad (1.26)$$

Dans notre étude, nous considérons des milieux diélectriques (non magnétiques  $\mu(r) = \mu_0$ , électriquement neutres  $\rho(r,t)=0$  et isolants  $\vec{J}(r,t) = 0$ ).

Afin de simplifier la résolution de ces équations, nous séparons la dépendance temporelle de la dépendance spatiale en décomposant les champs en harmoniques. Nous considérons alors une onde électromagnétique monochromatique de pulsation  $\omega$  qui se propage dans le milieu. La dépendance temporelle des champs est en  $e^{j\omega t}$  et les équations de Maxwell deviennent :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(r) = -j\omega \cdot \mu_0 \vec{H}(r) \quad (1.27)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(r) = j\omega \cdot \epsilon(r) \vec{E}(r) \quad (1.28)$$

$$\vec{\nabla} \cdot (\epsilon(r)\vec{E}(r)) = 0 \quad (1.29)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H}(r) = 0 \quad (1.30)$$

avec,

$$\epsilon(r) = \epsilon_0 \epsilon_r(r) \quad (1.31)$$

en utilisant la règle suivante:  $\vec{A} \times (\vec{B} \times \vec{C}) = \vec{B}(\vec{A} \cdot \vec{C}) - \vec{C}(\vec{A} \cdot \vec{B})$  (1.32)

l'opération  $\vec{\nabla} \times$  appliquée à l'équation (1.7) donne :

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}(r)) = -j\omega \cdot \mu_0 \vec{\nabla} \times \vec{H}(r)$$

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}(r)) = (\vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla})\vec{E}(r) - \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E})$$

Des équations (1.8) et (1.9), on tire

$$\vec{\nabla} \cdot (\epsilon(r)\vec{E}(r)) = (\vec{\nabla}\epsilon) \cdot \vec{E}(r) + \epsilon(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(r)) = 0$$

$$(\vec{\nabla}\epsilon) \cdot \vec{E}(r) = -\epsilon(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(r))$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(r) = j\omega \cdot \epsilon(r)\vec{E}(r)$$

d'où l'équation classique de propagation du champ électrique :

$$\Delta \vec{E}(r) + \vec{\nabla} \left( \frac{\vec{\nabla} \epsilon_r(r)}{\epsilon_r(r)} \cdot \vec{E}(r) \right) + k_0^2 \epsilon_r(r) \vec{E}(r) = 0 \quad (1.33a)$$

avec  $\Delta = \vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla}$

Et de la même façon, nous obtenons l'équation d'onde du champ magnétique.

$$\Delta \vec{H}(\mathbf{r}) + \frac{\vec{\nabla} \epsilon_r(\mathbf{r})}{\epsilon_r(\mathbf{r})} \times (\vec{\nabla} \times \vec{H}(\mathbf{r})) + k_0^2 \epsilon_r(\mathbf{r}) \vec{H}(\mathbf{r}) = 0 \quad (1.33b)$$

Ces deux équations décrivent la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu diélectrique.  $k_0$  est le vecteur d'onde dans le vide et est relié à la longueur d'onde par :

$$k_0 = \sqrt{\omega^2 \epsilon_0 \mu_0} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad (1.33c)$$

Nous allons d'abord nous placer dans l'hypothèse où la variation d'indice de réfraction est faible selon la direction de propagation  $z$ , ce qui permet de négliger certains termes :

$$\nabla_z \epsilon_r(\mathbf{r}) \approx 0; \nabla_z \epsilon_r(\mathbf{r}) \cdot \vec{E}(\mathbf{r}) \approx 0 \quad (1.34a)$$

$$\nabla_z \epsilon_r(\mathbf{r}) \approx 0; \nabla_z \epsilon_r(\mathbf{r}) \cdot \nabla_z \vec{H}(\mathbf{r}) \approx 0 \quad (1.34b)$$

et les équations vectorielles (1.14a) et (1.14b) deviennent pour les champs transversaux :

$$\Delta E_t(\mathbf{r}) + \nabla_t \left( \frac{\nabla_t \epsilon_r(\mathbf{r})}{\epsilon_r(\mathbf{r})} \cdot E_t(\mathbf{r}) \right) + k_0^2 \epsilon_r(\mathbf{r}) E_t(\mathbf{r}) = 0 \quad (1.35a)$$

$$\Delta H_t(\mathbf{r}) - \frac{\nabla_t \epsilon_r(\mathbf{r})}{\epsilon_r(\mathbf{r})} [\nabla_t H_t(\mathbf{r}) - \nabla_t H_t(\mathbf{r})] + k_0^2 \epsilon_r(\mathbf{r}) H_t(\mathbf{r}) = 0, \quad t' \perp t \quad (1.35b)$$

Ces équations vectorielles fondamentales sont utilisées dans tous les modèles de propagation, que ce soient les analyses modales ou les BPM (Beam Propagation Method).

### 1.3.2. Principe de la méthode des faisceaux propagés ( Beam Propagation Method : BPM ).

Il s'agit d'une méthode qui, à partir d'un champ électromagnétique incident permet de calculer le champ à l'intérieur d'une structure, aussi complexe soit-elle. Ce calcul est effectué en divisant la structure en 'tranches' espacées de  $\Delta z$  et en résolvant les équations de propagation dans chaque tranche  $j+1$  à partir du champ connu en  $j$ . Les équations de propagation peuvent être résolues soit par utilisation de la transformée de Fourier rapide (on parle alors de BPM-FFT), soit par la méthode des éléments finis ou des différences finies. C'est cette dernière méthode qui est utilisée dans tous nos modèles.

Mais on ne peut discrétiser directement les équations vectorielles de propagation, des approximations simplificatrices sont nécessaires. Les approximations les plus courantes sont l'approximation scalaire et l'approximation paraxiale. L'approximation scalaire consiste à supposer qu'il n'y a pas de couplage entre les différentes composantes du champ. On supposera donc que si un faisceau polarisé entre dans un guide optique, il restera polarisé dans la même direction tout au long de la propagation. Ceci est valable pour toutes les structures d'optique intégrée qui ne changent pas de direction trop vite, ce qui est le cas de tous les composants envisagés dans ce travail. L'approximation paraxiale considère que l'on peut négliger la dérivée seconde du champ par rapport à  $z$ , devant sa dérivée première. Ceci impose que le champ électromagnétique varie lentement selon  $z$ , et que la propagation se fasse avec un angle faible par rapport à la direction initiale.

En pratique, il faut que la direction du faisceau lumineux fasse un angle inférieur à 30° par rapport à l'axe principal Oz. On verra que nos commutateurs vérifient largement cela. L'approximation paraxiale est applicable à une large gamme de structures d'optique intégrée.

A partir des équations d'onde vectorielles décrites précédemment (1.35a) et (1.35b), nous allons déduire les équations de base de la BPM. Nous négligeons le couplage entre les différentes composantes du champ électrique, l'équation de propagation a donc la forme suivante:

$$\bar{\Delta}_{x,y,z} E(x, y, z) + k_0^2 \cdot n^2(x, y, z) \cdot E(x, y, z) = 0 \quad (1.36)$$

En admettant une solution du type,

$$E_i(x, y, z) = \Psi(x, y, z) \cdot e^{-j\beta z}, \quad i = x, y \quad (1.37)$$

où  $\Psi(x, y, z)$  est l'amplitude complexe de l'onde optique, et en faisant l'approximation paraxiale qui consiste à négliger la seconde dérivée de  $\Psi(x, y, z)$  par rapport à z,

$$\left| \frac{\partial^2 \Psi(x, y, z)}{\partial z^2} \right| \ll \left| 2i\beta \cdot \frac{\partial \Psi(x, y, z)}{\partial z} \right| \quad (1.38)$$

l'équation du champ prend la forme suivante,

$$\bar{\Delta}_{x,y} \Psi(x, y, z) - 2i\beta \cdot \frac{\partial \Psi(x, y, z)}{\partial z} + (k_0^2 \cdot n^2(x, y, z) - \beta^2) \Psi(x, y, z) = 0 \quad (1.39)$$

où  $\beta$  est la constante de propagation. Cette équation bien connue est appelée équation de Fresnel.

Le premier modèle que nous utiliserons pour évaluer les performances de nos composants est la BPM2D basée sur la méthode des indices effectifs.

### 1.3.3. BPM à deux dimensions.

La BPM2D traite le cas d'une structure tridimensionnelle (x, y, z) (fig.1.10a) en la ramenant à une structure bidimensionnelle d'indices effectifs (x, z) (fig.4b). La méthode des différences finies permet de discrétiser les dérivées d'une fonction. A partir d'un développement de Taylor, les premières dérivées de la fonction f(x) peuvent s'écrire :

$$\frac{df(x)}{dx} = \frac{f(x - \Delta x) - f(x + \Delta x)}{2\Delta x} + O(\Delta x^2) \quad (1.40a)$$

$$\frac{d^2 f(x)}{dx^2} = \frac{f(x - \Delta x) + f(x + \Delta x) - 2f(x)}{\Delta x^2} + O(\Delta x^2) \quad (1.40b)$$

Nous considérons une structure bidimensionnelle (x, z) avec z comme direction de propagation (fig.1.10b). La largeur de la fenêtre est  $W_x$ , discrétisée en L points et la longueur de la structure  $W_z$  est discrétisée en N tranches distantes l'une de l'autre de  $\Delta z$ .

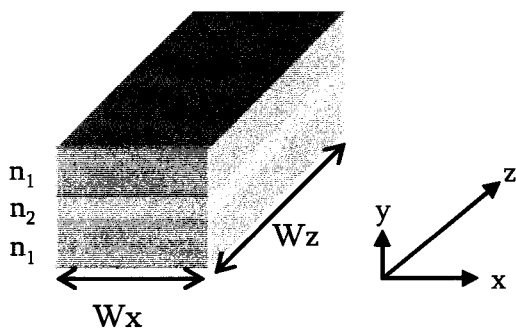


Figure 1.10a. Structure tridimensionnelle d'indice  $n_1/n_2/n_1$  avec  $n_2 > n_1$

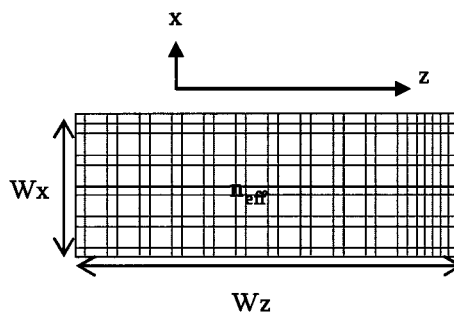


Figure 1.10b. Structure d'indice  $n_{eff}$ .  $W_x$  est discrétisée en  $L$  points et  $W_z$  est discrétisée en  $N$  tranches distantes l'une de l'autre de  $\Delta z$ .

Partant des équations (1.39), (1.40a et 1.40b), on peut écrire en détail les équations d'onde des modes TE et TM [JIN 97, HUA 96] de la façon suivante :

$$j \frac{\partial E(x_l, z_n)}{\partial z} = \frac{1}{2n_0 k_0} \left\{ \frac{E(x_{l+1}, z_n) + E(x_{l-1}, z_n)}{\Delta x^2} - \left[ \frac{2}{\Delta x^2} - (k_0^2 \cdot n^2(x_l, z_n) - \beta^2) \right] E(x_l, z_n) \right\}$$

$l = 1, \dots, L; n = 1, \dots, N$  mode-quasi TE (1.41a)

$$j \cdot \frac{\partial E(x_l, z_n)}{\partial z} = \frac{1}{2n_0 k_0} \left\{ \frac{T_{l+1} E(x_{l+1}, z_n) + T_{l-1} E(x_{l-1}, z_n)}{\Delta x^2} - \left[ \frac{2 - R_{l+1} - R_{l-1}}{\Delta x^2} - (k_0^2 \cdot n^2(x_l, z_n) - \beta^2) \right] E(x_l, z_n) \right\}$$

$l = 1, \dots, L, n = 1, \dots, N$  mode-quasi TM (1.41b)

où

$$T_{l \pm 1} = \frac{2n^2(x_{l \pm 1}, z_n)}{n^2(x_{l \pm 1}, z_n) + n^2(x_l, z_n)} \tag{1.42a}$$

et  $R_{l \pm 1} = T_{l \pm 1} - 1$  (1.42b)

R et T sont respectivement les coefficients de réflexion et de transmission à l'interface interne du guide. Par intégration de l'équation 1.41a ou 1.41b, on exprime le champ en  $z + \Delta z$  en fonction du champ en  $z$ . On se ramène à un système d'équations linéaires qu'on peut résoudre par la méthode du double balayage de Choleski.

La méthode des faisceaux propagés à deux dimensions amène des résultats satisfaisants lorsque la méthode des indices effectifs est valable, c'est à dire dans les 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, on doit utiliser la BPM3D. Nous allons présenter ce modèle plus rigoureux mais plus coûteux en temps de calcul.

### 1.3.4. BPM à trois dimensions.

Le modèle tridimensionnel que nous utilisons est basé sur la méthode du double balayage alterné. Le passage du pas  $z$  au pas  $z+\Delta z$  se fait par deux demi-étapes, chacune de pas  $\Delta z/2$ , l'une résolvant selon  $x$ , l'autre selon  $y$  [HUA 92-96]. Dans l'hypothèse d'une valeur de champ  $\Psi(i, j, k)$  au départ, on a :

$$\begin{aligned} & -j2k_0 n_0 \frac{\Psi^*(i, j) - \Psi(i, j, k)}{\Delta z / 2} \\ & = \delta_x^2 \Psi^*(i, j) + \delta_y^2 \Psi(i, j, k) + \frac{1}{2} k_0^2 (n^2(i, j) - n_0^2) (\Psi^*(i, j) + \Psi(i, j, k)) \end{aligned} \quad (1.43a)$$

où  $\Psi^*(i, j)$  est la valeur intermédiaire du champ en  $z+\Delta z/2$ , suivi de :

$$\begin{aligned} & -j2k_0 n_0 \frac{\Psi(i, j, k+1) - \Psi^*(i, j)}{\Delta z / 2} \\ & = \delta_x^2 \Psi^*(i, j) + \delta_y^2 \Psi(i, j, k+1) + \frac{1}{2} k_0^2 (n^2(i, j) - n_0^2) (\Psi^*(i, j) + \Psi(i, j, k+1)) \end{aligned} \quad \dots \quad (1.43b)$$

En considérant les discontinuités du champ électrique à l'interface des milieux [HUA 92, STER 88], on a :

$$\delta_x^2 \Psi = \frac{T_{i+1,j} \Psi(i+1, j) - (2 - R_{i+1,j} - R_{i-1,j}) \Psi(i, j) + T_{i-1,j} \Psi(i-1, j)}{\Delta x^2}, \quad \text{mode TE} \quad (1.44a)$$

$$\delta_x^2 \Psi = \frac{\Psi(i+1, j) - 2\Psi(i, j) + \Psi(i-1, j)}{\Delta x^2}, \quad \text{mode TM} \quad (1.44b)$$

$$\delta_y^2 \Psi = \frac{T_{i,j+1} \Psi(i, j+1) - (2 - R_{i,j+1} - R_{i,j-1}) \Psi(i, j) + T_{i,j-1} \Psi(i, j-1)}{\Delta y^2}, \quad \text{mode TM} \quad (1.44c)$$

$$\delta_y^2 \Psi = \frac{\Psi(i, j+1) - 2\Psi(i, j) + \Psi(i, j-1)}{\Delta y^2}, \quad \text{mode TE} \quad (1.44d)$$

où

$$T_{i\pm 1,j} = \frac{2n^2(i\pm 1, j)}{n^2(i\pm 1, j) + n^2(i, j)}, \quad R_{i\pm 1,j} = T_{i\pm 1,j} - 1 \quad (1.45a)$$

$$T_{i,j\pm 1} = \frac{2n^2(i, j\pm 1)}{n^2(i, j\pm 1) + n^2(i, j)}, \quad R_{i,j\pm 1} = T_{i,j\pm 1} - 1 \quad (1.45b)$$

sont respectivement les coefficients de transmission et de réflexion aux interfaces transverses du guide. Les équations 1.43a et 1.43b constituent respectivement des ensembles de systèmes tridiagonaux qui sont résolus par la méthode du double balayage. Parce que l'échantillonnage se fait selon les deux directions  $x$  et  $y$ , on comprend bien que le nombre de points à calculer à chaque pas de propagation est beaucoup plus grand en BPM3D qu'en BPM2D. C'est pourquoi la BPM3D demande un grand soin pour la détermination de la fenêtre de calcul, et des écarts entre points  $\Delta x$  et  $\Delta y$ .

A présent, nous allons nous intéresser aux analyses modales.

### 1.3.5. Principe de l'analyse modale.

L'analyse modale est l'outil d'analyse de base de toute étude de composant optique. Il s'agit de déterminer les propriétés intrinsèques (forme du faisceau optique, vitesse de propagation, nombre de modes) de la structure guidante considérée comme étant droite et infinie sans perturbation. Nous avons le choix d'effectuer cette analyse de façon unidimensionnelle ou bidimensionnelle. Pour une large gamme de structures optiques, l'analyse modale à une dimension est largement suffisante. Elle permet d'optimiser la structure en fixant l'indice effectif, ou même la forme des modes optiques. De toutes façons, les équations de base sont celles données en 1.41a et 1.41b, mais en annulant les dérivées par rapport à  $z$ . Dans le cas à une dimension, seule la coordonnée  $y$  (pour TE), ou la coordonnée  $x$  (pour TM) est conservée. L'équation de propagation est alors résolue comme on le fait pour la BPM2D, avec la méthode du double balayage de Choleski, mais on utilise au préalable une méthode qui permet de calculer l'indice effectif. Nous ne nous attardons pas sur ces points puisque de telles méthodes d'analyse sont maintenant classiques. Mais ce n'est pas le cas pour l'analyse modale bidimensionnelle.

### 1.3.6. L'analyse modale.

Lorsque la méthode des indices effectifs ne rend pas bien compte de la complexité détaillée de la structure guidante, on utilise un algorithme bidimensionnel plus apte à décrire les modes propres. L'analyse modale à deux dimensions utilise la méthode des faisceaux propagés à trois dimensions (BPM3D). Le principe est de propager un faisceau optique dans la structure guidante de façon à ce qu'il adopte progressivement la forme des différents modes possibles. 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 :

$$\vec{E}(x, y, z) = \sum_n a_n \vec{E}_n(x, y) e^{-i\beta_n z} \quad (1.46)$$

où  $\beta$  est la constante de propagation de,  $E_n$  le profil correspondant au mode  $n$ .

La méthode de résolution consiste à propager l'onde selon l'axe imaginaire  $iz$  [YEV 89]. En remplaçant  $iz$  par  $z$ , l'équation (1.46) devient:

$$\vec{E} = \sum_n a_n \vec{E}_n(x, y) e^{\beta_n z} \quad (1.47)$$

L'énergie dans le guide croît selon suivant l'axe de propagation, mais la relation

( $\beta_0 > \beta_1 > \beta_2 > \dots > \beta_n > \beta_{n+1}$ ) montre que plus l'ordre du mode est petit, plus le mode est amplifié. Au bout d'une certaine longueur suffisante de propagation, le mode fondamental est prépondérant devant les modes d'ordre supérieurs qui croissent moins vite et deviennent négligeables devant le mode fondamental. On détermine

les modes supérieurs par le principe d'orthogonalité des modes. L'indice de chaque mode découle directement de l'intégration numérique de l'équation de propagation :

$$n_{eff} = \frac{\iint [k_0^2 n^2(x, y, z) |E|^2 - |\partial E / \partial x|^2 - |\partial E / \partial y|^2] dx dy}{\iint |E|^2 dx dy} \quad (1.48)$$

Dans une telle configuration, les erreurs numériques sont principalement liées à la BPM. La discrétisation suivant x, y et z et le choix de la fenêtre de simulation sont très importants pour éviter entre autre les modes de fenêtre. Enfin, le choix du profil de mode injecté au départ influe fortement sur la détermination des modes.

Nous allons maintenant finir cette présentation en parlant des conditions aux limites des fenêtres de calcul, puis nous préciserons nos conditions de simulation.

### 1.3.7. Conditions aux limites de nos simulations.

Aux limites de la BPM, le champ optique est par défaut fixé à 0, ce qui rend les limites totalement réfléchissantes. Si la fenêtre de calcul est trop étroite, les faisceaux optiques qui devraient en sortir sont réintroduits par réflexion et peuvent perturber le résultat finalement attendu. L'utilisation d'un indice absorbant aux limites permet difficilement d'éliminer complètement cet effet. Dans le cadre d'une approche bidimensionnelle, en choisissant une fenêtre de calcul très large, on peut trouver un compromis entre la durée de simulation et l'exactitude du résultat. Mais lorsque ceci pose problème, on peut introduire des conditions aux limites transparentes qui interviennent directement au niveau de l'algorithme de calcul du champ optique. Ceci est très efficace et laisse sortir les faisceaux sans aucune réflexion parasite. Malheureusement, ce type de condition aux limites fonctionne mal dans le cas d'une analyse tridimensionnelle. Ceci impose de contrôler à chaque fois l'influence des faisceaux parasites réfléchis, et d'utiliser des conditions aux limites absorbantes soigneusement calibrées pour les atténuer.

### 1.3.8. Conditions de simulation de nos composants.

L'échantillonnage doit être soigneusement choisi pour garantir la stabilité numérique des modèles [JIN 97].

Pour la BPM2D, nous avons utilisé  $\Delta x = 0.1 \mu\text{m}$ , et  $\Delta z = 0.25 \mu\text{m}$ , ceci pour une largeur de fenêtre de  $20 \mu\text{m}$  dans l'étude des guides droits et de  $100 \mu\text{m}$  pour l'étude des commutateurs. Dans ce dernier cas, la longueur de propagation est de 5mm.

Quant on passe à la BPM3D, la fenêtre de simulation a  $10 \mu\text{m}$  de hauteur et  $100 \mu\text{m}$  de large. Les pas correspondant de discrétisation sont  $\Delta x = 0.01 \mu\text{m}$ ,  $\Delta y = 0.05 \mu\text{m}$  et  $\Delta z = 1 \mu\text{m}$ . Pour donner une ordre de grandeur du temps de calcul, pour une propagation sur 5mm, la durée d'une analyse par BPM2D est de 45 secondes et celle par BPM3D est de 45minutes.

Bien sûr, les conditions d'injection du faisceau lumineux dans la structure est déterminant pour les BPM. Dans tous nos résultats, le faisceau optique est issu d'une fibre monomode lentillée ou clivée. Nous



supposons que le champ est gaussien et nous définissons le diamètre de la tache optique comme étant la largeur à  $1/e$  de la gaussienne de la puissance optique. Pour la fibre lentillée, le diamètre est de  $2\mu\text{m}$ , alors que pour la fibre clivée, il est de  $8.5\mu\text{m}$ , tout ceci, bien sûr à  $\lambda=1.55\mu\text{m}$ . Le coefficient de réflexion  $R$  est de 29% à l'interface air-semiconducteur, et on ne tient pas compte des réflexions multiples entre la fibre et le guide dans le cas de la fibre clivée. Pour montrer ce qui se passe au niveau de l'injection, la figure 1.11 représente l'état du faisceau optique juste après l'injection dans le cas de la fibre lentillée (fig. 1.11 à gauche) et de l'injection du mode propre du guide (fig. 1.11 à droite). Les proportions de la fenêtre ne sont pas bien rendues (elle fait  $10 \times 100\mu\text{m}^2$ ), c'est pour cette raison que les faisceaux apparaissent allongés verticalement.

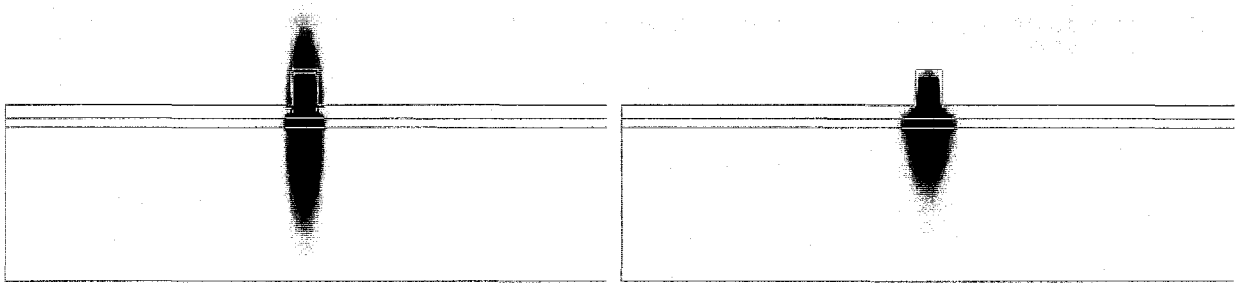


Figure 1.11. État du faisceau optique lors de l'injection dans un guide dans le cas d'une fibre lentillée (à droite) et de l'injection du mode propre (à gauche). La fenêtre de simulation fait  $10 \times 100\mu\text{m}^2$ .

#### 1.4. Conclusion.

Dans ce chapitre, nous avons présenté les éléments de base pour concevoir et réaliser un nouveau commutateur de hautes performances. Dans ce but, nous avons tout d'abord présenté les matériaux de la filière InP qu'il est possible d'utiliser, en insistant sur les propriétés optiques (indice et absorption) et les effets de porteurs libres mis à profit pour la commutation. Ensuite, nous avons décrit les différentes structures de commutateur fonctionnant par effets de porteurs libres. Nous avons terminé par une description des modèles numériques utilisés dans ce travail (BPM2D, BPM3D, analyses modales). Munis de ces outils de modélisation, nous allons maintenant nous consacrer à la conception et l'optimisation des commutateurs.



## CHAPITRE 2

# Conception et optimisation des commutateurs



## **Introduction**

Cette partie a fait l'objet d'un travail de modélisation dans le cadre de l'équipe Optoélectronique de l'IEMN. Nous avons écrit tous les logiciels en Fortran et nous les avons adaptés au problème qui nous concerne. Pour plus de clarté, nous ne présentons pas le travail strictement informatique que nous avons fait, mais l'essentiel des résultats physiques servant à l'optimisation des commutateurs. Il est évident, qu'autrement, ce chapitre aurait été bien trop lourd.

Notre démarche doit être resituée dans son histoire. Au départ, nous nous sommes intéressés aux commutateurs, et aussi à tous les autres éléments qui entrent dans la constitution d'une matrice de commutation intégrée sur substrat InP. Nous avons donc considéré d'abord le guide, puis les transitions optiques, c'est à dire les courbures et les intersections entre guides. En fait, c'est notre travail sur les pertes optiques au niveau des intersections qui nous a amené à envisager l'étude des commutateurs DOS d'une façon nouvelle. En effet, comme nous allons le voir, le comportement optique des intersections est particulièrement résonnant pour des angles de croisement faibles. Ceci nous a amené à optimiser soigneusement le commutateur à base de jonction Y. Nous avons commencé en utilisant la BPM2D, ce qui nous a permis de dégrossir le problème, puis l'optimisation fine de tous les paramètres du composant a été menée de front par BPM3D. C'est cette optimisation complète que nous résumons dans ce chapitre. Mais commençons par nos premiers travaux : la conception du guide optique.

### **2.1. Etude de la structure guidante.**

Le choix du guide est essentiel pour obtenir une commutation de hautes performances. Ainsi que nous l'avons introduit au chapitre 1, la structure de guide choisie est celle de la figure 2.1. Il s'agit d'une double hétérostructure GaInAsP/InP gravée pour définir un ruban d'InP. Celui-ci est surmonté de couches InP P<sup>+</sup> et GaInAsP P<sup>+</sup> pour permettre l'injection des porteurs dans les parties actives.



Figure 2.1. Structure typique de guides à ruban sur InP.

Ces guides sont monomodes pour des largeurs inférieures à  $6\mu\text{m}$ , suivant les épaisseurs du quaternaire et de la couche de confinement. On attend des pertes par rugosité faibles du fait que le faisceau est en contact avec l'air uniquement à l'angle du ruban qui est souvent doux à cause des conditions technologiques. Enfin, la technologie de fabrication de ces guides, des électrodes et du report de plot, est maîtrisée.

Nous allons donc concentrer notre étude sur le guide à ruban classique. Une couche de quaternaire GaInAsP d'indice optique plus élevé que l'InP sera utilisée pour le guidage du mode optique. L'indice d'un quaternaire ( $3.315$  pour  $\lambda_g=1.18\mu\text{m}$  et  $\lambda=1.55\mu\text{m}$ ) est plus élevé que celui de l'InP ( $3.17$  pour  $\lambda=1.55\mu\text{m}$ ) ainsi, le confinement vertical est possible. Un ruban de largeur  $W_{gd}$  et de hauteur  $W_r$  est nécessaire pour permettre le confinement latéral. La lumière sera donc confinée dans les deux directions. La figure 2.2 représente la topologie du guide de départ à concevoir. Nous cherchons à obtenir une structure monomode ayant un couplage entre le mode de la fibre lentillée et le mode propre du guide le plus adapté possible et éviter les modes de propagation de part et d'autre du ruban. Les simulation seront effectuées en  $T_E$  et  $T_M$  pour des longueurs d'onde de source  $\lambda=1.55\mu\text{m}$  et  $\lambda=1.30\mu\text{m}$  par un modèle unidimensionnel, fondé sur la méthode des indices effectifs (cf chapitre 1). Décrivons la démarche d'optimisation de la structure guidante.

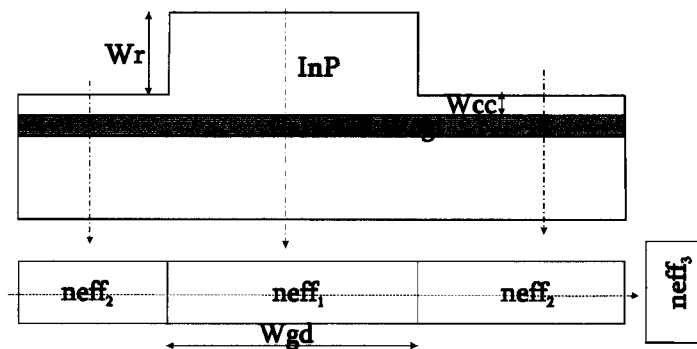


Figure 2.2. Structure d'indice effectif à optimiser

Les paramètres à optimiser sont :

- $W_r$  la hauteur de ruban
- $W_{cc}$  l'épaisseur de la couche de confinement

- $W_{cg}$  l'épaisseur de la couche coeur composée de quaternaire de longueur d'onde de coupure  $\lambda_g=1.15\mu\text{m}$
- $W_{gd}$  la largeur du guide

La figure 2.3 représente l'indice effectif de la section InP/GaInAsP/InP, considérée comme un guide plan, en fonction de  $W_{cg}$ . Elle permet de cerner le domaine où le guide est monomode verticalement.

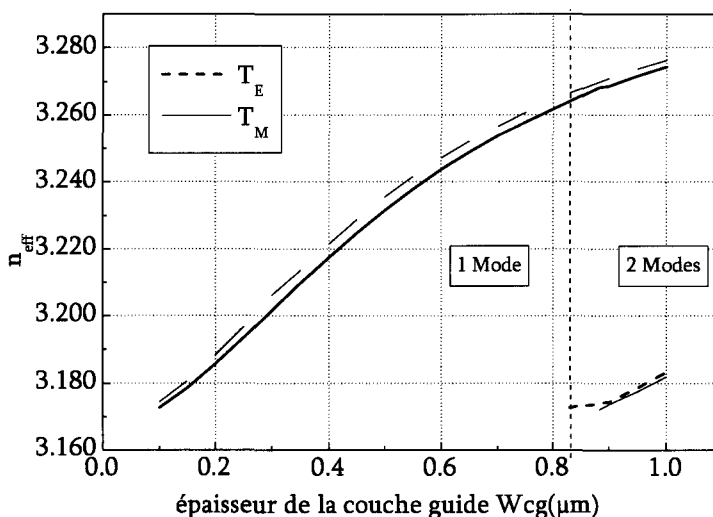


Figure 2.3. Variation de l'indice effectif en fonction de l'épaisseur de la couche coeur  $W_{cg}$  pour  $\lambda=1.55\mu\text{m}$ .

Les valeurs possibles de l'épaisseur de la couche quaternaire sont comprises entre 0.1 et 0.9 $\mu\text{m}$ .

Pour une définition plus précise de  $W_{cg}$ , il faut ajouter la condition du bon couplage fibre-guide. C'est pourquoi nous avons calculé l'intégrale de recouvrement fibre-guide dans le sens vertical (Figure 2.4). Cette valeur ne tient pas compte de la réflexion à l'entrée du guide dont le coefficient vaut 29%.

Pour un couplage élevé, supérieur à 50%, les valeurs possibles de  $W_{cg}$  sont comprises entre 0 et 0.2 $\mu\text{m}$ . Le confinement optique vertical augmente avec l'épaisseur du coeur, mais fait diminuer le couplage avec la fibre. Nous avons donc fixé l'épaisseur de la couche de quaternaire à 0.2 $\mu\text{m}$ , ce qui correspond à un couplage de 50% pour une épaisseur de 1.3 $\mu\text{m}$  de la couche supérieure en InP doit être suffisamment grande pour que l'interface InP/air ne perturbe pas la propagation du mode.

Maintenant, nous allons déterminer la profondeur d'attaque du ruban. Nous tenons à ce qu'il n'y ait pas de mode possible sur les côtés pour éviter tout guidage plan dans notre circuit photonique. La variation de l'indice effectif, calculé selon l'axe vertical sur le côté du guide, est présentée figure 2.5, pour les modes TE et TM en fonction de  $W_{cc}$ . On voit que pour  $W_{cc}<0.32$ , il n'y a pas de mode indépendant possible hors du ruban. Nous avons donc fixé  $W_{cc}$  à 0.3 $\mu\text{m}$ , ce qui impose une hauteur de ruban  $W_r$  à 1 $\mu\text{m}$ . Par ces considérations, nous avons déterminé tous les paramètres verticaux du guide, il nous reste à définir la largeur de ruban  $W_{gd}$ .

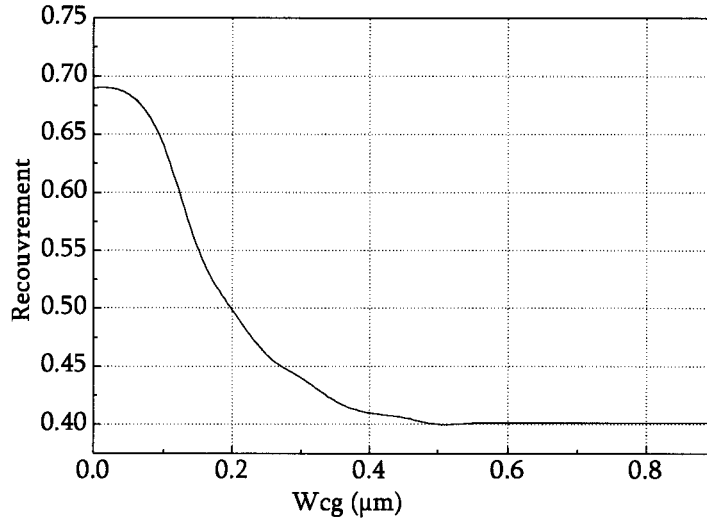


Figure 2.4. Recouvrement fibre-guide en fonction de l'épaisseur de la couche guidante  $W_{cg}$ .

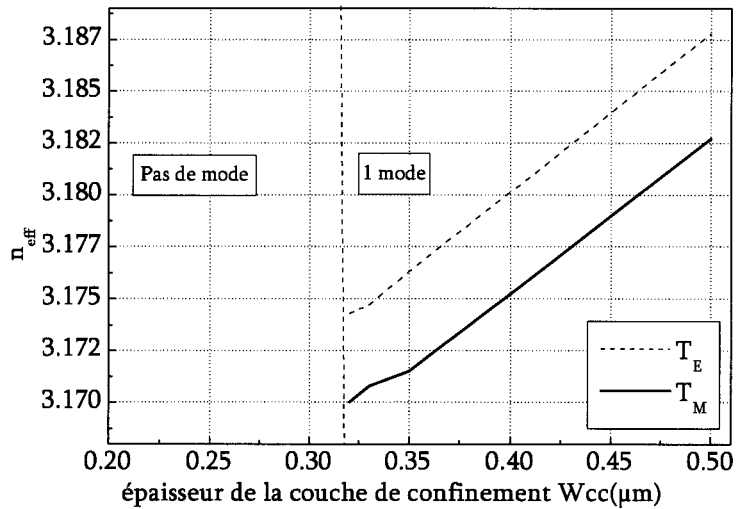


Figure 2.5. Variation de l'indice effectif en fonction de l'épaisseur de la couche de confinement  $W_{cc}$  du premier en mode en  $T_E$  et  $T_M$  pour  $\lambda=1.55\mu m$ .

Comment choisir la largeur du guide ?

Dans le commutateur, nos guides seront utilisés dans les deux configurations passive et active. Il nous faut d'abord un guide monomode, ce qui, d'après la figure 2.6, place  $W_{gd}$  entre 1 et  $6\mu m$ . Mais si le guide est trop étroit, nous allons avoir des difficultés technologiques pour aligner les électrodes, et reporter les plots de contact. En outre, le couplage fibre-guide en souffrira. A l'opposé, si le guide est trop large, la consommation du commutateur, qui augmente avec la surface des électrodes, sera excessive. Nous avons donc choisi une largeur de ruban de  $4\mu m$ . Le tableau 2.1 résume les caractéristiques du guide.



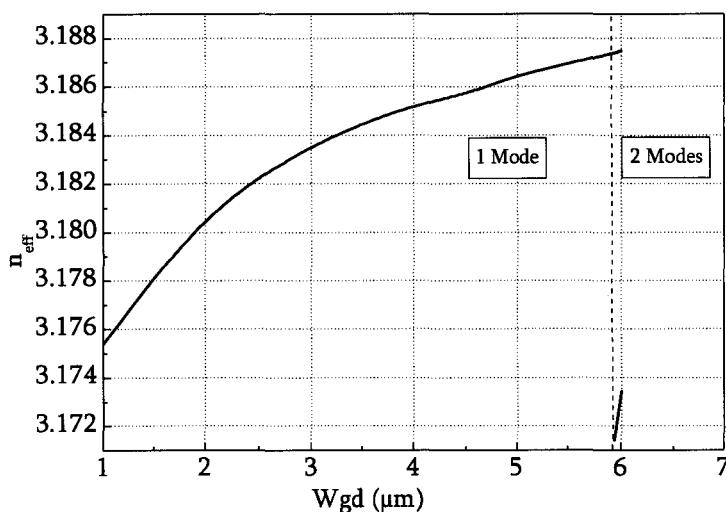


Figure 2.6. Variation de l'indice effectif en fonction de la largeur du guide  $W_{gd}$  en TE pour  $\lambda=1.55\mu\text{m}$ .

$W_{cc}$	$W_{cg}$	$W_r$	$W_{gd}$
$0.2\mu\text{m}$	$0.3\mu\text{m}$	$1\mu\text{m}$	$4\mu\text{m}$

Tableau 2.1. Caractéristiques de notre guide optique.

Grâce à une analyse modale bidimensionnelle, nous avons déterminé les modes fondamentaux de ce guide en polarisation TE et TM. La largeur de mode est deux fois plus grande que la largeur du ruban. Verticalement, on obtient un confinement plus élevé à  $\lambda=1.30\mu\text{m}$  qu'à  $\lambda=1.55\mu\text{m}$ . Ceci aura bien sûr une conséquence sur le couplage avec la fibre optique qui sera plus faible à  $1.30\mu\text{m}$  qu'à  $1.55\mu\text{m}$ .

Après avoir défini une structure de guide monomode, nous examinons maintenant la zone active. Cette zone, qui représente une structure  $P^+IN^+$ , est la partie clé de la commutation. Pour réaliser un bon contact ohmique, il est nécessaire d'introduire un matériau de type P de petit gap fortement dopés qui sera du GaInAsP  $P^+$  de même composition que le coeur. Son épaisseur, dictée par des contraintes technologiques est de  $3000\text{\AA}$  et son dopage de  $2.10^{19}\text{cm}^{-3}$ . On intercale une couche d'InP  $P^+$ , typiquement  $2000\text{\AA}$ , pour faciliter la croissance épitaxiale et pour favoriser l'injection de porteurs dans l'InP non intentionnellement dopé. A ces couches, nous devons ajouter la séquence de métallisation Pt ( $100\text{\AA}$ )/ Ti( $100\text{\AA}$ )/ Pt( $200\text{\AA}$ )/ Au( $3000\text{\AA}$ ) qui permet les contacts ohmiques. Nous présentons figure 2.7 la topologie complète du guide actif. Comme nous l'avons vérifié, ce guide possède un mode fondamental très proche de celui du guide passif. La différence d'indice effectif est de  $1.5.10^{-3}$ . C'est à dire qu'il n'y a aucun problème de désadaptation de mode au niveau de la transition entre le passif et l'actif (ou inversement). Ceci assure la bonne continuité de la propagation du faisceau lumineux.

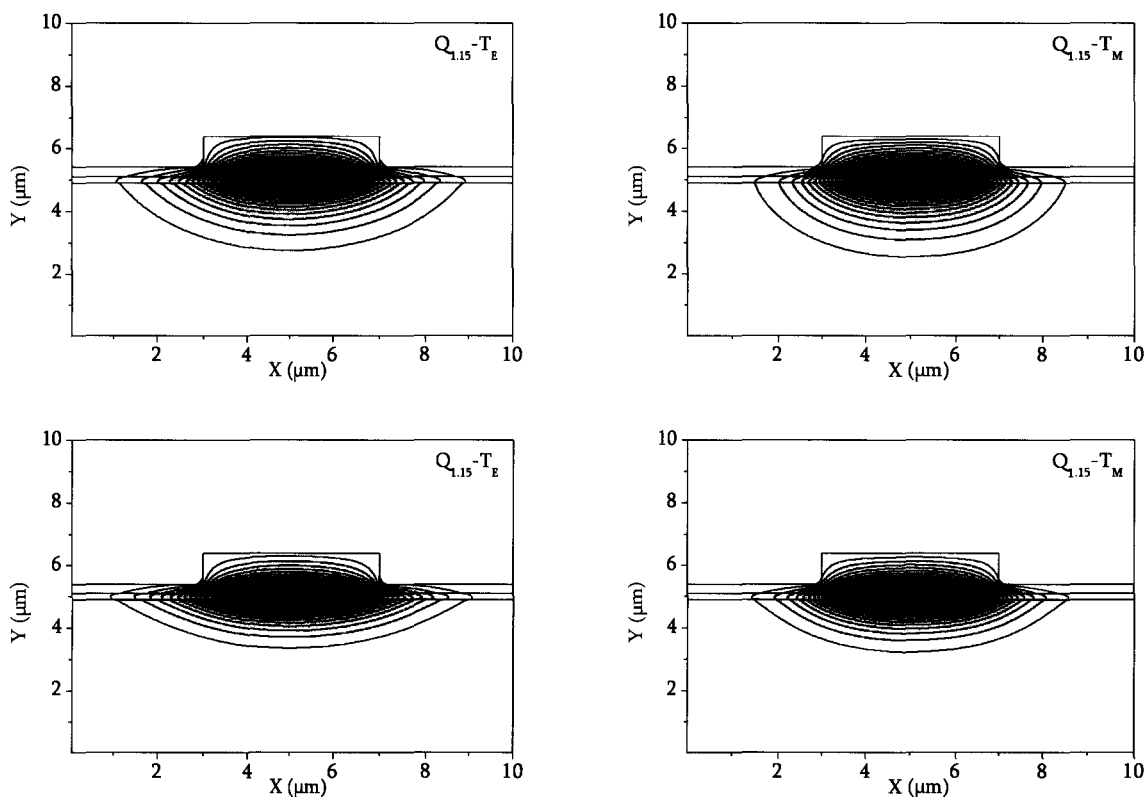


Figure 2.6. Modes fondamentaux  $TE_0$  et  $TM_0$  à  $\lambda=1.55\mu\text{m}$  (en haut) et à  $\lambda=1.30\mu\text{m}$  (en bas).

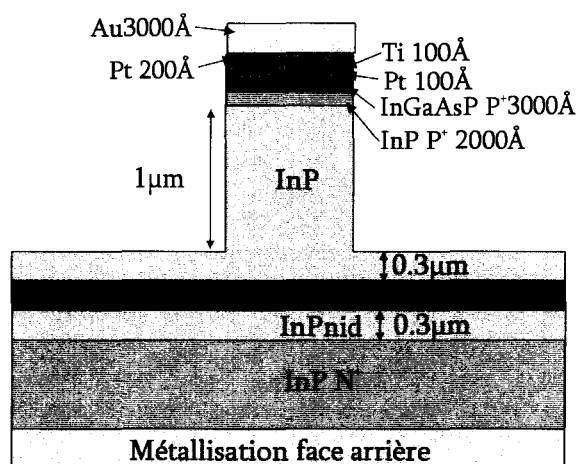


Figure 2.7. Structure active.

A ce stade, nous avons conçu un guide optique dont le confinement est de bonne qualité, c'est à dire qu'il ne permettra pas le guidage plan dans le quaternaire de coeur. Ceci est la condition pour éviter les faisceaux parasites qui pourraient nuire à la diaphotie d'un commutateur. Au cours de la croissance épitaxiale, une couche d'InP faiblement dopée sera insérée entre le substrat N+ et le quaternaire de coeur pour éviter le contact entre le mode optique et le substrat absorbant de par ses porteurs libres [DEM 01], et pour assurer une bonne qualité cristallographique des couches actives. L'épaisseur de cette couche devrait être en

principe la plus grande possible (jusqu'à  $2\mu\text{m}$ ), mais des contraintes épitaxiales l'ont fixée à  $0.3\mu\text{m}$ . Notre première démarche a été ensuite d'étudier l'influence des croisements dans la perspective de la conception de matrices de commutation. C'est cette étude que nous allons aborder maintenant.

## 2.2. Etude des croisements.

Notre but est d'apprécier l'influence d'un croisement sur le transport optique dans un guide. Ce croisement est, bien sûr, dans le plan horizontal. Une vue de dessus de cette intersection apparaît figure 2.8. On y voit trois zones importantes. Au centre, il y a une zone où les guides sont confondus, qui est généralement multimode. De part et d'autre de cette zone, figurent deux zones où les guides sont suffisamment rapprochés pour qu'il y ait couplage optique, la lumière circulant dans un guide pouvant passer dans l'autre. Le couplage a lieu à l'entrée, et aussi à la sortie. Bien sûr, la taille de ces trois zones dépend fortement de l'angle  $\varphi$  de croisement. Pour  $\varphi = 90^\circ$ , ces zones sont les plus courtes possible, la zone centrale est longue de la largeur du guide, et les zones de couplage n'existent pas, alors que pour un angle  $\varphi$  de  $1^\circ$ , la zone centrale fait  $460\mu\text{m}$ , et chaque zone de couplage plus de  $200\mu\text{m}$ , ceci pour un guide de  $4\mu\text{m}$  de large. On voit déjà que lorsque  $\varphi$  diminue, une modélisation optique fine est nécessaire pour apprécier vraiment ce qui se passe.

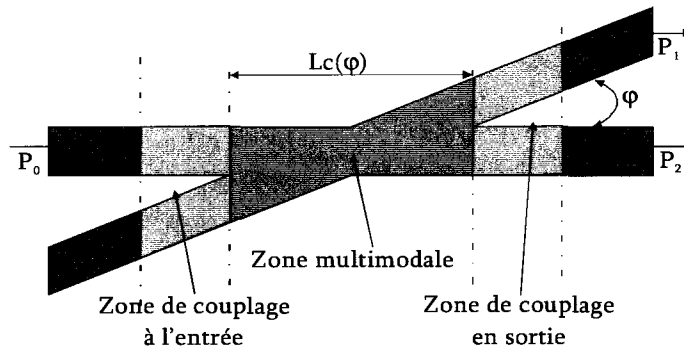


Figure 2.8. Schéma de l'intersection entre deux guides, vue de dessus.

Ce qui nous intéresse d'abord, c'est la valeur des pertes subies par le guide principal qui est croisé. Cette

valeur est donnée par :  $P = 10 \cdot \log \left( \frac{P_2}{P_0} \right)$  où  $P_0$  est la puissance optique à l'entrée et  $P_2$  celle restant en

sortie dans le guide, après le croisement. Quatre exemples typiques de modélisation sont présentés figure 2.9. Pour un angle de  $66^\circ$ , on voit bien que les pertes sont nettes, mais faibles. Le couplage de la lumière dans le guide qui croise est très important pour  $\varphi=12^\circ$ . Nous verrons que ceci est lié à la propagation dans la zone multimode centrale du croisement. D'ailleurs, on commence à voir apparaître nettement les phénomènes de couplage de mode au niveau de la zone centrale. Ces phénomènes d'oscillation lumineuse de part et d'autre dans la structure guidante apparaissent plus finement encore pour des angles plus petits que  $2^\circ$ . Il faut noter que les images de la figure 2.9 ne rendent pas le véritable rapport d'aspect du phénomène. Pour  $\varphi=0.2^\circ$ , par exemple, la zone centrale multimode fait plus de  $2\text{mm}$  alors que la largeur de guide est de  $4\mu\text{m}$ . Nous avons

d'abord calculé par BPM2D la valeur de P pour des angles  $\varphi$  de 0 à 90°, mais pour un pas d'angle de 0.45°. Le résultat est présenté figure 2.10.

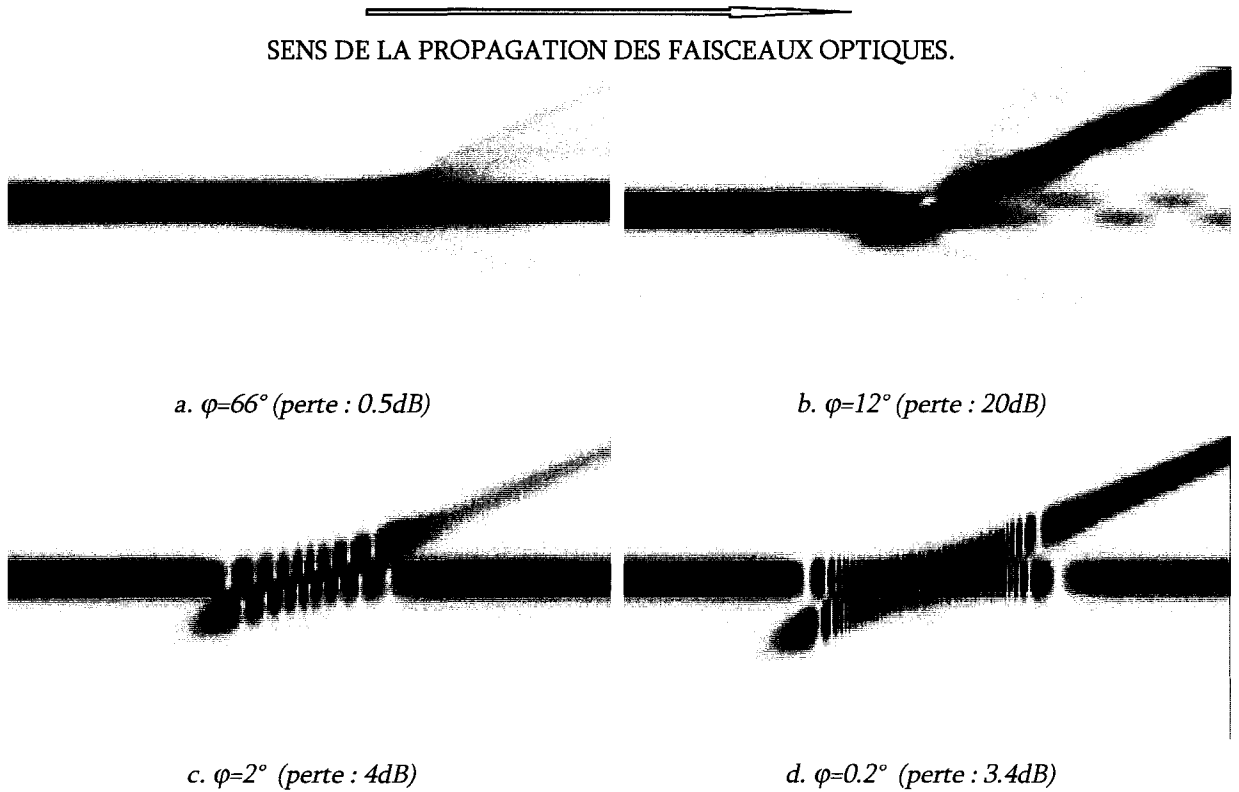


Figure 2.9. Vue de dessus de la propagation à travers le croisement (simulation par BPM3D de la polarisation TE).

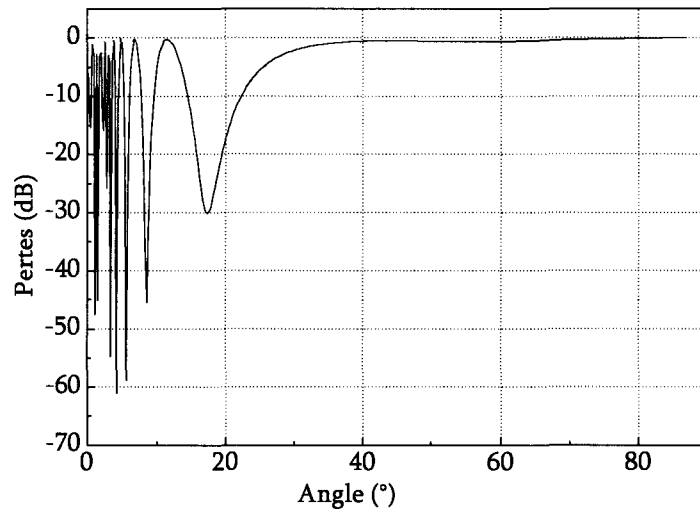


Figure 2.10. Pertes en sortie du guide principal en fonction de l'angle compris entre 0 et 89° (pas : 0.45°) en polarisation TE

Schématiquement, au dessus d'un angle de croisement de 38°, les pertes restent très faibles. Pour un angle de 40°, la perte de puissance optique dans le guide principal est de l'ordre de quelques pourcents de la puissance initiale. Ceci devra être soigneusement considéré lors de la conception de matrices de commutation haute

diaphotie, en effet une partie de la puissance optique perdue sous forme de faisceaux parasites se retrouvera couplée aux guides de sortie, ce qui limitera nettement la diaphotie. (1% de pertes recouplées correspond à une diaphotie limite de 20dB). Lorsque l'angle de croisement devient inférieur à 20°, on remarque des résonances qui s'expliquent par des oscillations optiques dans la zone multimode. En fait, pour les angles plus grands, cette zone est trop courte pour susciter des oscillations du faisceau injecté. Ces oscillations deviennent critiques lorsque  $\varphi$  diminue. Nous nous sommes vite rendus compte que pour les angles inférieurs à 10°, la précision de l'angle et aussi de la modélisation numérique (influence des échantillonnages) ont une grande importance. En effet, les résonances conduisent à des écarts de puissance très importants, parfois supérieurs à 40dB entre les guides, en sortie.

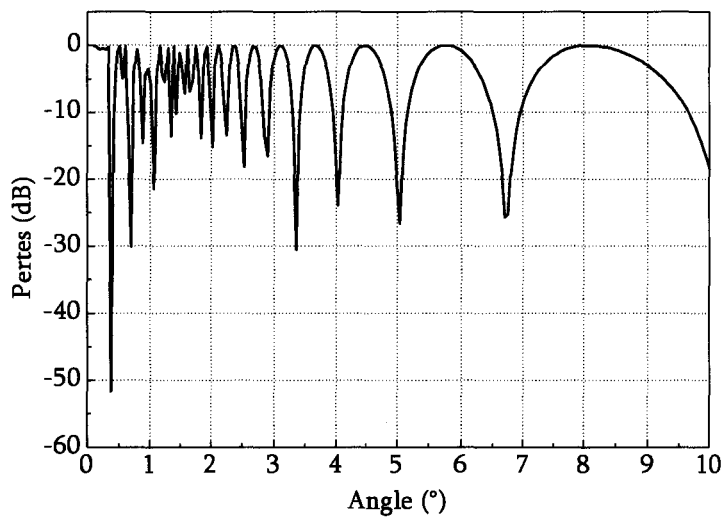


Figure 2.11. Pertes en sortie du guide principal en fonction de l'angle compris entre 0 et 10° (pas : 0.045°) en polarisation TE

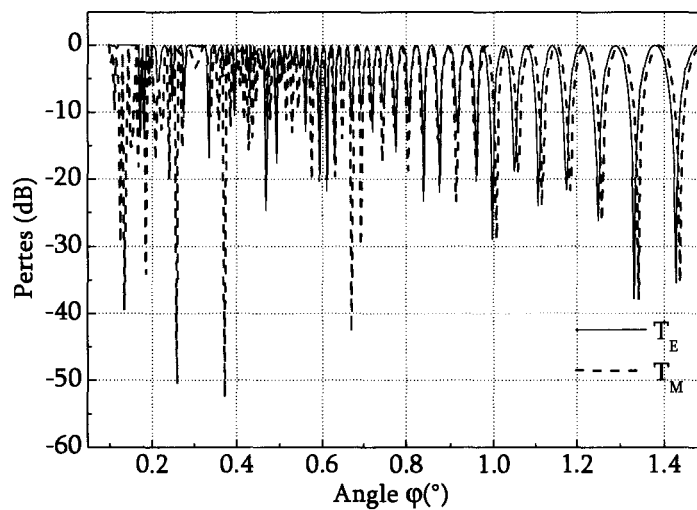


Figure 2.12. Pertes en sortie du guide principal en fonction de l'angle compris entre 0 et 1.5° (pas : 0.0045°) pour les deux polarisations TE et TM. On remarque la coïncidence des résonances en  $T_E$  et  $T_M$  pour des angles compris entre 0.6 et 1.5°.

Pour cette raison, nous avons mené le même calcul entre 0 et 10° mais avec un pas de balayage d'angle de 0.045° (Figure 2.11). On voit que ces résonances sont délicates à décrire exactement tant est fin le phénomène. De plus, elles se rapprochent les unes des autres pour des angles inférieurs à 3°. Pour apporter encore plus de précision, nous sommes enfin passés entre 0 et 1.5° mais avec un pas d'angle 10 fois plus petit (0.0045°). La figure 2.12 montre la finesse et l'extrême sensibilité du phénomène à la fois en  $T_E$  et en  $T_M$ . Dans ce cas, bien que les résonances soient a priori bien placées, leur amplitude dépend nettement des caractéristiques fines d'échantillonnage, par la méthode des différences finies, de la structure matérielle constituant le croisement. Bien sûr, nous avons choisi un échantillonnage le plus fin possible, mais une telle analyse est gourmande en espace mémoire et temps de calcul.

Ces résultats un peu surprenants, d'autant plus qu'aucune publication sur ce thème n'existe dans la littérature, nous ont amenés aux conclusions suivantes :

- Un croisement n'est pas problématique tant que son angle reste supérieur à 38°.
- Il existe un phénomène d'oscillation du faisceau lumineux dans la zone multimode de croisement pour les angles faibles.
- Ce phénomène est extrêmement sensible aux paramètres physiques du croisement, et notamment à l'angle.
- Ce phénomène est donc extrêmement sensible à tout phénomène qui viendrait perturber la propagation à travers la zone de croisement, et notamment à toute variation d'indice dans le coeur du guide.
- Ce phénomène dépend, en toute rigueur, de la polarisation optique.

Tout ceci montre qu'il devrait être possible d'optimiser un commutateur à base de jonction Y, structure proche de celle du croisement, ayant une très forte diaphotie. C'est ce à quoi nous nous sommes employés par la suite. Un dernier point à préciser, la durée de calcul pour chaque courbe présentée est de l'ordre de 10 heures sur un ordinateur de table performant actuel.

## 2.3. Le commutateur de type DOS.

### 2.3.1. Description générale du commutateur.

En principe, le commutateur DOS (Digital Optical Switch) est constitué d'une jonction Y avec une électrode positionnée sur chacune de ses branches de sortie (Fig.2.13). L'angle d'ouverture est de l'ordre du degré et sa forme est très allongée. Le rapport d'aspect (longueur / largeur) est supérieur à 60. Le fonctionnement du commutateur découle directement de la topologie de la structure guidante. Lorsque le commutateur est dans son état passif, c'est à dire sans injection de courant, le faisceau optique entrant est réparti équitablement entre les deux sorties. L'angle d'ouverture est très faible, ce qui réduit fortement les pertes au niveau de la jonction Y. Le composant se comporte comme un diviseur de puissance optique à -3dB. En fonctionnement, on polarise une des deux électrodes, ce qui entraîne une injection de porteurs libres dans la structure PIN

située en dessous. Celle-ci voit alors son indice diminuer. Le mode est donc redirigé vers la zone de confinement restante (la structure d'indice le plus élevé) située sous l'électrode non polarisée. Dans le cas d'un commutateur idéal, la lumière ne se propagerait plus que dans la branche non polarisée.

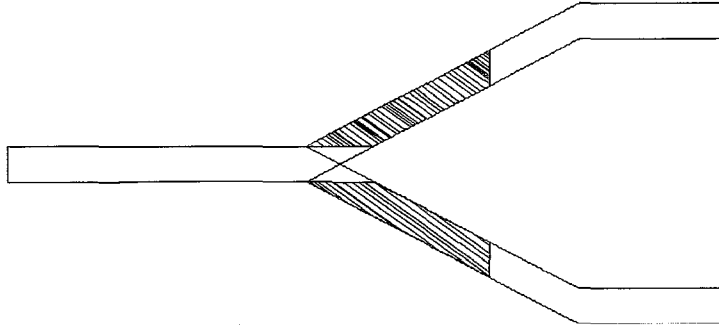


Figure 2.13. Schéma d'un commutateur de type DOS classique.

Le rapport entre la puissance optique sortant de la voie non polarisée ( $P_2$ ) et celle sortant de la voie polarisée ( $P_1$ ) permet de définir la diaphotie. Ce paramètre rend compte de la performance du commutateur et est

donné par la relation : 
$$D = 10 \cdot \log \frac{P_2}{P_1}$$

Nous allons nous efforcer d'optimiser une structure ayant une forte isolation entre branches en minimisant les pertes. Des études antérieures [VIN 93, HER 03, BLA 04] ont constaté une très faible sensibilité du commutateur DOS à la polarisation optique. C'est pourquoi, au cours de notre optimisation, nous avons procédé en  $T_E$ . Ce n'est qu'à la fin, que nous avons vérifié la validité de nos résultats finaux en  $T_M$ .

### 2.3.2. Optimisation par BPM2D.

Le nombre des paramètres du commutateur étant important, nous avons commencé le processus d'optimisation en utilisant la BPM2D et la méthode des indices effectifs. Ceci nous a permis de tester très rapidement un grand nombre de structures différentes et d'avoir une vision globale du problème. La structure guidante est celle conçue au départ, seule la partie guidante possédant une métallisation est modifiée. Comme le montre la définition des indices effectifs figure 2.14, on appelle  $N_{effm}$  l'indice effectif de la tranche verticale sous l'électrode. On a :

$$N_{effm} = N_{effl} - \Delta n_{eff}$$

où  $\Delta n_{eff}$  est la variation d'indice effectif liée à l'injection de porteurs.

Les paramètres caractérisant le commutateur sont définis figure 2.15. La topologie du commutateur a été améliorée, notamment au niveau de l'électrode. Celle-ci est définie par sa longueur primaire  $L_p$ , sa longueur secondaire  $L_s$ , et l'écart interélectrode  $e$ . A ces paramètres, nous ajoutons l'angle de sortie  $\phi$ . La modification de la forme des électrodes est liée à une hypothèse importante qui va intervenir tout au long de notre conception. Il s'agit de rendre le changement de direction du faisceau lumineux le plus progressif possible

afin de conserver l'intégrité de sa structure énergétique. Ceci permet de limiter les pertes optiques qui se manifestent par des faisceaux parasites de faible intensité, se propageant n'importe où dans le circuit intégré photonique, et dégradant la diaphotie.

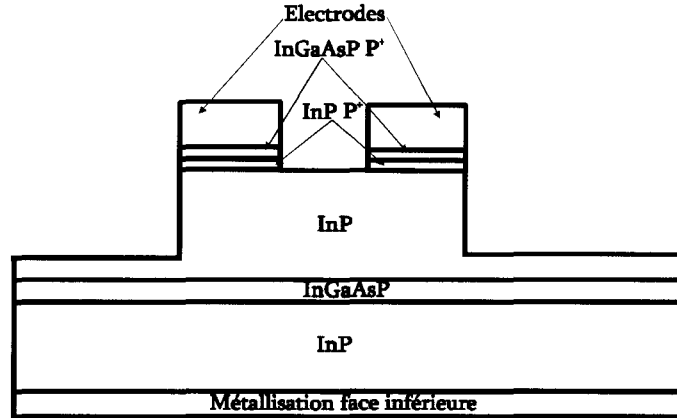


Figure 2.14. Définition des indices effectifs pour l'optimisation par BPM2D



Figure 2.15. Amélioration de la topologie et paramètres importants.

Au départ de notre optimisation, nous avons restreint le domaine de l'angle  $\phi$ . Nous avons choisi des valeurs pas trop grandes, permettant un excellent comportement de la jonction Y, sans problème de pertes ou même de perturbation optique en sortie de jonction. De plus, nous nous sommes situés dans une zone où les résonances de croisements sont nettes et bien séparées, et pour lesquelles la polarisation optique joue peu. Enfin, nous voulions limiter la longueur du composant, qui aurait fait plus de 4 millimètres de long pour un angle de  $0.2^\circ$ . Ceci permet de limiter l'ensemble des pertes et de faciliter l'intégration. Compte tenu de tout cela, nous avons choisi trois valeurs de  $\phi$  :  $0.6$ ,  $0.8$  et  $1.2^\circ$  qui ont servi de point de départ pour l'optimisation. Ensuite, nous avons fixé l'écart interélectrode à 0, ce qui est bien sûr inacceptable au final, mais cela constitue un point de départ pour trouver une structure de principe. Et la variation d'indice effectif a été fixée à  $5 \cdot 10^{-3}$  pour tous les calculs de diaphotie. Nous commençons par faire varier la longueur primaire  $L_p$ . Ce paramètre influe sur la façon dont le faisceau est progressivement dirigé vers la branche de sortie qui convient.



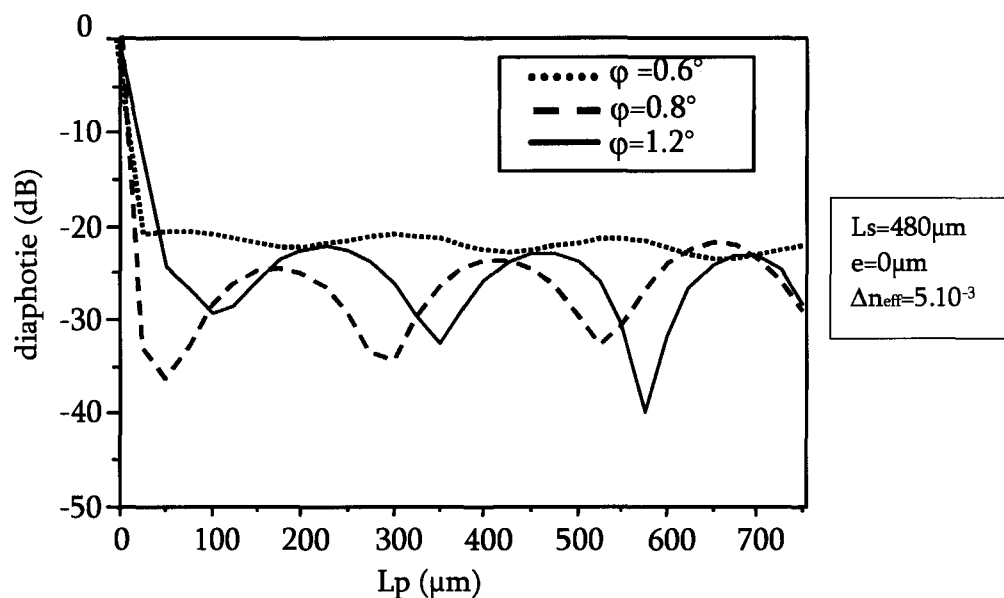


Figure 2.16. Influence de la longueur primaire  $L_p$  de l'électrode  
conséquence :  $L_p = 580 \mu\text{m}$ .

On voit figure 2.16 comment  $L_p$  joue directement sur la diaphotie. Des pics de résonance sont constatés et nous avons retenu la valeur de  $580 \mu\text{m}$  qui donne une forte diaphotie nette pour un angle d'ouverture de  $1.2^\circ$ . D'autres solutions semblent possibles, c'est le cas de  $L_p = 50 \mu\text{m}$  pour un angle de  $0.8^\circ$ , mais ceci correspond à des commutateurs classiques non progressifs qui s'avèrent être excessivement sensibles à toute variation, même minime, de l'écart interélectrode.  $L_p$  étant fixée à  $580 \mu\text{m}$ , nous avons recherché la longueur secondaire  $L_s$  qui influe sur le couplage entre branches de sorties. L'idéal serait bien sûr d'avoir une très grande longueur secondaire, mais cela augmenterait fortement la consommation du commutateur et les pertes optiques liées à l'électrode.

On trace l'évolution de la diaphotie en fonction de  $L_s$  afin de déterminer sa valeur optimale (Fig.2.17). Après une certaine valeur de  $L_s$  égale à  $680 \mu\text{m}$ , la diaphotie n'augmente plus. Mais tout ceci n'est valable que pour un angle de  $1.2^\circ$ , les angles plus faibles donnant des diaphoties plus faibles. C'est pourquoi, après avoir fixé les caractéristiques de l'électrode, nous sommes revenus à une étude de l'influence de l'angle. Le paramètre déterminant de cette étude est la variation d'indice qui avait auparavant été fixée à  $5.10^{-3}$ .

D'après la courbe de la figure 2.18, qui donne la diaphotie en fonction de l'angle pour différentes variations d'indice, nous retrouvons bien des résonances en fonction de l'angle d'ouverture, et pour notre structure on a bien une valeur de variation d'indice de  $5.10^{-3}$  et avec un angle de  $1.2^\circ$  qui conduisent à une diaphotie supérieure à  $40\text{dB}$ . On voit aussi à quel point la structure trouvée correspond à un paramétrage fin. C'est cette caractéristique qui nous a poussé à étudier la sensibilité de cette structure aux variations de paramètres physiques de base, c'est à dire la variation d'indice, l'écart interélectrode et la longueur d'onde.

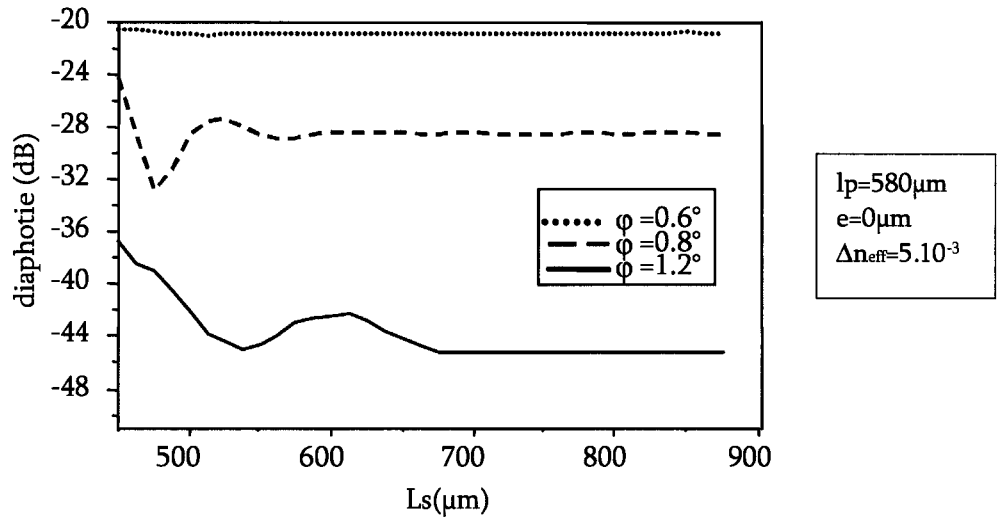


Figure 2.17. Influence de l'angle et de la longueur secondaire  $l_s$  de l'électrode

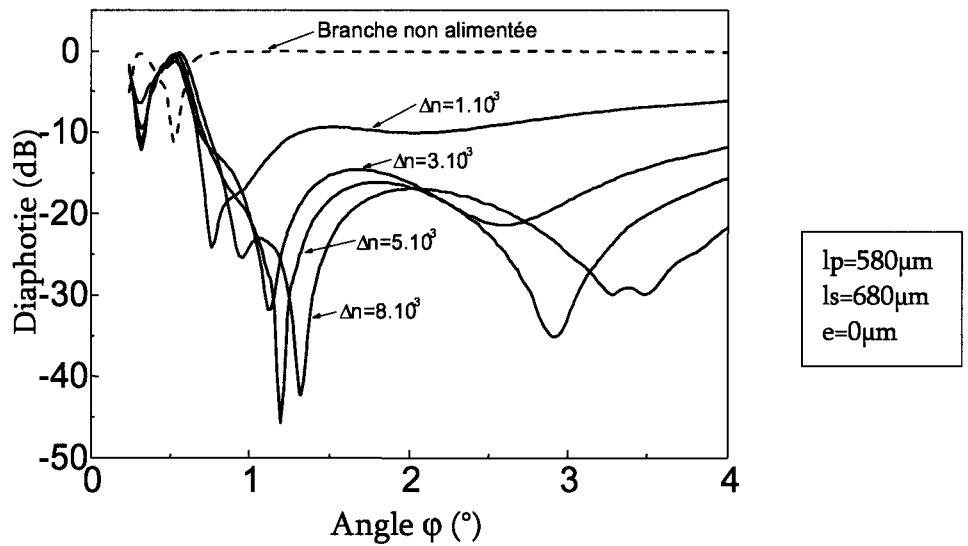


Figure 2.18. Caractéristique de commutation en fonction de l'angle, pour cinq valeurs de variation d'indice.

*Influence de la variation d'indice.*

Comme on le voyait déjà figure 2.18, et comme le montre la figure 2.19, la structure optimisée est très sensible à la variation d'indice. Il suffit qu'on ne puisse atteindre que  $2.10^{-3}$  au lieu des  $5.10^{-3}$  espérés pour passer de -45 à -20dB de diaphotie. Et la diaphotie diminue encore si  $\Delta n_{\text{eff}}$  augmente. Ceci est dû au fait que la zone active où passe un courant important n'est pas un miroir parfait. Le faisceau optique incident y pénètre légèrement et d'autant moins que la variation d'indice est importante. Pour cette raison, une variation d'indice donnée correspond à une forme d'électrodes optimisée. Ce problème sera abordé plus loin et devra être résolu lorsque l'optimisation sera affinée.

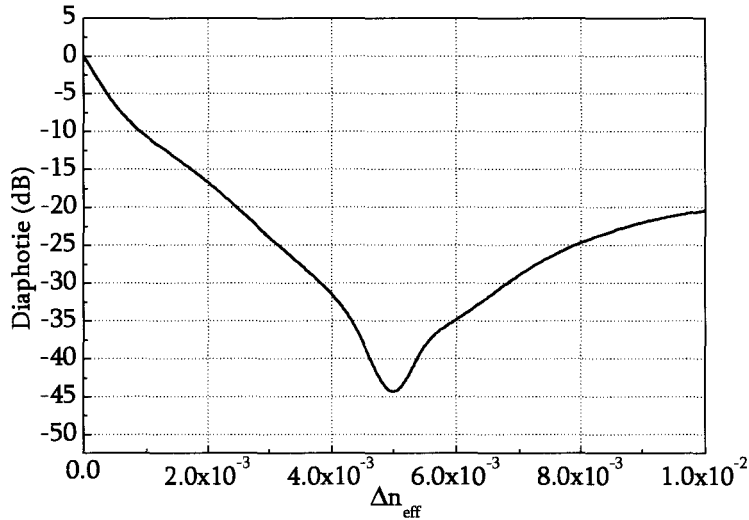


Figure 2.19. Influence de la variation d'indice sur la diaphotie.

*Influence de l'écart interélectrode.*

On voit figure 2.20 que cet écart est de peu d'effet jusque  $0.5\mu\text{m}$ , mais s'il passe à  $2\mu\text{m}$ , on perd 15dB de diaphotie, ce qui est compréhensible puisque le guide fait seulement  $8\mu\text{m}$  de large en tout au moment de la séparation en deux branches, si bien qu'une partie du faisceau lumineux, qui devrait être nettement repoussé à cet endroit crucial, se propage quand même vers la branche alimentée. Tout ceci montre que l'espace interélectrode à la séparation doit faire l'objet d'un soin particulier au niveau de la technologie, de façon à réussir un écart précis à  $0.1\mu\text{m}$  près alors que la longueur totale de l'électrode est supérieure au millimètre.

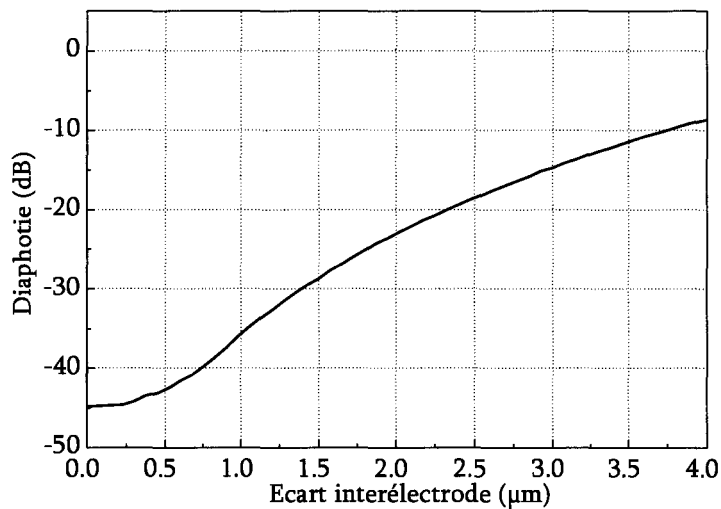


Figure 2.20. Influence de l'écart interélectrode sur la diaphotie.

En pratique, on tentera un écart de  $0.3\mu\text{m}$ , grâce à la lithographie électronique, mais nous fabriquerons aussi des commutateurs de  $0.5$  et  $0.8\mu\text{m}$  pour être certain d'obtenir au moins quelques composants aux électrodes bien isolées l'une de l'autre.

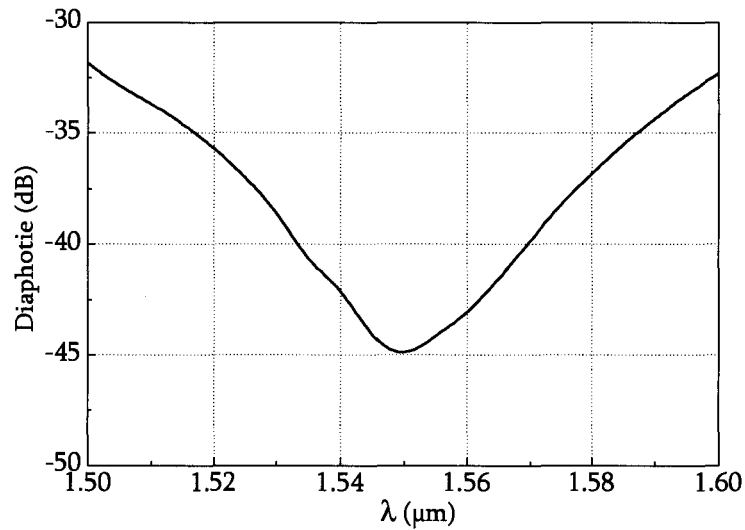


Figure 2.21. Influence de la longueur d'onde sur la diaphotie.

*Influence de la longueur d'onde.*

Le dernier paramètre important est bien sûr la longueur d'onde, qui joue sur le phénomène d'oscillation du faisceau à l'intérieur de la zone multimode de bifurcation. La figure 2.21. montre là encore l'extrême sensibilité de la diaphotie à ce paramètre.

Les premiers résultats d'optimisation montrent qu'une structure de forte diaphotie est possible, mais telle quelle, elle ne peut être conservée car elle reste trop sensible à la longueur d'onde, et à l'écart interélectrode. Notre but est d'obtenir une structure qui permette les erreurs technologiques faibles qui arrivent nécessairement au cours d'un processus de fabrication, or l'optimisation par BPM2D a seulement permis de décortiquer le problème. C'est pourquoi, partant des résultats acquis, récapitulés dans le tableau 2.2, nous allons relancer une optimisation plus fine en utilisant la BPM3D. Ceci permettra de prendre en compte directement toutes les modifications fines de la structure du faisceau optique dans la zone active multimode du commutateur.

Longueur totale	Longueur primaire	Longueur secondaire	angle d'ouverture	Ecart entre les électrodes
5mm	580μm	680μm	1.2°	0.3μm

Tableau 2.2. Caractéristiques du commutateur optimisé par BPM2D.

**2.3.3. Nouvelle optimisation par BPM3D.**

Pour la BPM3D, la figure 2.22 montre comment est modélisée la zone active. Les couches métalliques sont introduites avec les indices du tableau 2.3.

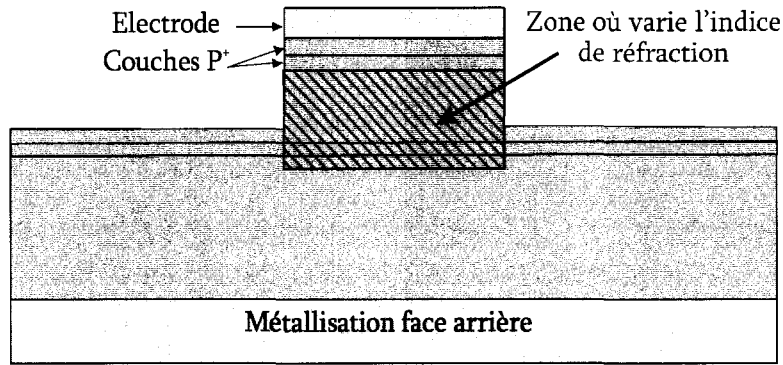


Figure 2.22. Représentation de la structure active et de la zone de variation d'indice sous l'électrode prise en compte lors de la conception.

	Indice ( $\lambda=1.55\mu\text{m}$ )	Indice ( $\lambda=1.30\mu\text{m}$ )
<b>Platine</b>	5.31 + j.7.04	4.25 + j.6.62
<b>Titane</b>	4.04 + j.3.82	3.62 + j.3.52
<b>Or</b>	0.18 + j.10.2	0.13 + j.8.03

Tableau 2.3. Indices des métaux qui constituent le contact ohmique.

Les résultats obtenus par BPM3D donnent des performances théoriques nettement moins bonnes. En introduisant scrupuleusement la structure du tableau 2.2, on obtient une diaphotie de seulement 28dB, dans le cas où on injecte un mode propre du guide. L'écart de diaphotie entre les deux modèles, BPM2D+méthodes des indices effectifs et BPM3D, est de l'ordre de 16dB. La propagation tridimensionnelle est beaucoup plus perturbée (figure 2.23) que ce qui apparaissait en deux dimensions. Ceci est lié au fait que les modifications de la structure énergétique transverse du faisceau optique est rendue avec bien plus de précision par l'analyse tridimensionnelle, et en particulier dans la zone d'élargissement progressif du guide qui est multimode. Le fonctionnement du commutateur dans cette zone est complexe. Ce qui apparaît nettement, c'est que le faisceau optique, poussé latéralement par la zone d'indice plus faible, est bloqué contre le bord opposé du ruban du commutateur. Cette contrainte empêche un bon changement de direction avant la séparation de la jonction Y. La figure 2.23 décompose la propagation à travers notre commutateur. L'image centrale montre une coupe de la propagation vue de dessus. C'est l'électrode de droite qui est polarisée et la zone de diminution d'indice de réfraction est représentée par un rectangle vertical sous l'électrode dans les images a, b, c, d, e, et f. On voit bien que pour une variation d'indice de  $5.10^{-3}$ , le faisceau n'est pas assez poussé vers la gauche à cause de la limite gauche du ruban (image b). Si bien qu'au moment de la séparation, (image c), il est encore trop au centre. La conséquence est qu'après la séparation (image d), il reste de la lumière dans la branche alimentée. Cette lumière, qui constitue un faisceau parasite que l'on voit bien de dessus, va rester dans cette branche (images e & f). En fait, au moment de la séparation, le faisceau

est encore trop au centre du commutateur. Il faut élargir le ruban pour lui laisser de la place vers la gauche. Voilà pourquoi la structure du commutateur a été élargie dans la zone de bifurcation, ce qui augmente la place disponible pour le faisceau lumineux [MOO 97]. Ceci permet d'orienter la lumière de façon plus progressive, plus adiabatique. La nouvelle structure a été nommée pour cela "adiabatique" en accord avec une transition adiabatique, elle est présentée figure 2.24 avec ses paramètres. Seuls l'écart interélectrode de  $0.3\mu\text{m}$  et l'angle d'ouverture de  $1.2^\circ$  ont été conservés comme point de départ de la nouvelle optimisation. La longueur  $L_a$  traduit l'élargissement nécessaire pour que le guide s'adapte mieux au faisceau qui se propage. Cette longueur est prise  $100\mu\text{m}$  après le début de l'électrode, et arrive en un point quelconque du bord externe de l'électrode après la séparation. Il reste à optimiser  $L_p$ ,  $L_s$ , et  $L_a$ . Pour des valeurs quelconques de  $L_a$  et  $L_s$ , nous allons déterminer la longueur primaire.

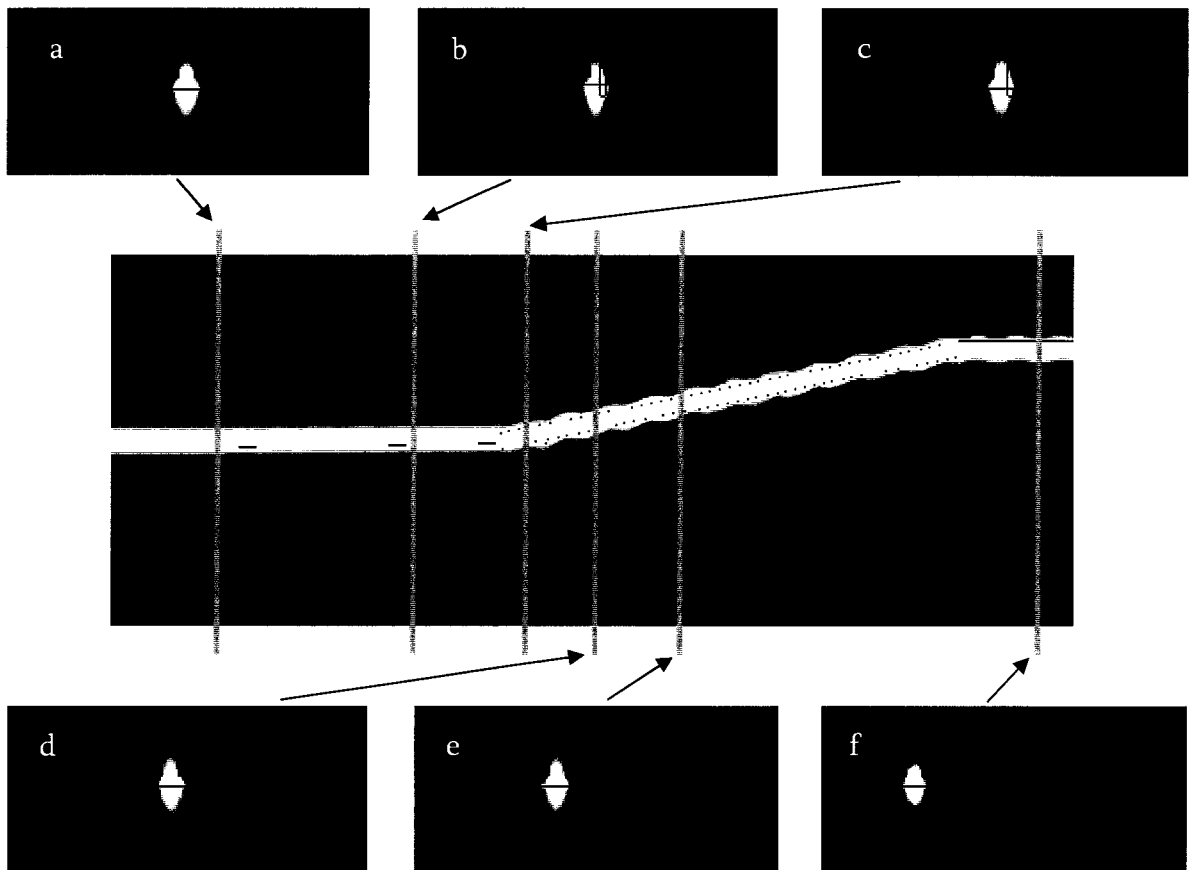


Figure 2.23. Modélisation de la structure optimisée précédemment, mais cette fois-ci en utilisant la BPM3D. Au milieu, on voit bien la coupe horizontale de la propagation avec autour les formes du faisceau correspondant à chaque étape : a. entrée du commutateur, b. début des électrodes, c. à l'ouverture du Y, d. & e. après la séparation, f. en sortie du commutateur.

On sait que pour une structure classique, la valeur optimum de  $L_p$  est de  $580\mu\text{m}$ . Avec la modification de la forme de la structure guidante, l'évolution de la puissance optique dans les deux branches de sortie du commutateur en fonction la longueur primaire  $L_p$  (Fig.2.25) conduit plutôt à une valeur de  $780\mu\text{m}$  et la diaphotie obtenue est alors de 31dB. La puissance optique dans la branche alimentée est inférieure à 0dB

parce que le modèle tient compte de la structure d'indice complète dans la zone active, il simule donc les pertes à travers le composant.

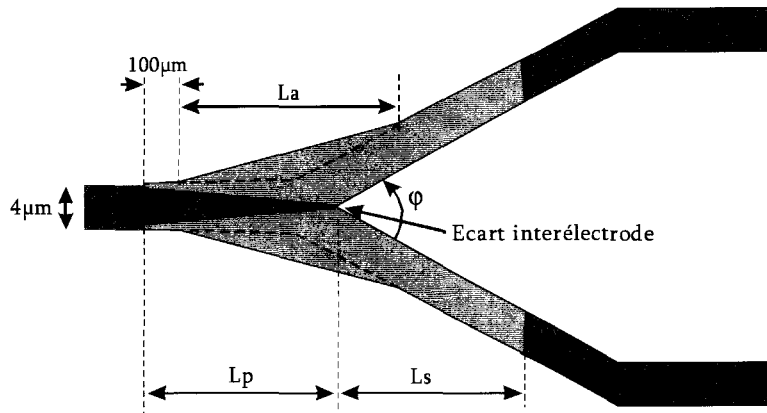


Figure 2.24. Schéma du commutateur de type adiabatique.

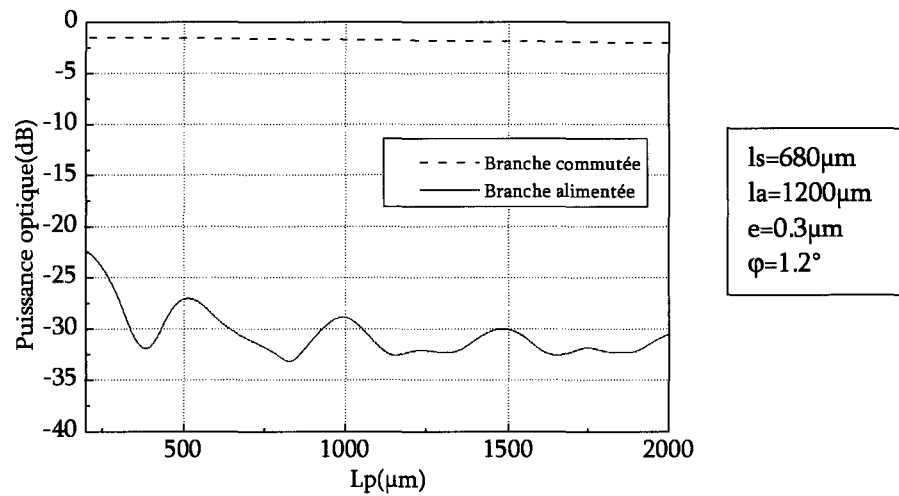


Figure 2.25. Optimisation de la longueur primaire de l'électrode.

Passons maintenant à l'optimisation de la longueur secondaire  $L_s$  pour  $L_p=780\mu\text{m}$ . L'évolution de la caractéristique de commutation (Fig.2.26) montre qu'un maximum est atteint pour  $1680\mu\text{m}$  avec 34dB. Les légères oscillations de la courbe de puissance optique dans la branche alimentée sont liées à un faible couplage optique entre les deux branches de sortie du commutateur. Ce couplage, difficile à éviter à ce stade, provient de l'angle faible ( $1.2^\circ$ ) de sortie.

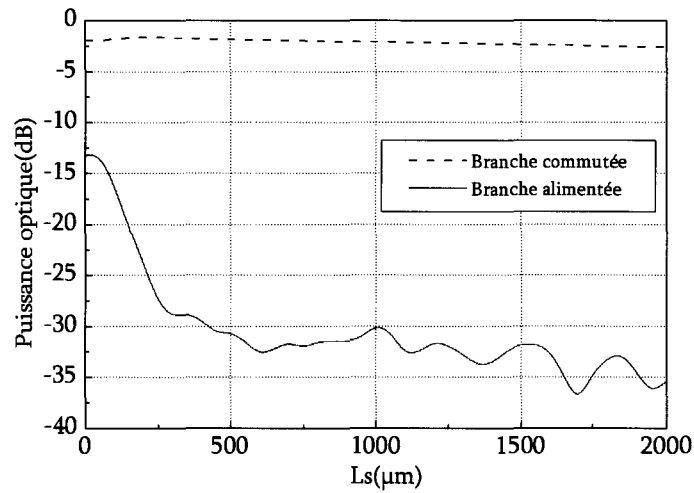


Figure 2.26. Optimisation de la longueur secondaire de l'électrode pour  $L_p=780\mu\text{m}$ .

Il reste l'étude de la forme triangulaire de la structure guidante. On optimise toujours de la même manière. C'est à dire qu'on connaît maintenant les valeurs de  $\varphi$ ,  $e$ ,  $L_p$ ,  $L_s$ . On fait varier  $L_a$  afin d'obtenir la diaphotie la plus élevée possible (Figure 2.27). Des valeurs de diaphoties supérieures à 35dB peuvent être obtenues. Voici, figure 2.28, la propagation à travers la nouvelle structure alimentée. Cette figure peut d'ailleurs être comparée avec la figure 2.23 montrant le fonctionnement de la première structure. Pour la nouvelle structure, la vue de dessus de la propagation montre la netteté du fonctionnement.

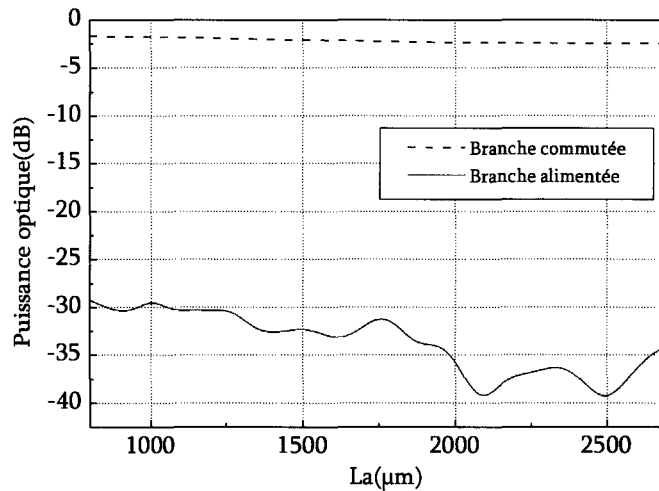


Figure 2.27. Optimisation de la longueur  $L_a$ .

Le faisceau commence par s'élargir progressivement dans la zone multimode, et il est reconfiné latéralement à la sortie du composant, une fois les deux branches du Y séparées. L'image b montre bien comment le faisceau optique est repoussé par la zone de faible indice représentée par le rectangle vertical sous l'électrode de droite. En c on est presque à la limite de séparation. Le faisceau est à ce point entièrement repoussé hors



de la branche alimentée. Cette image peut être comparée à l'image c de la figure 2.23. La différence de comportement est très nette et valide nos hypothèses d'optimisation qui imposent de dégrader le moins possible le faisceau lumineux. Les images e & f montrent le reconfinement de la lumière en sortie, reconfinement qui s'effectue sans problème. Tout au long du commutateur, il n'y a pas de pertes optiques par perturbation du faisceau incident, ce qui élimine tout faisceau parasite de lumière perdue qui nuirait au fonctionnement du circuit intégré optique dans lequel le commutateur serait intégré. Et l'intensité optique dans la branche alimentée est négligeable.

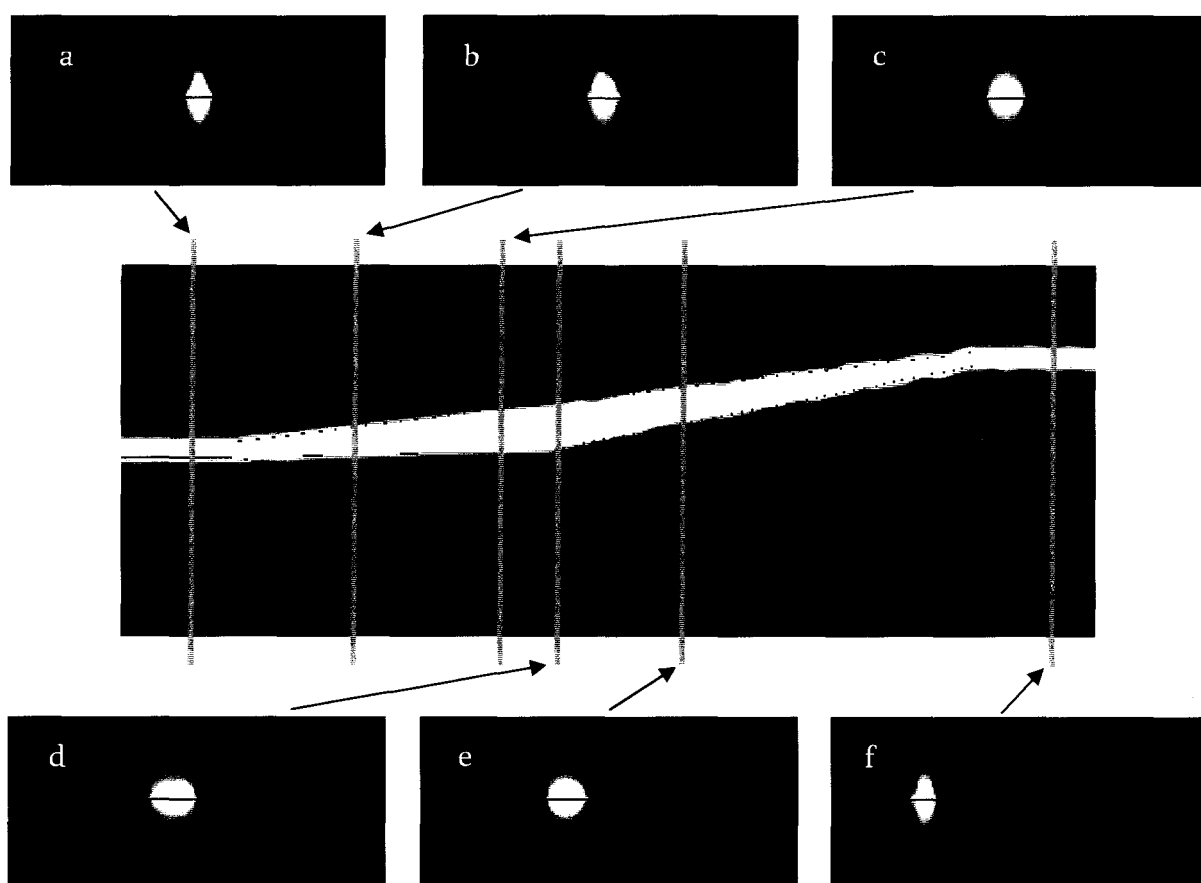


Figure 2.28. Modélisation de la structure "adiabatique" par BPM3D. Au milieu, on voit la coupe horizontale de la propagation avec autour les formes du faisceau correspondant à chaque étape :  
 a. entrée du commutateur, b. début des électrodes,  
 c & d. à l'ouverture du Y, e. après la séparation, f. en sortie du commutateur.

Nous avons tracé, à ce stade de l'optimisation qui n'est pas le dernier, l'évolution de la puissance optique le long du commutateur avec et sans amélioration de la structure guidante (Fig.2.29). La diaphotie obtenue n'atteint pas encore les 40dB mais ce composant est bien plus robuste que le précédent, comme nous allons le voir. Mais avant cela, nous allons apporter une amélioration supplémentaire au commutateur, en évitant tout couplage optique parasite entre les branches de sortie. Pour cela, nous allons introduire une gravure entre les deux branches, dont la profondeur ira au delà du quaternaire de coeur. Celle-ci sera faite par attaque plasma, et permettra l'isolation optique grâce à des interfaces verticale semiconductor-air.

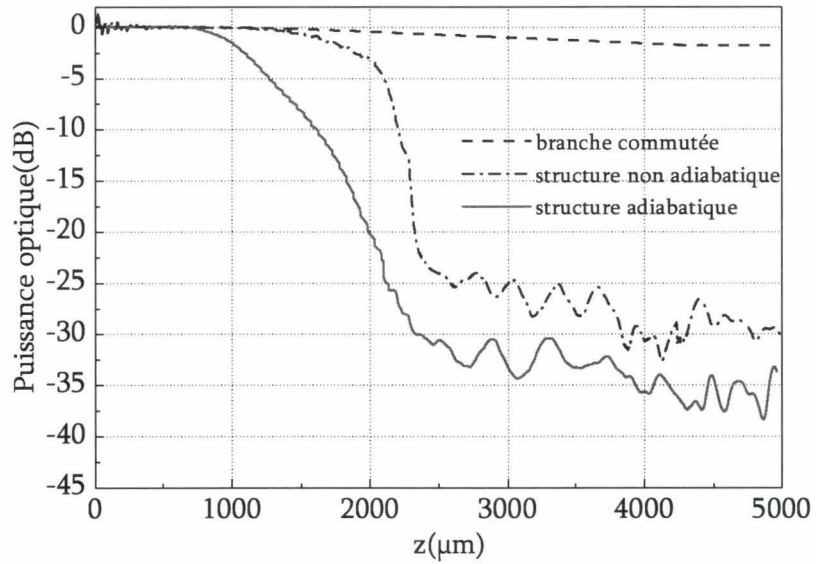


Figure 2.29. Comparaison des puissances le long de la propagation dans la structure de type adiabatique et non adiabatique.

*Amélioration de la diaphotie par gravure entre les deux branches du commutateur.*

La position de la gravure d'isolation en sortie est présentée figure 2.30. La conception de cette gravure se fait en deux étapes. Il faut d'abord évaluer la distance optimale entre la gravure et la structure guidante afin de ne pas perturber le mode se propageant le long du commutateur. Il faut ensuite bien placer la pointe du trou par rapport à la séparation de la jonction Y. S'il est trop près, il perturbera le commutateur en "coupant" le faisceau optique, s'il est trop loin, il ne sert à rien.

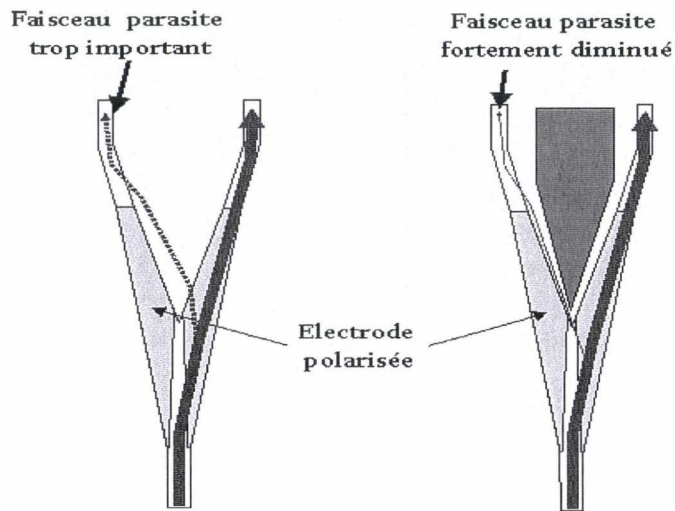


Figure 2.30. Propagation des faisceaux lumineux dans le commutateur. A gauche sans isolation optique et à droite avec une gravure profonde entre les deux branches de sortie.

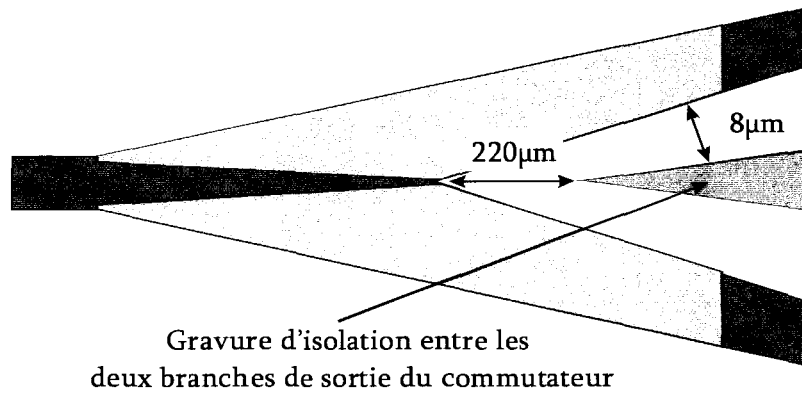


Figure 2.31. Position de la gravure d'isolation entre les deux branches de sortie.

Par modélisations successives par BPM3D, on obtient un écart de  $8\mu\text{m}$  entre le guide et les trous d'isolation et un décalage de  $220\mu\text{m}$  entre la fin de la jonction Y et la pointe du trou (Figure 2.31). La figure 2.32, montre l'amélioration nette obtenue grâce à cette technique. L'amélioration de diaphotie est de 4dB, ce qui se passe de commentaire. D'autre part la stabilité de la puissance optique dans la branche alimentée montre qu'on évite ainsi le recouplage parasite en sortie du composant. Cette dernière amélioration ayant corrigé le couplage en sortie, il est nécessaire de réoptimiser la longueur secondaire, qui devrait alors diminuer, ce qui réduira d'autant la consommation et les pertes liées au métal.

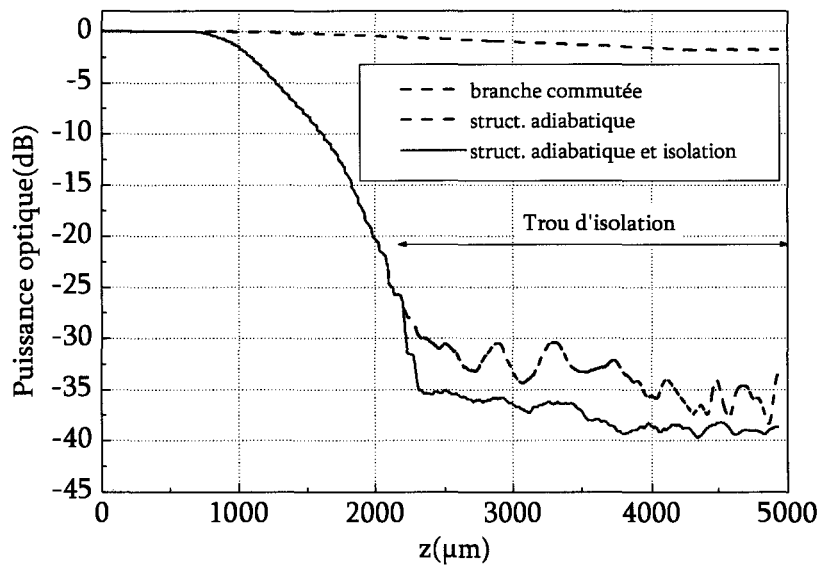


Figure 2.32. Puissance optique le long du commutateur avec et sans isolations optiques.

La figure 2.33 montre cette optimisation. Elle a été menée avec tous les paramètres optimisés et en tenant compte de la gravure d'isolation. La longueur secondaire passe de  $1680\mu\text{m}$  à  $680\mu\text{m}$ , ce qui est spectaculaire.

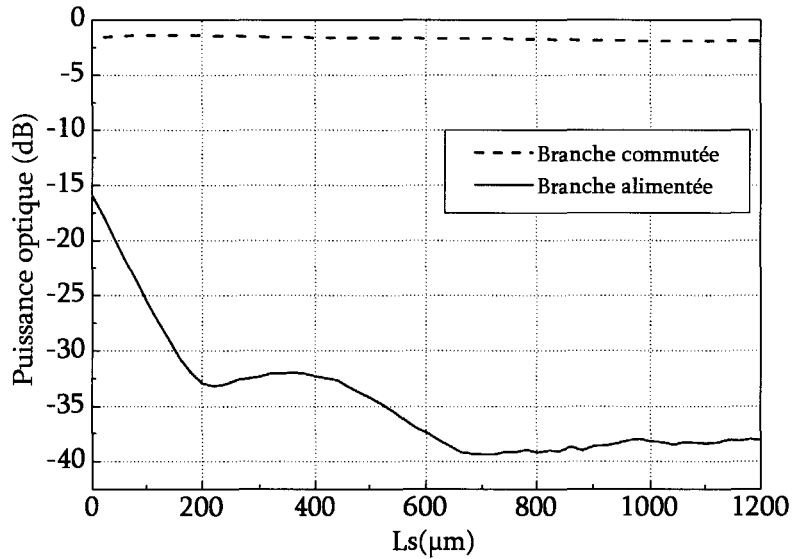


Figure 2.33. Réoptimisation de la longueur secondaire de l'électrode en tenant compte du trou d'isolation.

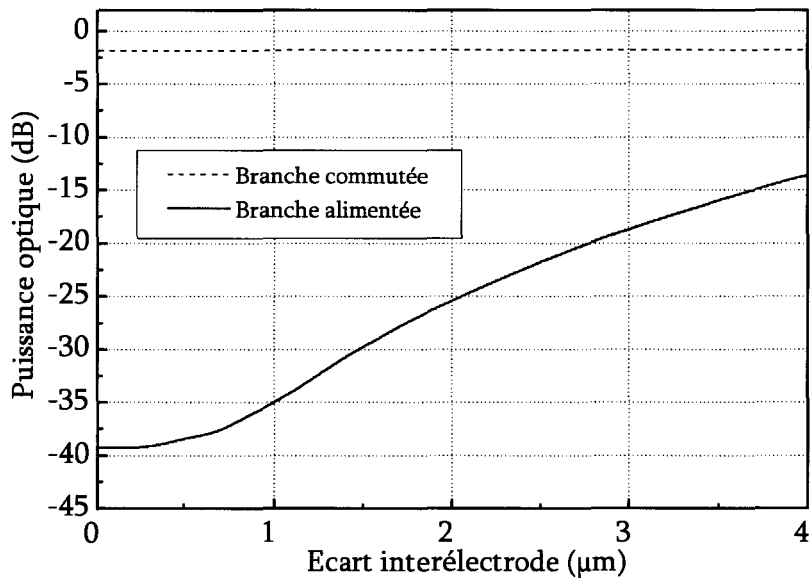


Figure 2.34. Sensibilité à l'écart entre les électrodes ( $\mu\text{m}$ ).

Il faut vérifier maintenant la sensibilité de la nouvelle structure aux paramètres technologiques. Nous commençons par regarder la sensibilité de la diaphotie à l'écart entre les électrodes. La courbe de la figure 2.34 montre qu'on peut maintenant aller jusqu'à  $1\mu\text{m}$ . Au delà, on perdra de la diaphotie, mais peu. Ceci est un résultat prometteur puisque l'écart interélectrode est le paramètre le plus délicat à réussir technologiquement tant est grand le rapport d'aspect de nos électrodes. Deuxième paramètre technologique

à surveiller : la largeur de ruban, qui peut varier au cours de la fabrication, là encore à cause du grand rapport d'aspect de nos guides. La figure 2.35 montre son influence qui est faible et acceptable.

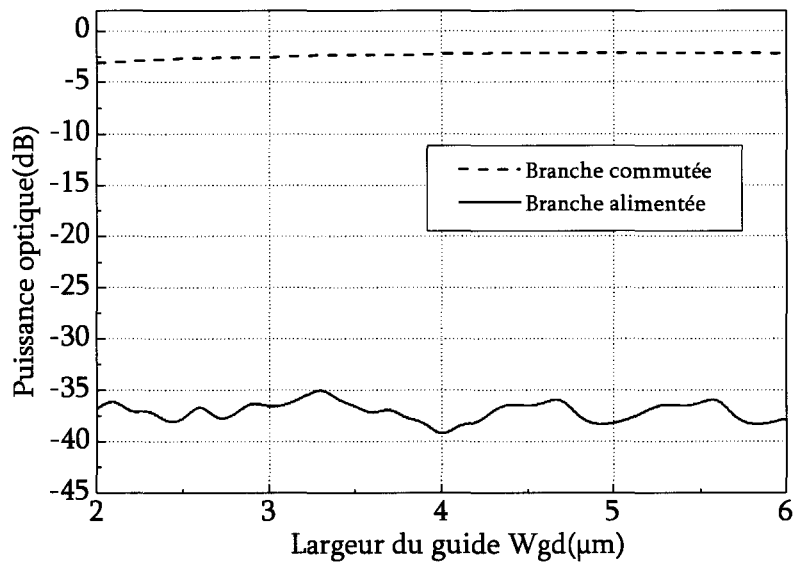


Figure 2.35. Sensibilité à la largeur du guide.

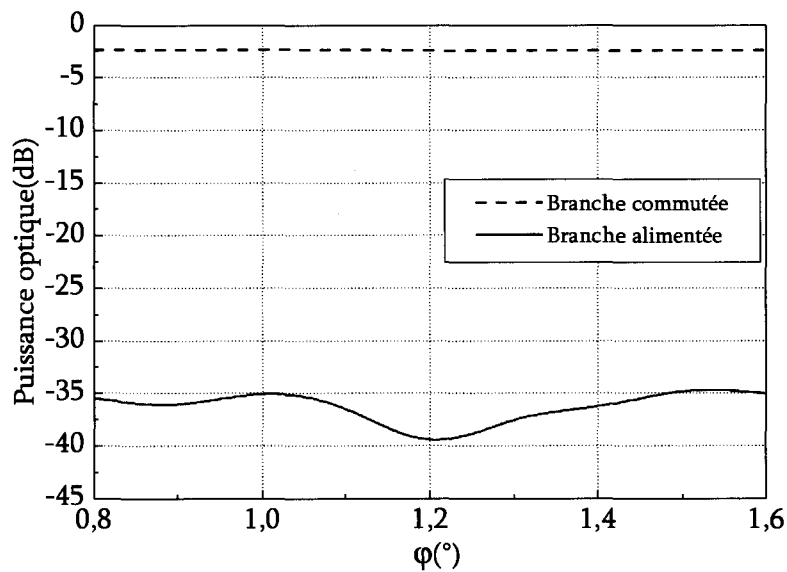


Figure 2.36. Sensibilité à l'angle d'ouverture du guide.

Le paramètre le plus crucial, dont les variations étaient déterminantes dans le cas de la première structure optimisée, est l'angle d'ouverture  $\varphi$ . Les simulations montrent là encore une influence devenue acceptable (Fig.2.36). On peut d'ors et déjà estimer que le commutateur optimisé est robuste et réalisable technologiquement.

Passons à la sensibilité à la longueur d'onde. On constate, figure 2.37, que le composant réagit très bien aux variations de longueur d'onde. L'amélioration de la zone de bifurcation a rendu la commutation beaucoup moins résonante.

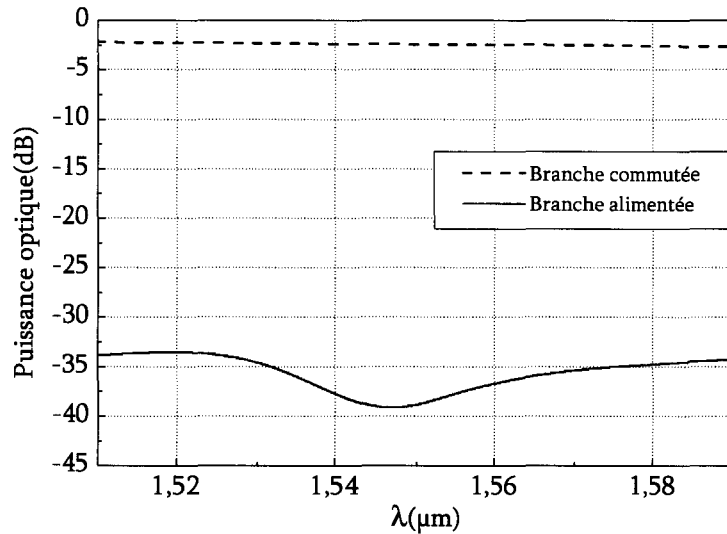


Figure 2.37. Sensibilité à la longueur d'onde.

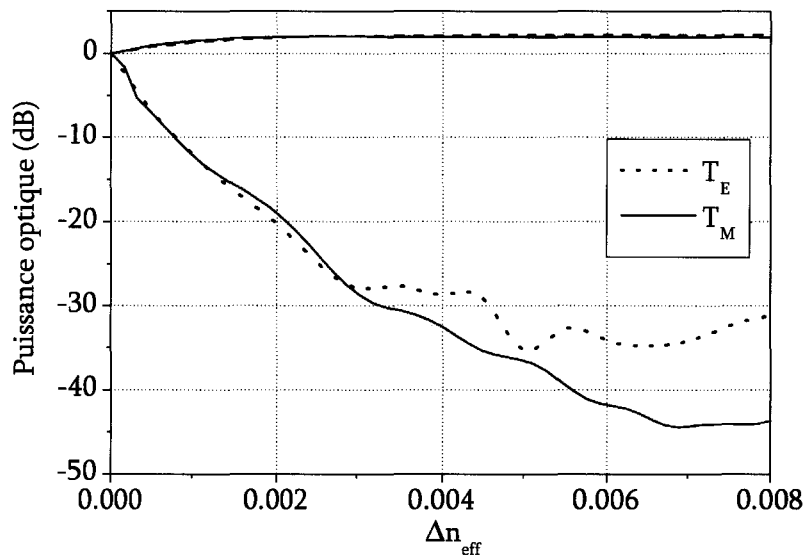


Figure 2.38. Caractéristique de commutation en fonction de la variation d'indice en TE et en TM.

Qu'en est-il pour finir de la variation d'indice ?

La courbe de la figure 2.38 est très importante car elle lie diaphotie et consommation. La résonance de diaphotie est moins fine, avec une diaphotie de 37dB pour une variation d'indice de  $5 \cdot 10^{-3}$ . Théoriquement, on peut même dépasser les 30dB aux alentours de  $3 \cdot 10^{-3}$ . Une vérification des performances du commutateur

optimisé en  $T_M$  montre un comportement légèrement différent mais les performances globales sont conservées. Si bien qu'on s'attend à une structure peu sensible à la polarisation optique.

Pour finir, parlons un peu du temps de calcul nécessaire à l'optimisation du commutateur par BPM3D. Nous avons effectué une étude portant sur dix paramètres. Pour chaque paramètre nous avons fait tourner, en boucle, 200 fois le modèle pour obtenir une bonne précision. Le temps de calcul pour obtenir un seul paramètre optimisé est de 5 jours.

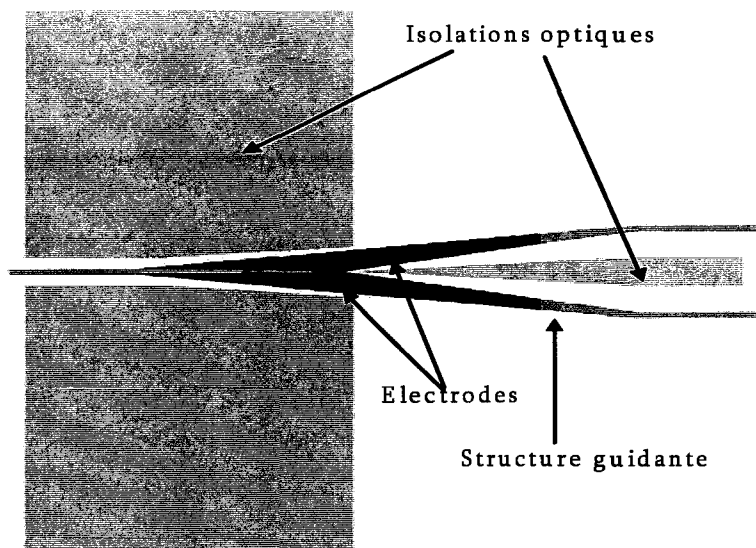


Figure 2.39. Schéma global du commutateur optimisé.

## 2.4. Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons présenté une synthèse courte de notre travail de conception de commutateurs DOS. Nous avons commencé par le guide optique, puis dans le cadre d'une étude des matrices intégrées, nous avons considéré le problème des intersections entre les guides. Cette étude nous a amené à étudier de manière plus précise ce qui se passe dans la zone multimode centrale de l'intersection. C'est cette approche qui a permis d'appréhender les commutateurs DOS à base de jonction Y en accordant un intérêt particulier à la zone multimode centrale de la jonction Y, qui permet une commutation nette et donc une haute diaphotie pour certains angles précis d'ouverture. Nous avons ensuite utilisé la BPM2D et la méthode des indices effectifs pour optimiser une structure de commutateur. Celle-ci s'est avérée très prometteuse avec une diaphotie pouvant excéder 40dB. Elle présente une géométrie d'électrode nouvelle qui permet d'orienter le faisceau optique incident de façon douce. Mais une étude plus approfondie de la robustesse de cette structure, c'est à dire de sa sensibilité aux paramètres technologiques et aux paramètres de fonctionnement (notamment la longueur d'onde), nous a poussé à une optimisation plus fine par BPM3D, le problème de départ ayant été défriché. Nous avons donc mené une seconde optimisation, plus gourmande en temps de calcul, avec une structure améliorée, et en particulier, plus adiabatique dans la zone de commutation. Ceci a débouché sur une structure finale très robuste, permettant des choix technologiques

limitant les risques lors de la fabrication. Cette structure présente, tant en TM qu'en TE, une diaphotie simulée de l'ordre de 37dB qui dépasse nettement les principaux résultats publiés dans notre domaine (cf chapitre 1). Le schéma du commutateur à fabriquer est présenté figure 2.39. Rappelons que l'hypothèse de base qui a orienté constamment notre optimisation, a consisté à conserver coûte que coûte l'intégrité du faisceau lumineux au cours de la traversée du commutateur. Cette hypothèse a porté ses fruits.

Nous allons maintenant présenter le processus de fabrication, que nous avons d'ailleurs déjà en tête lors de la conception.



## CHAPITRE 3

Première fabrication de commutateurs DOS  
sur InP à partir de quaternaire GaInAsP 1.18 $\mu$ m.

*Première fabrication de commutateurs DOS à partir de quaternaire GaInAsP 1.18 $\mu$ m.*

### 3.1. Introduction au processus technologique.

Afin de valider notre conception des commutateurs, nous sommes passés au stade de la fabrication. Du point de vue de la technologie, de tels composants présentent des difficultés spécifiques qui rendent la fabrication extrêmement délicate. Les commutateurs sont en effet de grande taille, et ils font l'objet d'un double processus technologique, face avant et face arrière, comme dans le cas des lasers, avec une plaque finalement amincie, donc très fragile. D'autre part, les composants présentent tous un rapport d'aspect élevé (Figures 3.1 et 3.2) : la longueur totale d'un commutateur est de 5mm alors que la largeur de guide est de 4 $\mu\text{m}$  et la distance inter-électrodes au niveau de la jonction Y entre 0.3 et 0.8 $\mu\text{m}$  (fig.3.1). Ceci implique :

- qu'il est nécessaire de disposer d'une épitaxie (épaisseur, matériau, dopage) la plus uniforme possible.
- qu'il faut obtenir une hauteur de guide constante le long du composant.
- d'aligner parfaitement le guide et les électrodes, les électrodes et les plots de contact, la sortie des branches du commutateur et l'amorce des trous d'isolations.
- de ne pas avoir de trop grandes variations du point de séparation de la jonction Y du commutateur.
- de préserver la séparation des deux électrodes de chaque commutateur.

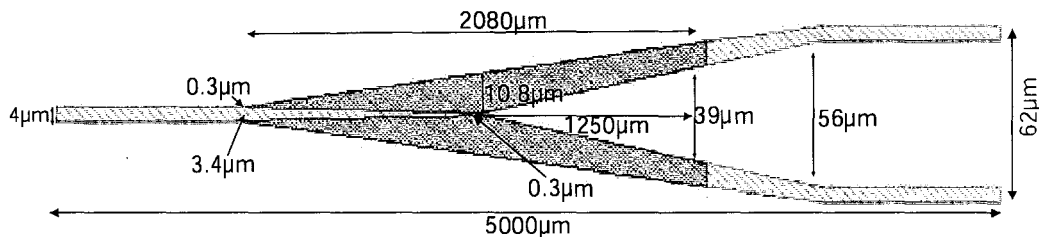


Figure 3.1. Structure typique de commutateur.

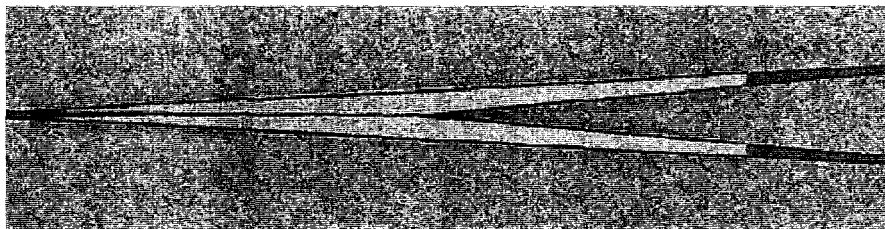


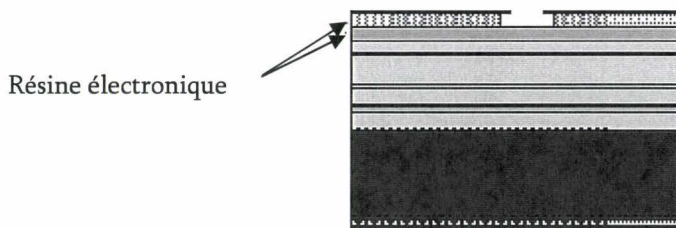
Figure 3.2. Structure de commutateur fabriquée.

Pour toutes ces raisons, l'épitaxie prend en compte des couches d'arrêt qui n'ont pas d'effet sur le comportement optique mais permettent l'homogénéité des attaques [HER 01]. De plus, la nécessaire précision des motifs et des alignements impose l'utilisation de la lithographie électronique, disponible à l'IEMN. Le processus technologique complet est composé de 16 étapes (5 étapes de photolithographie électronique, 3 étapes de gravure RIE, 5 étapes de gravure chimique, 1 étape de polissage, 3 étapes de métallisation). Comme nous allons le voir, il ne s'agit pas d'un processus technologique facile. Ce chapitre a

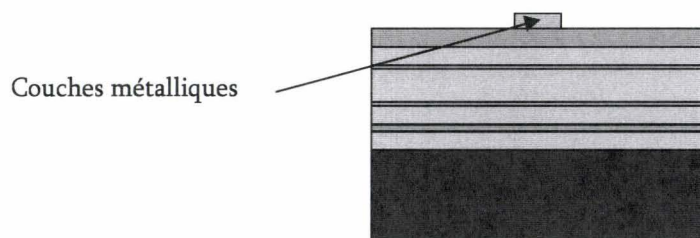
pour but d'en montrer les aspects saillants. C'est pourquoi nous commencerons par une description rapide succincte de tout le processus, chaque étape étant ensuite présentée en détail en précisant les principales difficultés. Finalement, les résultats technologiques obtenus seront analysés grâce à des images prises soit au microscope optique soit au microscope électronique.

### 3.2. Description sommaire de tout le processus.

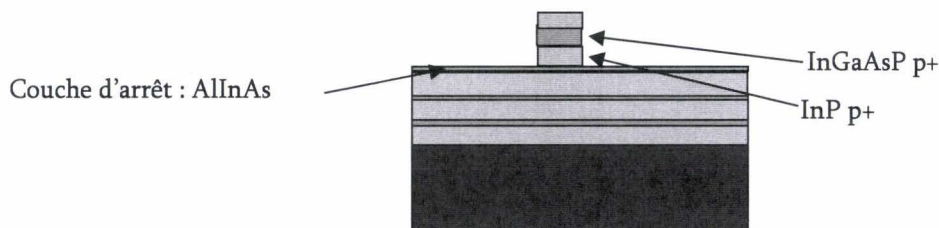
- Lithographie électronique des motifs des électrodes en réalisant un profil casquette en résine positive.



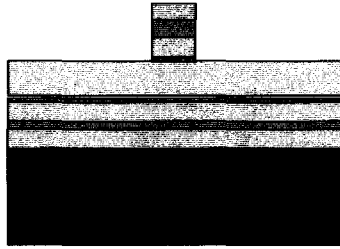
- Dépôt de la séquence des couches métalliques par évaporation suivi d'un lift-off et d'un recuit flash de 400°C pendant 40 secondes. Cette opération permet la diffusion des contacts.



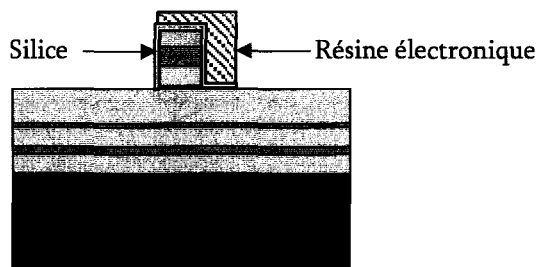
- On réalise une gravure RIE des couches actives InGaAsP P+/InP P+, en utilisant le métal comme masque. Cette opération est nécessaire au bon fonctionnement du composant car si les deux couches fortement dopées ne sont pas gravées, les deux électrodes seront court-circuitées.



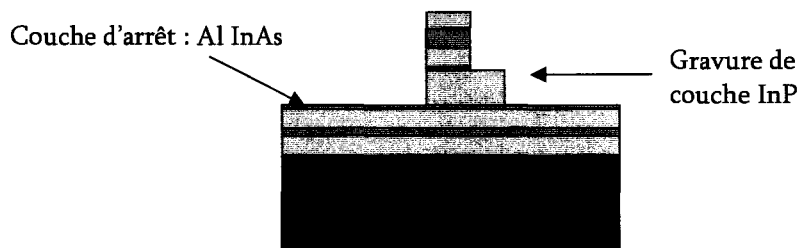
- On effectue une gravure par attaque chimique, qui est sélective par rapport à l'InP, de la couche d'arrêt en AlInAs. Cette opération ne nécessite que quelques secondes et évite l'utilisation de la gravure RIE qui expose le bâti à un risque de pollution par alumine.



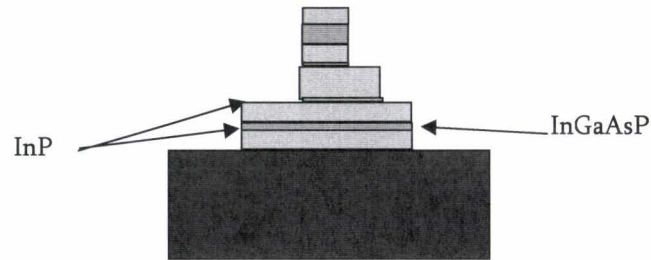
- Lithographie électronique négative des motifs des guides. Un masque de silice est créé par report du masque de résine de façon à protéger la structure supérieure des composants pendant la gravure des guides.



- Après un plasma  $\text{O}_2$  de nettoyage, on grave par RIE la couche d'InP afin de créer le ruban de 4 $\mu\text{m}$  de large et de 1 $\mu\text{m}$  de hauteur. Une couche d'AlInAs est utilisée pour l'arrêt de la gravure. Sans cette seconde couche d'arrêt, dont la vitesse de gravure est 20 fois moins rapide que l'InP, il y aurait une variation de la profondeur d'attaque le long du composant. Par exemple, le guide aurait 0.7 $\mu\text{m}$  de haut au début du commutateur et 1.3 $\mu\text{m}$  à la fin ce qui aurait des conséquences catastrophiques pour la propagation des faisceaux lumineux. En effet, à 0.7 $\mu\text{m}$  le guide est multimode, et au delà de 1 $\mu\text{m}$ , il est monomode.

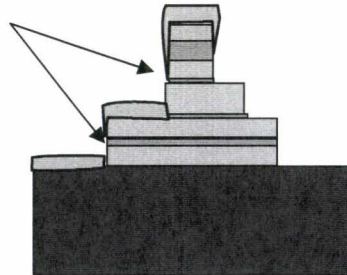


- Une gravure profonde permet d'obtenir l'isolation latérale entre les guides et d'éviter tout transfert de lumière entre les deux branches de sortie de la jonction Y. On utilise la même technologie que précédemment pour graver les couches successives (InP(0.3 $\mu\text{m}$ )/InGaAsP (0.2 $\mu\text{m}$ )/InP(1 $\mu\text{m}$ )). Cette opération est très délicate car l'alignement entre les trous d'isolation et les guides doit être parfait. Dans le cas contraire, la propagation optique sera perturbée, les parois verticales provoquant des pertes ou des oscillations latérales du faisceau, qui nuiront au bon comportement des composants.

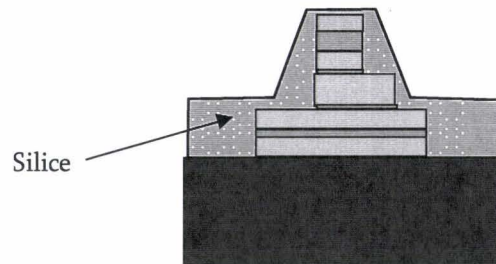


- Pour les plots de contact, une planarisation des composants est indispensable, la hauteur des dénivelés étant trop importante pour s'affranchir des coupures. Le schéma ci-dessous montre ce qui se passerait si l'on dépose les plots métalliques sans planarisation.

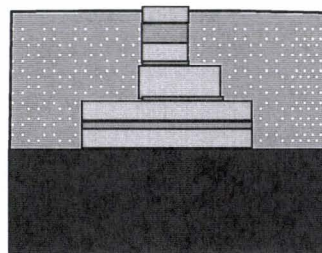
Coupe nette entre le plot de contact et l'électrode



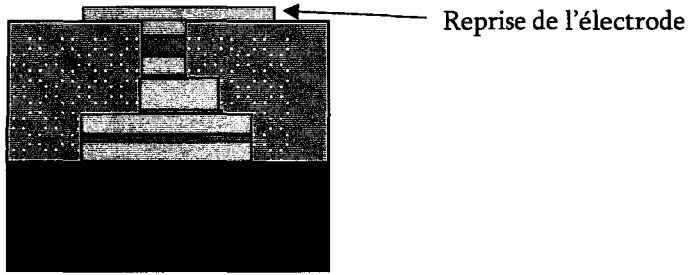
La technique de planarisation est à base de silice. Elle commence par un dépôt d'autant de silice que le dénivelé entre la base du guide et la dernière couche de métallisation, c'est à dire 2 $\mu$ m.



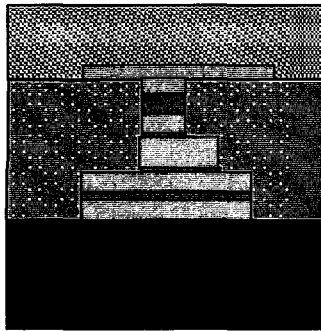
- La planarisation nécessite un dépôt de résine électronique avec une insolation pour dégager au dessus des électrodes, puis une attaque RIE de la silice.



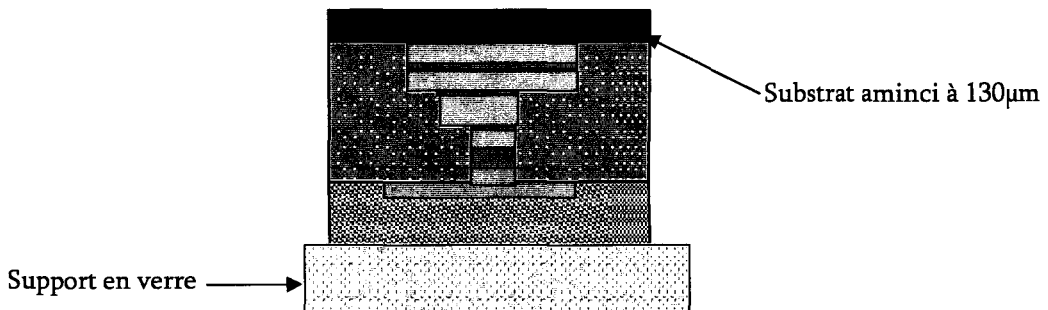
- Enfin, une autre lithographie électronique et un dépôt métallique sont nécessaires pour obtenir les plots de contact (titane et Or).



- Le processus technologique de la face avant est terminé. On commence maintenant le processus concernant la face arrière. Il s'agit de l'amincissement de la plaque à 130 $\mu$ m et de la métallisation par dépôt d'or en vue de réaliser le contact n+ des composants. Avant les étapes technologiques de la face arrière, notre plaque est collée sur une lame de verre. Ceci demande des précautions, notamment, la face avant est protégée par une épaisse couche (10 $\mu$ m) de résine qui conservera les composants.

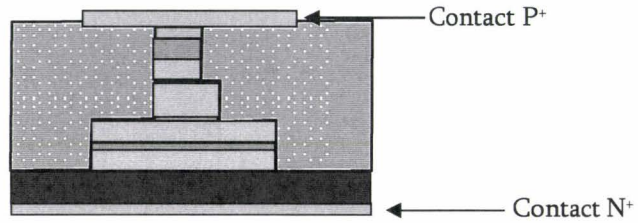


- L'étape de collage est très délicate, car il faut absolument éviter les bulles d'air entre les deux plaques. Celles-ci rendraient notre plaque très fragile lors du ponçage et un clivage intempestif serait catastrophique étant donné la taille et le nombre de nos composants. On utilise de la cire chauffée à 80°C et une pression homogène est indispensable lors du collage. Après le collage, l'amincissement se fait par ponçage à l'abrasif suivi d'un polissage à l'eau de javel. Tout ceci permet d'atteindre une épaisseur de substrat InP de 130 $\mu$ m, ce qui facilitera le clivage.



- La plaque est ensuite décollée de la lame de verre grâce à une solution organique chauffée qui attaque la cire. Un nettoyage à l'acétone enlève la résine protectrice et on dépose une couche de 400 $\text{\AA}$  d'or qui forme le contact n+ sous le substrat. Un recuit rapide de 400°C pour créer la diffusion n'est pas

possible à ce stade de la fabrication car la silice de la planarisation, qui est déposée à 300°C, serait fortement dégradée et entraînerait des ruptures de contact entre les plots et les électrodes face avant.



Cette description globale montre la complexité du processus. En fait, l'ensemble des étapes nous a pris environ huit mois. Mais il est important de préciser les éléments de cette fabrication afin, notamment, d'en faire ressortir les aspects optimisés.

### 3.3. En ce qui concerne l'épitaxie.

Nous avons vu comment les premières études théoriques ont pour une part déterminé notre épitaxie. La structure épitaxiale de base découle de la conception du guide chargé à base de GaInAsP adapté en maille sur InP. La première hypothèse de travail a été d'opter pour un quaternaire de longueur d'onde de coupure  $\lambda_g=1.18\mu\text{m}$ . Ensuite, il a fallu définir la structure PIN de la zone active et insérer des couches d'InP faiblement dopées autour du quaternaire pour limiter les pertes optiques par porteurs libres. Enfin, la nécessaire homogénéité des attaques plasma nous a contraints à insérer des couches d'arrêt en AlInAs qui ne sont pas optiquement actives. L'ensemble de ces données nous a conduit à la structure épitaxiale présentée figure 3.3, et réalisée à l'IEMN sur substrat deux pouces dans un bâti d'épitaxie par jet moléculaire source gaz (équipe de M. F. Mollot).

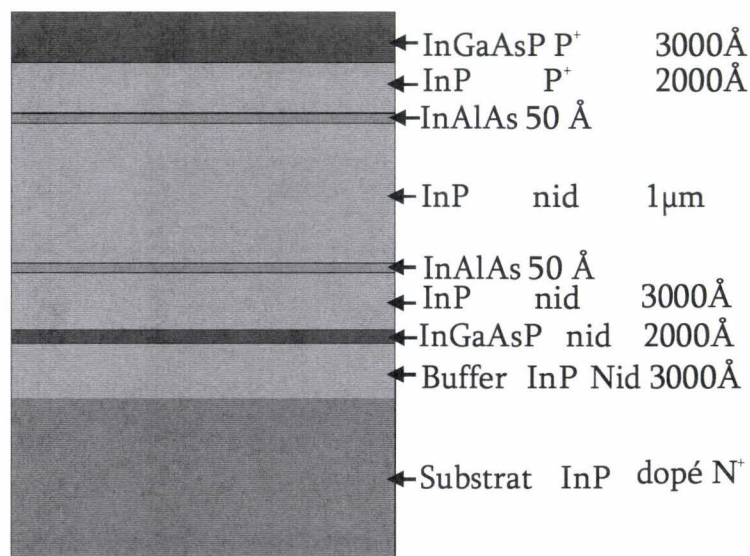


Figure 3.3. Première structure épitaxiale utilisée pour la fabrication des composants.



Sur un substrat d'InP, dopé n+, on fait croître une couche intermédiaire d'InP, non intentionnellement dopée de 3000Å, puis suit la croissance de la couche de quaternaire non dopée, de 2000Å, de longueur d'onde de coupure 1.18 $\mu\text{m}$ , et une couche d'InP nid d'épaisseur 1.3 $\mu\text{m}$ . Les deux couches d'arrêt font chacune 50Å d'épaisseur et sont judicieusement placées de façon à arrêter la gravure des couches dopées, puis celle de la structure guidante. Pour finir, deux couches fortement dopées P+ ( $2.10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ), de quaternaire InGaAsP P+ (3000Å) et InP P+ (2000Å), sont déposées. Elles permettent un bon contact ohmique et le bon transfert des porteurs dans la zone active.

L'accroissement du nombre des porteurs libres constituant l'effet plasma étant lié à un phénomène de diffusion, on a intérêt à avoir autour de la zone active peu dopée des zones fortement dopées permettant de fortes injections. Le dopage des couches P+ est donc élevé. Ceci aura une influence sur les pertes optiques sous l'électrode. Une telle épitaxie, d'épaisseur 2.2 $\mu\text{m}$  a demandé une journée de fabrication.

### 3.4. Description des masques et des différents dispositifs à réaliser.

#### 3.4.1. Méthode de conception des masques.

La conception des masques a été effectuée par logiciel (wavemaker). Deux choix sont possibles pour réaliser les différentes couches, chacune associées à une étape de masquage : utiliser l'interface du logiciel pour créer chaque couche représentant les motifs ou écrire un programme capable de générer un fichier compatible numériquement avec le masqueur électronique.

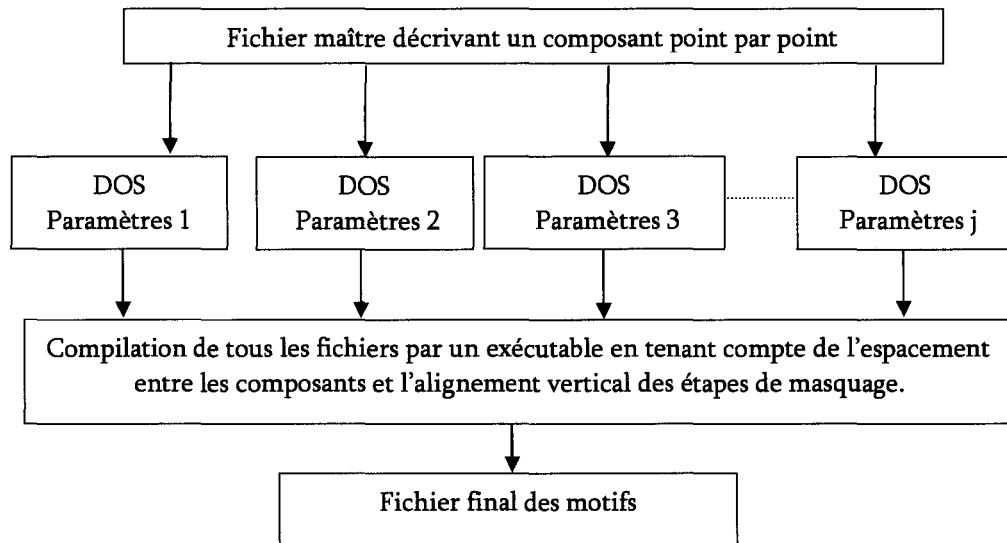


Figure 3.4. Organigramme de conception des masques directement par logiciel.

La deuxième méthode a été choisie car les composants, principalement les commutateurs, ont une structure d'électrode et de guide complexe, ce qui crée des masques très complexes. On crée un fichier script maître qui décrit complètement le composant-type et on modifie les dimensions qui décrivent chaque composant

pour créer un fichier script esclave. Sa position sera intégrée ultérieurement sur la plaque de 2 pouces. Nous constatons que la méthode utilisée a deux avantages remarquables, bien entendu la rapidité d'exécution des fichiers script et la possibilité de modifier directement une ou des dimensions du commutateur-type au nanomètre près en rentrant directement les coordonnées des points à modifier. La modification est immédiatement appliquée à tous les composants de la plaque. Un organigramme représentant ce travail apparaît figure 3.4, et un exemple de fichier est proposé à l'annexe 1.

Ceci étant, qu'avons nous placé sur notre plaque ?

### 3.4.2. Les guides.

Les premiers composants à réaliser sont les guides droits (métallisés ou non) afin d'obtenir les caractéristiques de guidage de la structure active et passive. Grâce à la caractérisation statique des guides, on peut tirer les informations suivantes :

- Le bilan des pertes (pertes d'insertion, et pertes de propagation).
- L'absorption due au métal en fonction de la longueur de guide métallisé.
- L'absorption effective de la PIN polarisée en fonction du courant injecté.

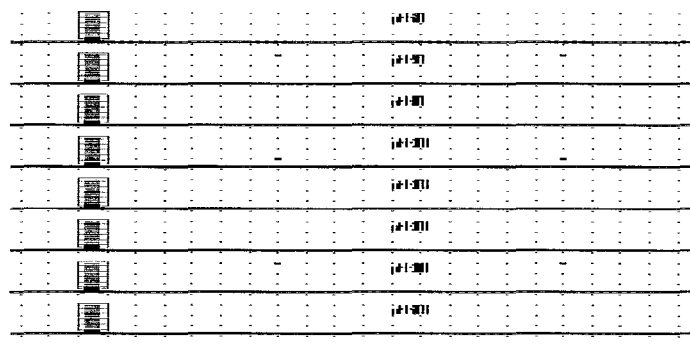


Figure 3.5. Motifs de 8 guides droits de 4 $\mu\text{m}$  de large. Les longueurs d'électrode sont de haut en bas respectivement : 200, 500, 800, 1000, 1200, 1500, 1800, 2000 $\mu\text{m}$ .

On a donc réalisé des guides droit de 5mm de longueur et de différentes largeur d'électrode [0.8, 1.8, 2.5, 4, 6 $\mu\text{m}$ ], on fait varier en plus la longueur d'électrodes [200, 500, 800, 1000, 1200, 1500, 1800 et 2000 $\mu\text{m}$ ]. Le motif de 8 guides droits, métallisés, de 4 $\mu\text{m}$  de large est présenté figure 3.5.

### 3.4.3. Les Interféromètres de Mach-Zehnder.

La nécessité de mesurer les différentes propriétés de l'injection de porteurs dans nos hétérostructures impose de fabriquer des interféromètres de Mach-Zehnder de longueur d'électrodes variable [200, 400, 600, 800, 1000, 1500 $\mu\text{m}$ ], afin d'obtenir la variation de l'indice effectif en fonction du courant, mesures obtenues par caractérisation statique, et en fonction de la densité de porteurs, mesures obtenues par caractérisation dynamique. Un interféromètre de Mach-Zehnder, de 10mm de longueur possédant une paire d'électrodes de 1mm de long est représenté figure 3.6.

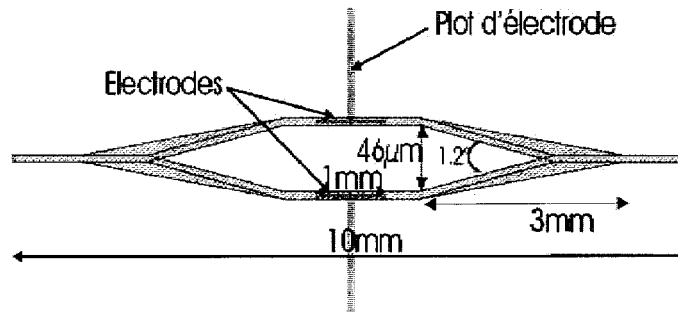
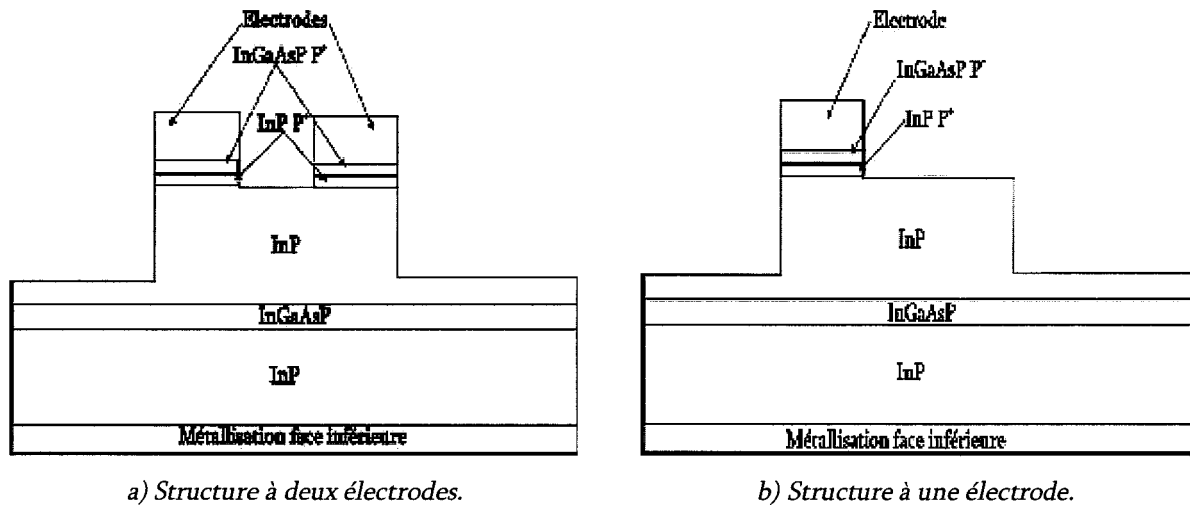


Figure 3.6. Motif d'un interféromètre Mach-Zehnder.

#### 3.4.4. Les commutateurs.

Enfin, les commutateurs sont placés sur la plaque tête-bêche de manière à y incorporer le maximum de composants et distinguer les commutateurs possédant une électrode (fig.3.7a) des commutateurs possédant deux électrodes (fig.3.7b). Technologiquement, la séparation entre les deux électrodes étant très difficile à obtenir, de peur d'obtenir des commutateurs dont les deux électrodes sont court-circuitées, donc non inutilisables, nous avons décidé de faire en partie des commutateurs ne possédant qu'une seule électrode. La structure guidante au niveau de la jonction du commutateur ne possédant qu'une seule électrode a une topologie dissymétrique comme le montre la figure 3.7b. On remarque que les couches actives sont totalement gravées d'un côté de la zone active centrale.



a) Structure à deux électrodes.

b) Structure à une électrode.

Figure 3.7. Structure de zone active dans la zone de couplage du commutateur.

Pour chaque couple de commutateur (fig.3.8), l'espacement entre les électrodes au point de séparation est 0.3, 0.5 ou 0.8  $\mu\text{m}$ . En sus, comme on vise une diaphotie importante en limitant la consommation, on a fait varier à titre d'essai la surface de l'électrode pour chaque espacement.

Le motif du couple de commutateurs représenté figure 3.8 est une image compressée 30 fois sur la longueur du composant par rapport à la largeur. Le même motif avec un rapport réel entre la longueur et la largeur du commutateur est représenté figure 3.8. Cette image nous montre aisément le rapport d'aspect à prendre en

compte pour la réalisation. Sur la figure 3.8, on distingue bien les trous d'isolation optique de part et d'autre de l'entrée de chaque commutateur, et le trou d'isolation optique qui prend naissance à l'endroit où les branches se séparent.

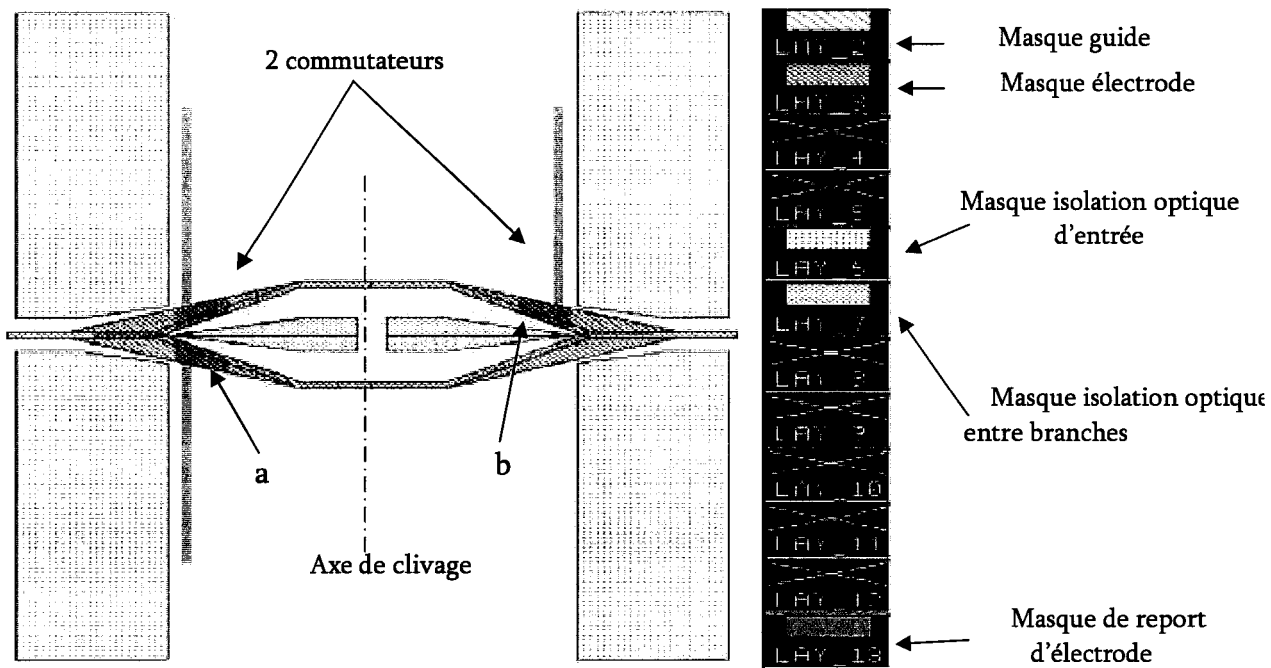


Figure 3.8. Exemple de motif des commutateurs de type DOS. a) Bi-électrodes et b) Mono-électrode pour un rapport de maillage  $y/x$  de 30.



Figure 3.9. le même motif du couple de commutateurs mais pour un rapport de maillage  $y/x$  de 1.

### 3.4.5. Description des différentes structures d'électrodes.

A partir du moment où la zone active d'indice modifiée est de largeur suffisante pour repousser le faisceau optique, la consommation est proportionnelle à la surface d'électrode. On a donc incorporé des commutateurs de surfaces d'électrode différentes (fig.3.10). La première surface S1 est la même que la surface de la structure guidante, la deuxième surface S2 est deux fois plus petite que la précédente, et enfin la troisième, S3, est quatre fois plus petite.

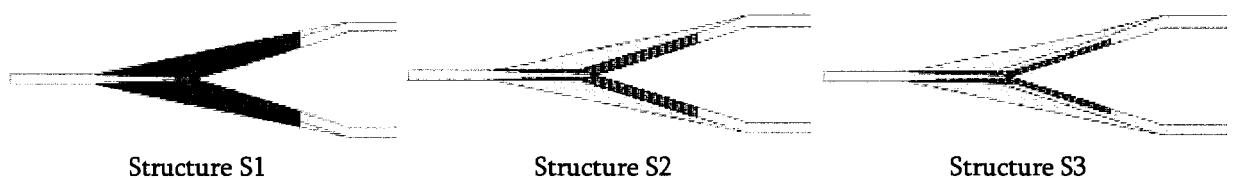


Figure 3.10. Motifs de commutateurs avec les trois surfaces différentes d'électrodes.

En final, nous plaçons judicieusement les différents motifs sur notre masque afin d'y créer la cellule élémentaire. Sur un substrat de deux pouces on pourra répéter la cellule élémentaire cinq fois, ce qui permettra d'évaluer l'influence de l'emplacement. La configuration complète de la cellule élémentaire apparaît figure 3.11.

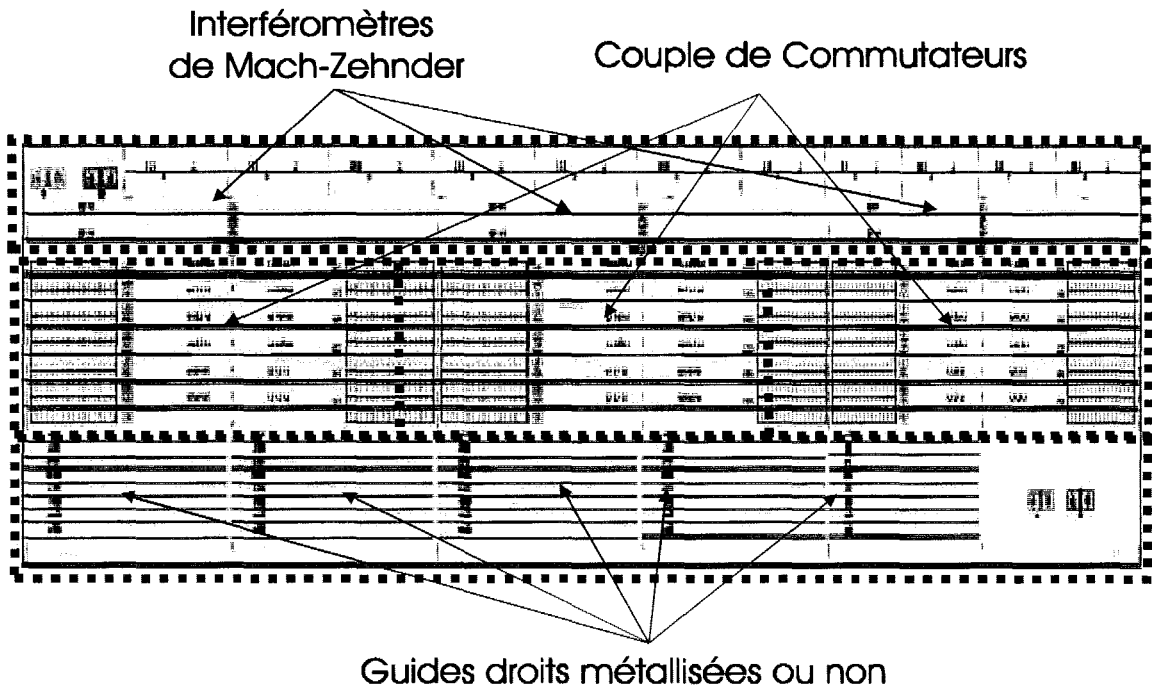


Figure 3.11. Plan complet des motifs des composants à réaliser.

Nous allons maintenant passer à la description complète du processus technologique.

### 3.5. Dépôt des électrodes.

Cette étape consiste à réaliser les électrodes des composants et les motifs d'alignement électronique (carré de 8\*8 $\mu$ m). Vu le rapport d'aspect élevé des électrodes, de nombreux essais de résinage électronique sur une plaque d'essai sont nécessaires pour optimiser le procédé technologique afin de réaliser des motifs d'électrodes d'excellente qualité. Il faut en effet réaliser un profil en casquette en utilisant le masque associé aux électrodes, l'échantillon est déposé dans un bâti de pulvérisation pour y réaliser le dépôt des couches métalliques (Pt(100Å)/Ti(300Å)/Pt(100Å)/Au (3000Å)/Ti(200Å)). Le lift-off est effectué, dans une solution d'acétone pendant plusieurs minutes, pour éliminer le surplus de métal. Ainsi on réalise un contact ohmique de très bonne qualité protégé par une couche de 200Å de titane qui est capable de résister aux gravures plasma des prochaines étapes. Un recuit rapide de 400°C pendant 40 secondes est nécessaire pour fabriquer les contacts ohmiques. Le tableau 3.1 explique cette séquence.

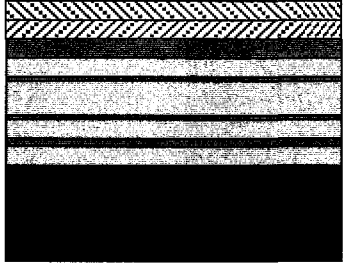
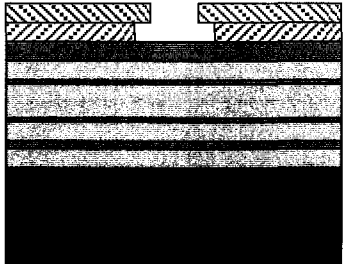
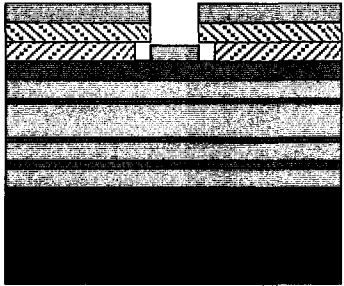
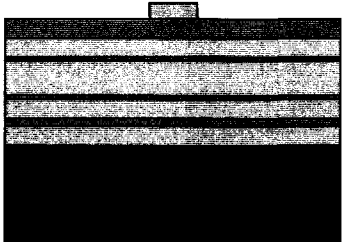
<p>Nettoyage de la plaque acétone + alcool          EL 13% (<math>v=2900</math> m/s, <math>a=1000</math>m/s<sup>2</sup>, <math>t=12</math>s)          recuit sur plaque pendant 1mn à 80°, 30min à 170° 30min à 170°          dans le four a convection          laisser refroidir à 20°C pendant 10min          PMMA 3% (<math>v=3400</math> m/s, <math>a=1000</math>m/s<sup>2</sup>, <math>t=12</math>s)          recuit sur plaque pendant 1mn à 80°, 30min à 170° 30min à 170°          dans le four a convection          laisser refroidir à 20°C pendant 10min</p>	
<p>Lithographie : expo dose 180<math>\mu</math>C/m<sup>2</sup>          Recuit sur plaque 115°C pendant 3min          Révélateur : (1/3MIBK, 2/3 IPA) pendant 2min à 150tr/min, puis          avec l'échantillon pendant 1min à 100tr/min          Rinçage 30sec IPA</p>	
<p>Evaporation : Pt/Ti/Pt/Au/Ti : 100Å/ 300Å/ 100Å/ 3000Å/ 200Å</p>	
<p>Lift-off de 45min dans une solution d'acétone</p>	

Tableau 3.1. Procédé de dépôt des électrodes.

Les images (fig. 3.12) prises au microscope optique, montrent la topologie des électrodes d'un commutateur. On y voit successivement le début (3.12a), la partie centrale (3.12b) et la fin (3.12c) de la zone d'électrode. La topologie de chaque électrode est remarquablement reproduite et les dimensions, mesurées au profilomètre, sont très bien respectées. Néanmoins on constate un problème de définition pour certains composants dont l'espacement inter-électrode à la jonction Y est de 0.3 $\mu$ m (figure 3.13 à comparer avec la figure 3.12b). Ce court circuit est lié à l'effet de proximité des motifs qui s'explique en majeure partie par une fragilité de la résine électronique, après insolation, dans le cas de dimensions faibles. Une partie étroite de résine est nécessaire pour la dissociation des électrodes. L'effet de proximité apparaît lors de l'écriture successive de deux zones très proches. Un effet de charge de la résine insolée crée une interaction dans

l'espace inter-zones qui a pour conséquence immédiate une insolation partielle de la résine située dans cette zone. A cause de cet effet, la résine située entre les parties insolées va disparaître, et les deux électrodes seront unies après le dépôt métallique.

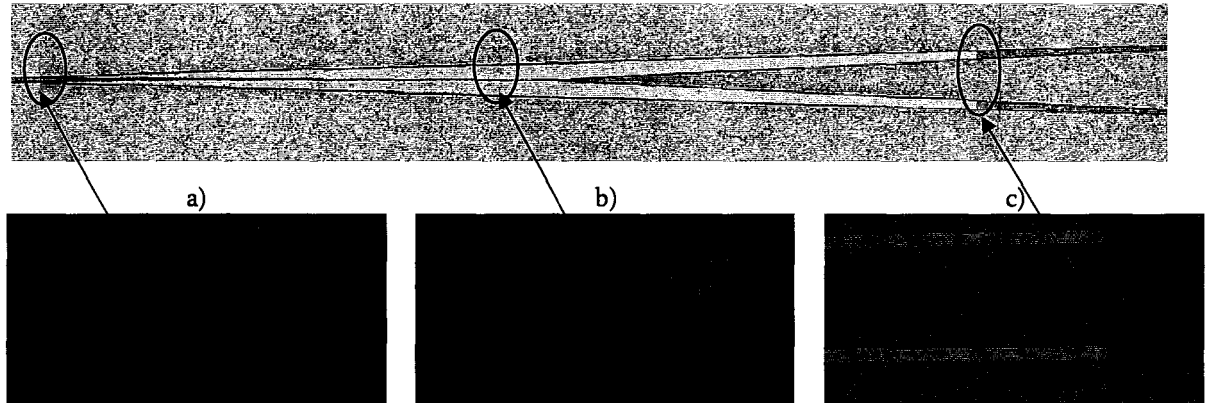


Figure 3.12. a) Début, b) Milieu, et c) Fin de l'électrode pour un écart entre les électrodes de 0.3 $\mu\text{m}$ .



Figure 3.13. Court-circuit entre les deux électrodes engendré par l'effet de proximité.

### 3.6. Gravure des couches InP P<sup>+</sup> et InGaAsP P<sup>+</sup>.

Avant la gravure des guides, la gravure sous les électrodes des couches actives GaInAsP P<sup>+</sup> et InP P<sup>+</sup> est indispensable afin d'éviter les courts-circuits. On utilise donc le métal comme masque pour graver, par plasma RIE, les deux couches jusqu'à la couche d'arrêt prévue à cet effet. Par suivi interférométrique, on est capable de s'arrêter lorsque les deux couches ont été gravées car la couche d'AlInAs se grave 20 fois moins rapidement que les couches actives dopées P<sup>+</sup>. A la fin de la gravure, il faut effectuer le retrait de la couche d'arrêt soit par voie ionique soit par attaque chimique. Lors de la gravure d'une couche d'AlInAs par voie ionique, il y a risque de pollution du bâti de gravure par l'alumine, on utilise donc l'attaque en phase aqueuse. Il s'agit d'une solution de H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>/H<sub>2</sub>O/H<sub>3</sub>PO<sub>4</sub> aux proportions respectives 1/40/5 [HER 01]. Comme nous l'avons déjà dit, les couches d'arrêt, de très faible épaisseur, n'ont aucune influence sur le comportement optique du commutateur. Le procédé de retrait des couches actives et de la couche d'arrêt est détaillé dans le tableau 3.2.

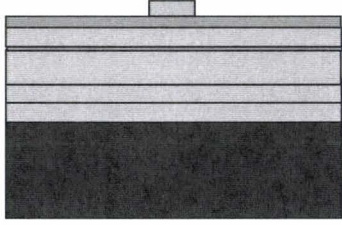
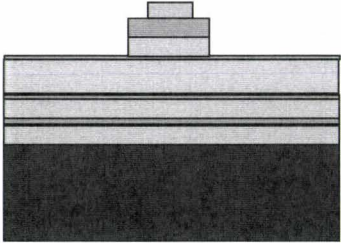
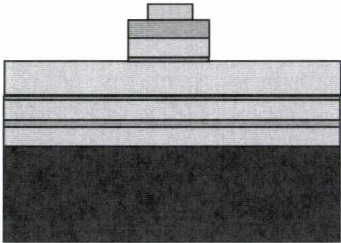
<p>Masque de gravure : Auto alignement avec les électrodes</p>	
<p>Gravure plasma des couches d'InGaAsP P<sup>+</sup> et d'InP P<sup>+</sup>: CH<sub>4</sub>/Ar/H<sub>2</sub> (6 : 50 : 10) cm<sup>3</sup>/s 225W, 50mT, 420V cycle de 15min + 2min plasma O<sub>2</sub> + 2min de pompage</p>	
<p>Gravure par attaque chimique de la couche d'arrêt AlInAs pendant quelques secondes dans une solution H<sub>3</sub>PO<sub>4</sub>/H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>/H<sub>2</sub>O (5: 1: 40) la vitesse d'attaque est de 1500Å/min. Rinçage à l'EDI.</p>	

Tableau 3.2. Procédé complet de Gravure des couches InP P<sup>+</sup> et InGaAsP P.

### 3.7. Gravure des guides optiques.

Lors de cette étape cruciale, le problème le plus délicat est d'aligner les motifs des électrodes et les motifs des guides. Les résines électroniques utilisées dans notre laboratoire ne sont pas capables de résister à la gravure par plasma de l'InP, car ce plasma est composé de fluor. Il est donc nécessaire de créer un masque de silice, qui supporte lui-même très bien la gravure, en reportant le masque de résine électronique sur la silice. L'épaisseur de silice nécessaire est de 1000Å. Le transfert des motifs en résine sur la couche de silice est effectué par gravure plasma : CHF<sub>3</sub>/CF<sub>4</sub> (40/40); 125W, 50mT, 420V. La vitesse de gravure de la silice est de 400Å/mn. Après la réalisation du masque des guides en silice, un plasma O<sub>2</sub> est effectué pour éliminer les traces résiduelles de résine électronique SAL601. On grave ensuite la couche d'InP, d'un micron d'épaisseur, par plasma RIE. Une couche d'arrêt est une fois encore prévue pour contrôler l'épaisseur gravée. Une fois l'opération effectuée, des mesures au profilomètre montrent qu'une erreur de 2 à 5 % est commise lors de la gravure d'un micron de hauteur, ce qui est remarquable pour nos composants, car cette erreur n'influencera guère le mode de propagation.

Une image prise au microscope électronique (Figure 3.14a) montre l'aspect des guides et des électrodes à ce stade de la réalisation. On constate un élargissement du guide là où il devrait longer l'électrode (à gauche sur la photo). Ceci s'explique par une insolation plus prononcée de la résine électronique autour de l'électrode. En effet, le spot électronique qui permet d'écrire les motifs crée une concentration de charges importante



autour du métal. Pendant la révélation, la résine négative est donc plus résistante à proximité du métal ce qui conduit à un élargissement. On a mesuré un élargissement du guide de 0.8 $\mu\text{m}$  pour la structure d'électrodes de surface S1, de 1.8 $\mu\text{m}$  pour la structure d'électrodes de surface S3. La figure 3.14b montre comment ces caractéristiques morphologiques vont dégrader les performances des commutateurs en provoquant des fuites optiques le long de l'électrode alimentée en courant, sous laquelle il ne devrait pas passer de lumière en principe.

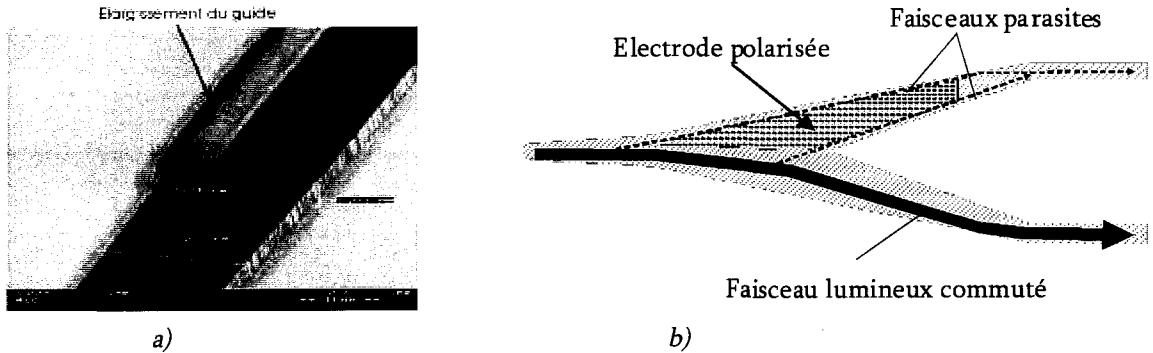
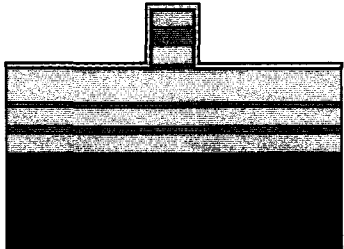


Figure 3.14. a) Image prise au microscope électronique représentant l'élargissement du guide le long de l'électrode pour un commutateur mono-électrode.  
b) Propagation des faisceaux optiques le long du commutateur mono-électrode.

Le faisceau lumineux qui se propage le long du guide d'entrée du commutateur sera divisé en deux parties, des faisceaux parasites vont se propager jusqu'à la sortie de la branche alimentée le long du défaut du commutateur tandis que la plus grande partie du faisceau optique est aiguillée logiquement de l'autre côté. Ce comportement sera apprécié en détail dans le chapitre suivant.

Après avoir gravé les guides, deux étapes de nettoyage sont nécessaires. La première étape consiste à éliminer les restes de silice sur le ruban, en utilisant un plasma  $\text{CHF}_3/\text{CF}_4$ . Ensuite, on attaque la couche d'arrêt en utilisant comme précédemment la solution  $\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}/\text{H}_3\text{PO}_4$  aux proportions 1/40/5. Le procédé complet de définition et de réalisation des guides est détaillé dans le tableau 3.3.

<p>Dépôt de 1000Å de silice par PECVD à la température de 300°C</p>	
---	--

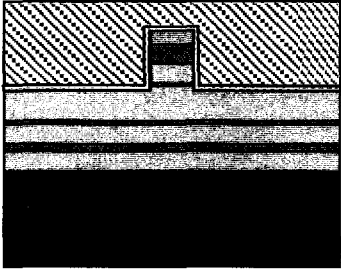
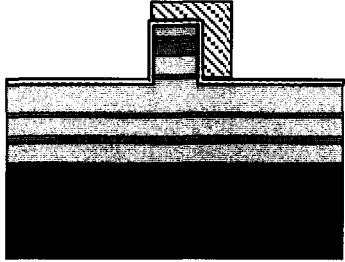
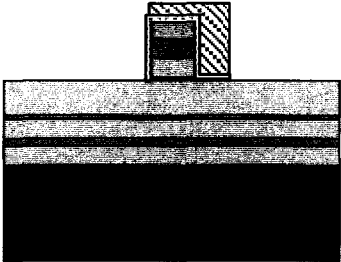
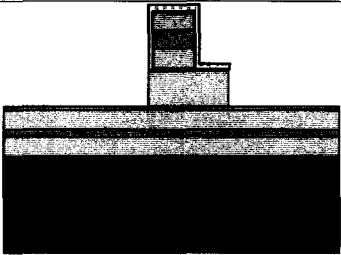
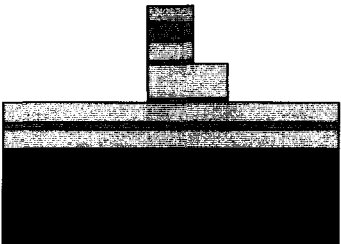
<p>Un pré-recuit de 5min à 110°C pleine plaque est nécessaire pour évaporer les solvants résiduels          Pré-dépôt de promoteur d'adhérence HMDS (<math>v=1000</math> m/s, <math>a=3000</math>m/s<sup>2</sup>, <math>t=20</math>s)          Dépôt de la résine électronique : SAL601 (<math>v=1000</math> m/s, <math>a=2000</math>m/s<sup>2</sup>, <math>t=15</math>s), épaisseur : 6000 Å          Recuit sur plaque à 105°C pendant 3min</p>	
<p>Ecriture au masqueur :Tension=50kV, Dose = 5<math>\mu</math>C/m<sup>2</sup>          Recuit post-écriture pleine plaque à 115°C pendant 3min.          Révélateur : 2x5min dans 2 bains de solution pure de MF327 et rinçage à l'EDI pendant 30 secondes.</p>	
<p>Gravure par plasma de la silice : CHF<sub>3</sub>/CF<sub>4</sub> (40/40) ; 125W, 50mT, dcbias=420V. Vitesse : 400 Å/min          Nettoyage de la résine SAL601 par gravure plasma O<sub>2</sub> de quelques minutes.</p>	
<p>Gravure plasma de l'InP : CH<sub>4</sub>/Ar/H<sub>2</sub> (6: 50: 10 cm<sup>3</sup>.s<sup>-1</sup>); 225W, 50mT, 420V          La vitesse de gravure est de 200 à 400 Å/min.          Cycles de 15mn espacés de 2mn de plasma O<sub>2</sub> et 2mn de pompage.</p>	
<p>Retrait de la silice au plasma CHF<sub>3</sub>/CF<sub>4</sub> : (40/40) 100 W, 50 mT, 25 sccm, 7mn, 420V.          Retrait de la deuxième couche d'arrêt (phase aqueuse). Contrôle visuel.</p>	

Tableau 3.3. Procédé complet de définition et de réalisation des guides.

### 3.8. Définition et réalisation des trous d'isolations optiques.

Afin de limiter les pertes de lumière liées au couplage entre guides d'entrée ou guides de sortie, des trous d'isolation sont effectués à l'entrée et à la sortie des commutateurs. Les trous d'isolation en sortie de jonction Y évitent les couplages de lumière parasite dans la branche alimentée (fig.3.15).

La technique de gravure des trous est similaire à celle des guides. Pour graver 1.5 $\mu$ m de matériau de type InP/InGaAsP/InP, on dépose 2000Å de silice selon le motif des trous d'isolations. On utilise toujours la

technique de masquage électronique car en sortie de la jonction Y, l'angle d'écartement étant de  $1.2^\circ$  les deux branches du commutateur se séparent tout doucement (pour une avance de  $z=1250\mu\text{m}$ , les branches se sont simplement écarté de  $y=15\mu\text{m}$ ). Il est donc primordial d'obtenir une précision, une qualité de dépôt, et une révélation de la résine qui respecte exactement le motif des trous d'isolations. On dépose  $6000\text{\AA}$  de résine électronique (EL13%), épaisseur nécessaire pour résister au plasma de gravure de la silice. Après avoir reporté le masque de résine électronique sur la silice, on effectue un plasma  $\text{O}_2$  pour éliminer les traces de résines restantes. Le plasma utilisé est le même que celui permettant la gravure des guides. Dans le même bâti, on effectue un plasma d'oxygène pour enlever les résidus de résine. La difficulté majeure étant d'effectuer un alignement de très bonne qualité afin d'éviter tout empiètement des trous d'isolation sur les guides au niveau du point d'écartement de la jonction Y du commutateur. Dans le cas contraire, le mode de propagation serait perturbé en sortie de jonction.

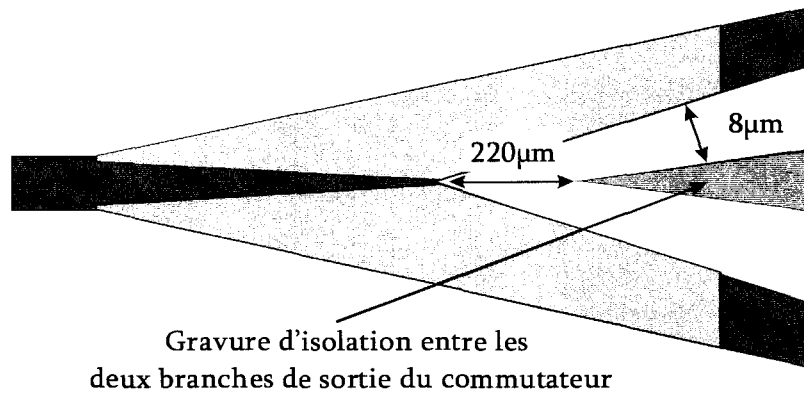


Figure 3.15. Rappel de la position de la gravure d'isolation entre les branches du commutateur.

Le tableau 3.4 décrit la réalisation des trous d'isolations.

<p>Dépôt de <math>2000\text{\AA}</math> de silice à <math>300^\circ\text{C}</math>                      Nettoyage de la plaque acétone + alcool                      EL 13% (<math>v=2900\text{ m/s}</math>, <math>a=1000\text{m/s}^2</math>, <math>t=12\text{s}</math>)                      recuit sur plaque pendant <math>1\text{mn}</math> à <math>80^\circ</math> et  <math>30\text{min}</math> à <math>170^\circ\text{C}</math> dans un four à convection.                      Laisser refroidir à <math>20^\circ\text{C}</math> pendant <math>10\text{min}</math>                      Epaisseur déposée : <math>6000\text{\AA}</math></p>	
<p>Ecriture au masqueur électronique : Tension = <math>50\text{kV}</math>,                      Dose = <math>170\mu\text{C}</math>.                      Développement : Révélateur : (1/3 MIBK, 2/3 ISO),                      Temps <math>50\text{ sec}</math>, Agitateur à <math>100</math>                      Rinçage ISO, pendant <math>30\text{ sec}</math> sans agiter</p>	

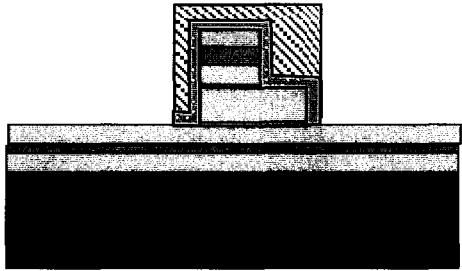
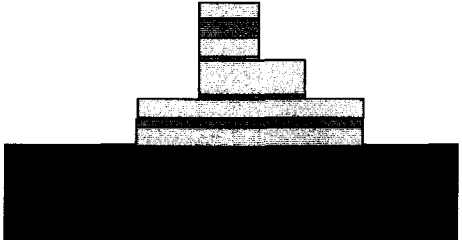
<p>Gravure plasma <math>\text{CHF}_3/\text{CF}_3</math> (40/40) de la silice et retrait de la résine restante par plasma <math>\text{O}_2</math></p>	
<p>Gravure plasma de l'InP InGaAsP et InP: <math>\text{CH}_4/\text{Ar}/\text{H}_2</math> (6/50/10 <math>\text{cm}^3.\text{s}^{-1}</math>); 225W, 50mT, 420V (200 à 400<math>\text{\AA}/\text{min}</math>). Cycles de 15 min espacés de 2mn de plasma <math>\text{O}_2</math> et 2mn de pompage. Retrait de la résine restante dans un bain d'acétone ou par plasma <math>\text{O}_2</math></p>	

Tableau 3.4. Procédé complet de la réalisation des gravures profondes.

### 3.9. Définition et réalisation des plots de contact.

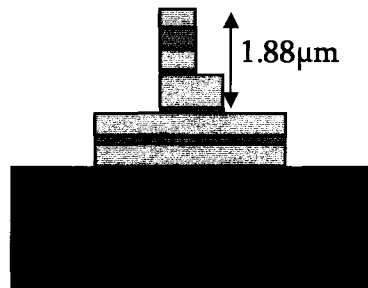


Figure 3.16.a) Avant planarisation des guides.

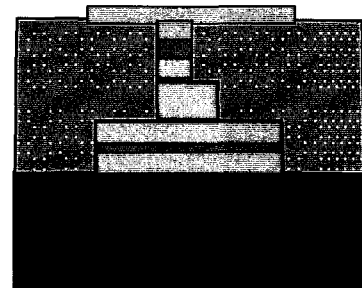


Figure 3.16.b) Après planarisation des guides.

L'état actuel des composants ne nous permet pas de les caractériser car la surface des électrodes est trop petite pour y souder un micro fil (fig.3.16a), on doit donc déposer des plots de contact. Mais le relief de nos structures est problématique car un dépôt métallique par pulvérisation y entrainerait des ruptures de contact électrique, et même des contacts parasites avec des zones semiconductrices qui doivent rester indépendantes (les couches faiblement dopées). On planarise donc les guides (fig.3.16b) pour isoler les couches  $\text{P}^+$  et  $\text{N}^+$  de la PIN et travailler sur un seul plan.

Cette procédure délicate est divisée en sous étapes [BLA 03]:

- Dépôt de silice (2 $\mu\text{m}$ ) et de résine électronique (2 $\mu\text{m}$ ) pour la planarisation des guides
- Photolithographie des motifs de plots de contact des électrodes
- Gravure de la silice en utilisant les motifs des plots de contact
- Photolithographie des motifs de plots de contact des électrodes
- Dépôt des couches métalliques (Ti-4000  $\text{\AA}$ /Au-500 $\text{\AA}$ ), lift-off

La planarisation consiste à noyer les guides avec de la silice jusqu'aux couches actives. La silice servira de socle pour les plots de contact. Afin de créer l'ouverture de la silice, une étape de photolithographie avec de la résine EL13% est nécessaire. Mais des problèmes d'homogénéité de dépôt apparaissent avec cette résine dès lors que l'épaisseur déposée dépasse le micron. Nous devons donc effectuer cette opération en trois étapes successives afin d'obtenir un profil propice à la planarisation (fig. 3.17a).

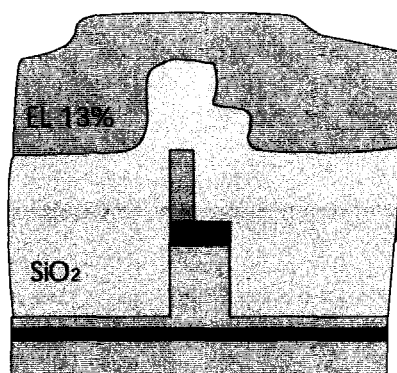


Figure 3.17a.

La figure (fig.3.17b) représente la phase suivant l'insolation électronique et la révélation de la résine. Habituellement, cette résine est utilisée pour créer des motifs d'électrode avec des dépôts de 7000Å d'épaisseur. Il a donc fallu, par essais successifs sur une plaque neutre déterminer la dose d'insolation et le temps de révélation nécessaire pour une épaisseur de résine de 3 $\mu$ m. Un contrôle par profilométrie a été effectué pour vérifier s'il restait toujours de la résine au fond des motifs. L'ensemble de l'essai étant concluant, nous avons effectué l'opération sur notre plaque.

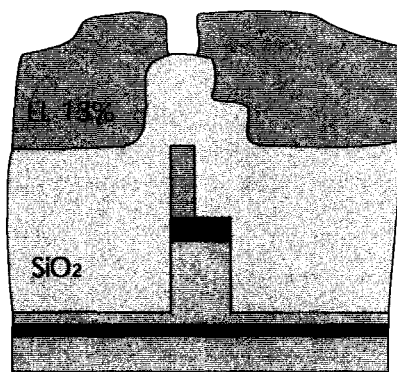


Figure 3.17b.

Suit une phase de gravure de 2 $\mu$ m de la silice jusqu'au métal. La vitesse de gravure de la silice au plasma CFH<sub>3</sub>/CF<sub>4</sub> est de 450Å/min, on peut donc estimer le temps nécessaire à 40 minutes. Un contrôle permanent par interférométrie est primordial dans la phase finale. La gravure est effectuée en 3 temps, une première gravure d'ébauche de 30min, une seconde phase de 7min et enfin la finition à l'approche du métal. Entre les phases, un contrôle de profil est réalisé afin d'évaluer l'épaisseur restant à graver.

Le tableau 3.5 montre l'évolution de l'épaisseur gravée.

1 <sup>ère</sup> phase de gravure	2 <sup>ème</sup> phase de gravure	3 <sup>ème</sup> phase de gravure
30 min	7 min	3 min
1.458 $\mu$ m	0.65 $\mu$ m	0.3 $\mu$ m

Tableau 3.5. Evolution de l'épaisseur gravée en fonction de la durée de chaque phase de gravure.

L'autre moyen de contrôler la profondeur de gravure est le suivi interférométrique. Dans notre cas si nous plaçons le faisceau du laser interférométrique sur le motif d'électrode, il y a apparition d'un signal périodique lié à la longueur d'onde  $\lambda_{\text{laser}}$  du laser et à l'indice du matériau gravé  $n_{\text{matériau}}$  :

$$1 \text{ période} \sim \frac{\lambda_{(\text{laser})}}{2 n_{(\text{matériau})}}$$

La détection du signal s'arrête quand le faisceau du laser est en contact avec la surface métallique. Par cette méthode, nous avons été capable de contrôler précisément la profondeur de silice à graver sans créer de sous gravure autour de l'électrode, ce qui aurait été catastrophique pour le report à cause des coupures probables entre les électrodes et les plots de contact (fig.3.17c). Il faut noter de plus que le plasma utilisé pour la gravure de la silice pose un problème car il grave à la même vitesse les résines de protection des ouvertures. Il importe donc de déposer plus de résine que de silice.

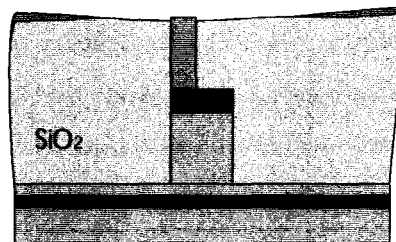


Figure 3.17c.

Un nettoyage à l'acétone est nécessaire pour enlever les traces de résine restante (fig.3.17d).

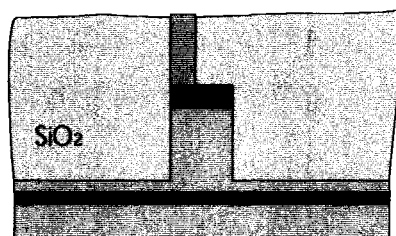


Figure 3.17d.

Un classique dépôt EL13%+PMMA3% est ensuite effectué afin de réaliser un profil casquette (fig.3.17e) pour le dépôt de métal des plots de contact.

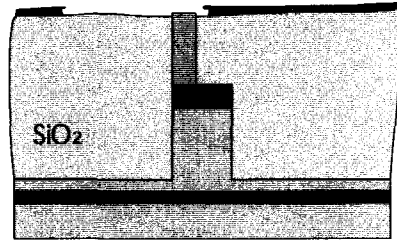


Figure 3.17e.

La plaque est métallisée avec comme épaisseur de titane (100Å) et d'or (450Å) (fig.3.17f).

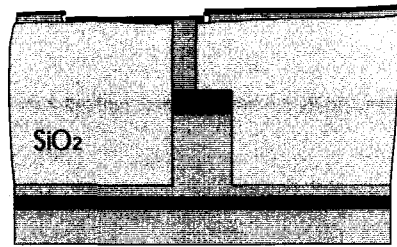


Figure 3-17f.

On effectue le lift-off (fig.3.17g) pour décoller le métal en dehors des motifs des plots de contact.

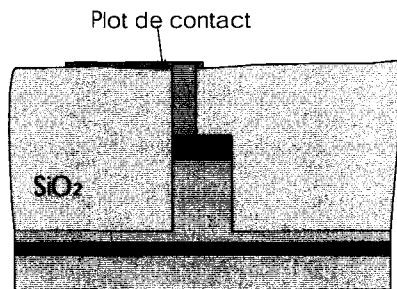


Figure 3-17g.

La figure 3.18a représente une image au microscope optique de la réalisation des plots de contact en sortie de branche du commutateur. On constate une excellente définition des plots. Une photo (fig. 3.18b) a été prise également pour 4 guides actifs de 4 $\mu\text{m}$  de large. On constate sur toute la plaquette un report d'électrodes d'excellente qualité.

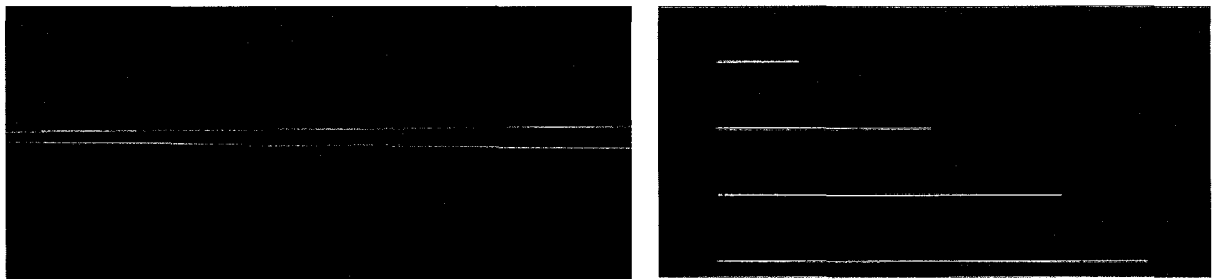


Figure 3.18. a) Plots de contact du commutateur et b) Plots de contact de quatre guides droits actifs, les longueurs d'électrode sont 200, 500, 800 et 1000  $\mu\text{m}$  respectivement de haut en bas.

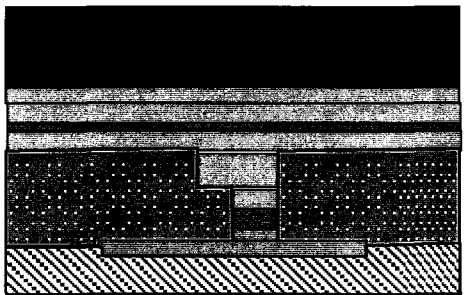
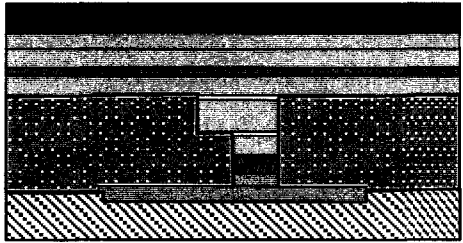
### 3.10. Processus technologique face arrière

Le processus technologique face arrière suppose

- le collage de la plaque face avant sur substrat de verre
- l'amincissement
- la métallisation face arrière pour créer le contact n+.

Comme la caractérisation suppose des échantillons dont les faces d'entrée et de sortie sont propres et droites, il faut réduire l'épaisseur de la plaque pour réussir au mieux le clivage qui est une étape cruciale du processus de fabrication. L'amincissement est donc une étape nécessaire et critique. Plus la surface restante de la plaque est grande, plus le risque de clivage parasite dû au polissage est important. Nous avons donc pris des précautions. Il faut d'abord veiller à l'homogénéité de la cire sur le substrat en verre avant le dépôt de l'échantillon; ensuite, en cours de polissage, il faut en permanence vérifier l'état de surface et contrôler l'épaisseur du matériau poli. Après avoir obtenu l'épaisseur désirée de 130 $\mu$ m, le décollage est effectué dans une solution de solvant organique pendant deux heures. Enfin, un nettoyage à l'acétone est nécessaire pour enlever la résine optique qui servait de protection de la face avant. A ce stade de la fabrication, la plaque d'épaisseur très faible est extrêmement fragile, on la colle donc sur un substrat de silicium avec de la résine optique. Le dépôt d'or de la face arrière (450Å) est ensuite effectué.

Pour récupérer l'échantillon, on trempe soigneusement l'ensemble (échantillon collé sur le substrat de silicium) dans l'acétone pendant quelques minutes, ce qui dissout la résine optique. Le plus difficile est finalement de récupérer délicatement la plaque sans provoquer d'à-coups qui pourraient engendrer un clivage catastrophique. Le tableau 3.6 résume la phase d'amincissement et de métallisation de la face arrière.

<p>Résine optique : AZ4562 : Vit = 2000 tr/min, Acc = 5000 tr/min<sup>2</sup>, Temps = 12 sec Recuit 3mn à 105°C Épaisseur déposée : 10000Å</p>	
<p>Amincissement : 130<math>\mu</math>m</p>	



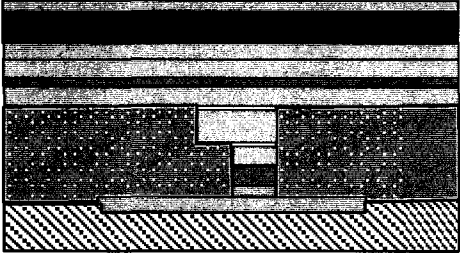
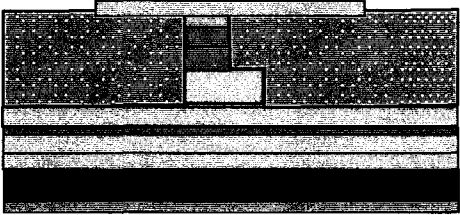
<p>Métallisation face arrière pleine plaque Un contact de type Au/450Å est déposé sur la face arrière par pulvérisation</p>	
<p>un nettoyage par acétone est nécessaire pour enlever la résine optique AZ4562</p>	

Tableau 3.6. Procédé de l'amincissement et de la métallisation face arrière.

### 3.11. Clivage

Le banc de clivage, présenté figure 3.19, est composé d'une platine de déplacement suivant (x, y, z), d'un microscope optique relié à une caméra pour contrôler l'approche de la pointe en diamant et d'un support d'échantillon. Avant de faire le trait d'amorce, une calibration permet d'aligner la position de la pointe diamant et le réticule de visée. Sur notre plaque, ce sont les motifs d'alignement qui servent de repère pour la visée. Après l'amorce, le clivage s'effectue sur un support composé d'une lame de scalpel. Précisons que ces dernières étapes ont été redoutables pour nous puisqu'une moitié de notre plaque de départ a été sacrifiée (clivages intempestifs).

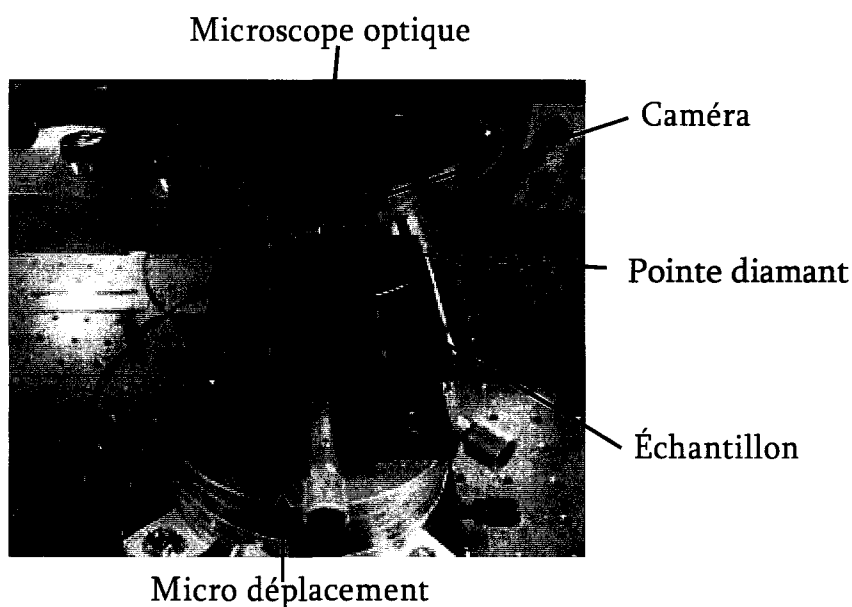


Figure 3.19. Banc de clivage des échantillons.

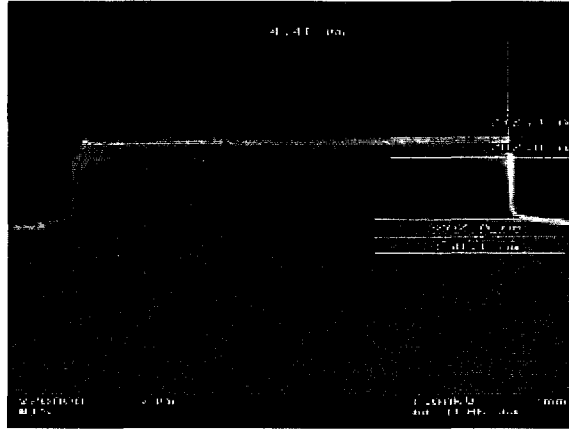


Figure 3.20. Exemple d'image prise au microscope électronique de la face clivée d'un guide de 4 $\mu\text{m}$  de large.

La figure 3.20 montre la face clivée d'un guide droit de 4 $\mu\text{m}$  de large, prise au microscope électronique. On constate une gravure plus faible sur les flancs du guide. Des mesures optiques en champ proche confirmeront la qualité des faces clivées de nos échantillons.

### 3.12. Conclusion et examen des plaques obtenues.

Dans ce chapitre, nous avons décrit la première fabrication des commutateurs préalablement optimisés par simulation numérique. Toutes les étapes ont été effectuées à l'aide du masqueur électronique afin d'obtenir une morphologie des composants la plus proche de ce qu'exigeait notre conception. Il faut noter que celle-ci prenait déjà en compte les contraintes de la technologie. Malgré cela, bien des étapes du processus technologique sont critiques. Tout d'abord, concernant le dépôt des électrodes, il a fallu tenir compte du rapport d'aspect élevé des métallisations et éviter tout contact entre elles. Le résultat est satisfaisant car moins de la moitié des commutateurs avec un écart d'électrodes de 0.3 $\mu\text{m}$  est court-circuitée. Ensuite, en ce qui concerne les guides, il fallait obtenir une hauteur de ruban uniforme sur toute la plaque. C'est une étape qui a magnifiquement réussi grâce, entre autre, à l'efficacité des couches d'arrêt.

Lors de la définition des guides, un problème majeur est apparu, venant du fait que l'insolation électronique du motif des guides est effectuée après le dépôt des électrodes. Un effet des électrodes métalliques sur le spot du masqueur a conduit à l'élargissement localisé du guide autour des électrodes. Malgré tous nos efforts, cet élargissement varie de 0.7 $\mu\text{m}$  à 1.8 $\mu\text{m}$  suivant la surface de l'électrode (voir figure 3.22 le cas d'un guide de 4 $\mu\text{m}$ ). Cet élargissement de la structure guide aura probablement des répercussions sur les performances des commutateurs. Toutes les autres étapes de la réalisation, que sont la planarisation ou le report des électrodes, ont été réalisées avec succès.

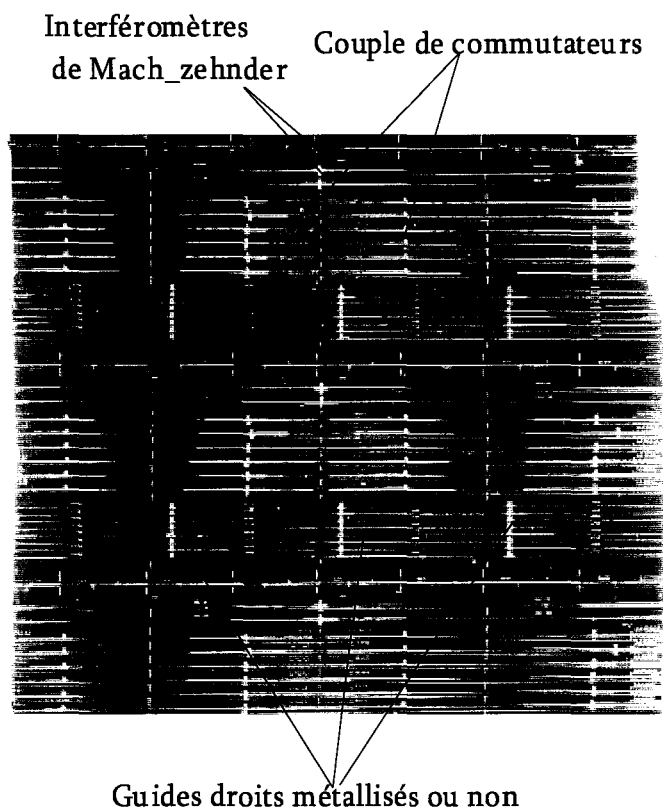


Figure 3.21. Vue générale de la plaque avant clivage

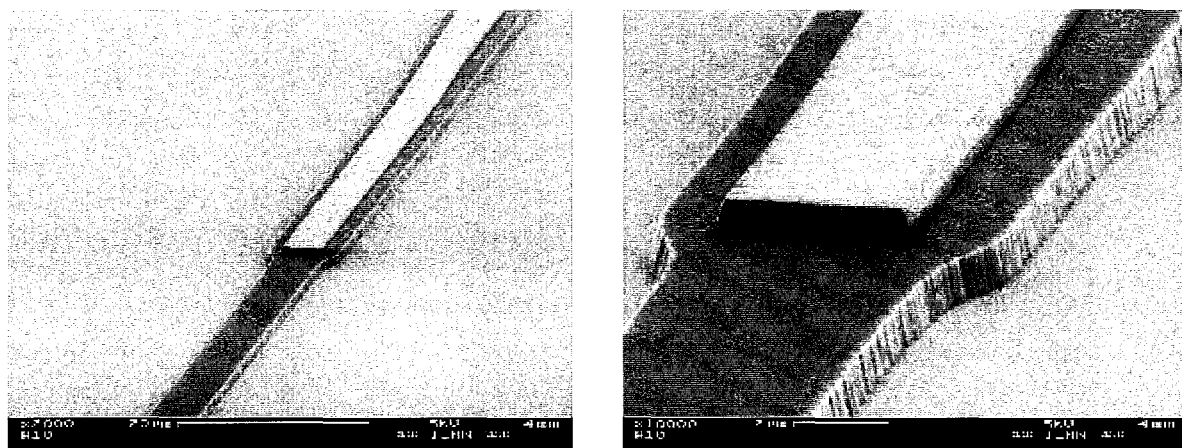


Figure 3.22. Guide droit de 4 $\mu\text{m}$  de large (théoriquement) avec électrode de même largeur. On voit bien l'élargissement du guide autour de l'électrode.

Le bilan de la réalisation de la première épitaxie basée sur un quaternaire GaInAsP 1.18 $\mu\text{m}$  est satisfaisant. Mais nous n'avons réussi à récupérer que deux cellules élémentaires sur cinq à cause de clivages intempestifs. Ceci montre l'extrême difficulté de ce processus technologique qui tient d'abord à la taille de nos composants d'optique intégrée.

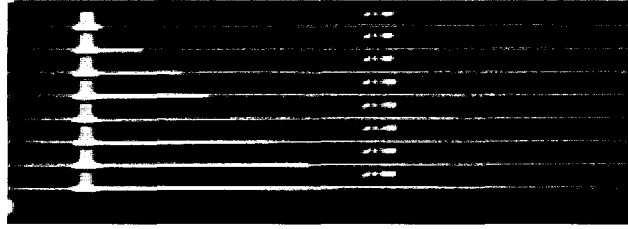


Figure 3.23. Guides droits de 4 $\mu\text{m}$  métallisés en partie.

De haut en bas, la longueur de métal est de 200, 500, 800, 1000, 1200, 1500, 1800 et 2000  $\mu\text{m}$ .

En définitive, au moins deux composants de chaque type reste utilisable, et caractérisable. On répertorie 8 guides métallisés de largeur 4 $\mu\text{m}$  et 6 $\mu\text{m}$ . La figure 3.23 nous montre un exemple d'échantillon de guides de largeur 4 $\mu\text{m}$ .

Deux interféromètres de Mach-Zehnder avec comme longueur de métallisation 500 et 1000 $\mu\text{m}$  sont présentés figure 3.24. On peut voir sur la photographie grossie la qualité du report des électrodes.

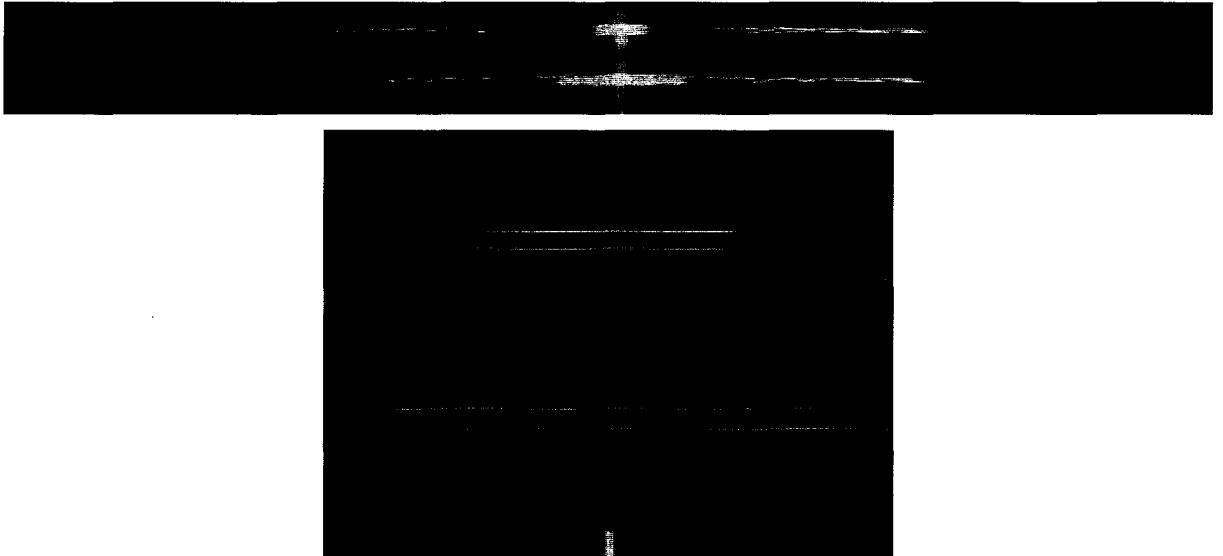


Figure 3.24. Interféromètres de Mach-Zehnder, la photo du dessous montre le report d'électrode.

Des commutateurs à une électrode avec les trois structures d'électrode existantes ont été conservés (figure 3.25).

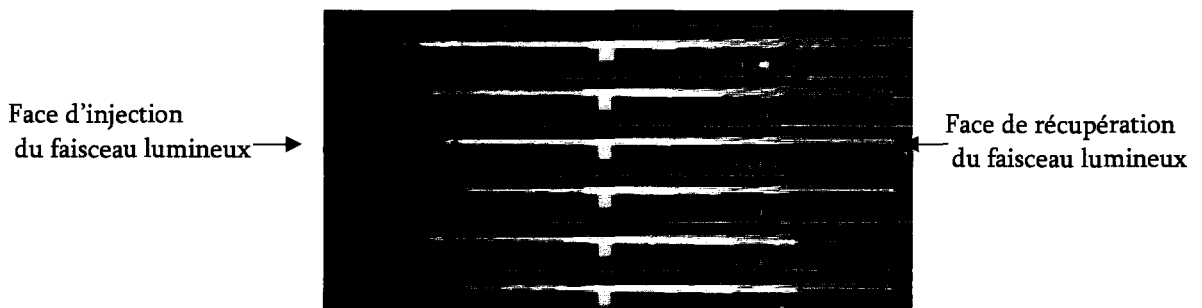


Figure 3.25. Commutateurs mono-électrode.  
De haut en bas structure d'électrode S1-S1-S2-S2-S3-S3.

Enfin des commutateurs bi-électrodes, dont l'espacement entre les deux électrodes est de 0.5 $\mu\text{m}$  avec les trois structures d'électrodes existantes sont présentés figure 3.26.

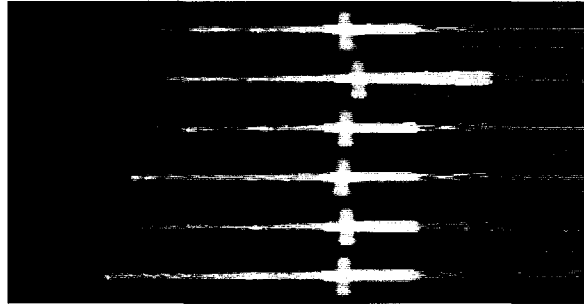


Figure 3.26. Commutateurs bi-électrode

En fait, une des difficultés est d'obtenir la séparation des deux branches du Y au bon endroit. Etant donné le faible angle de sortie, la séparation se fait beaucoup plus loin que ce que l'on était en droit d'attendre, comme le montre la figure 3.27. Et on observe un élargissement encore plus fort de la structure guidante à cet endroit.

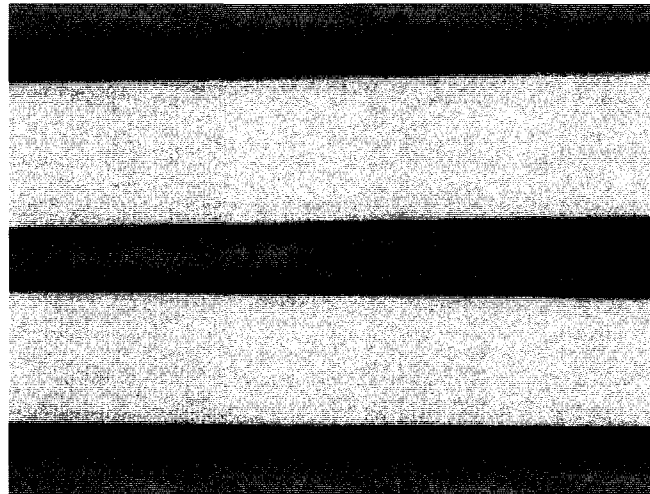


Figure 3.27. Commutateur bi-électrode, grossissement pour visualiser le point de séparation du Y avec élargissement des guides au centre.

Voici qui termine la première phase de fabrication, nous passons maintenant à la caractérisation.

*Première fabrication de commutateurs DOS à partir de quaternaire GaInAsP 1.18 $\mu$ m.*

## CHAPITRE 4

# Caractérisation des premiers composants à base de GaInAsP 1.18 $\mu$ m





## Introduction

Dans ce chapitre, nous allons détailler la caractérisation de nos premiers composants afin de valider à la fois la conception et la technologie. Résumons l'état actuel de l'avancement du travail, les composants qui ont été fabriqués sur substrat d'InP, présentent une couche active de quaternaire GaInAsP de longueur d'onde de coupure 1.18 $\mu$ m. Tout d'abord, Les mesures effectuées en champ proche nous apporteront des renseignements qualitatifs sur l'injection optique, la propagation dans les guides et les composants plus complexes, et la commutation. On se servira de l'intensité et de la répartition de la puissance optique. Ensuite, des mesures fibre à fibre seront effectuées afin d'extraire toutes les informations quantitatives.

On commencera bien sûr par les commutateurs, puis on approfondira les résultats en utilisant les guides et les interféromètres de Mach-Zehnder qui permettent d'étudier précisément l'effet de porteurs libres. Toutes les mesures fibre à fibre seront effectuées aux longueurs d'ondes de fonctionnement  $\lambda=1.3\mu$ m et  $\lambda=1.55\mu$ m. En ce qui concerne les commutateurs, nous présenterons la diaphotie et les pertes. Ces dernières seront ensuite spécifiquement analysées à l'aide des guides, que ce soient les pertes d'injection, les pertes intrinsèques de propagation, et les pertes sous les électrodes. Nous étudierons ensuite l'effet de porteurs libres grâce aux interféromètres.

Il faut préciser, même si ça n'entre pas en considération dans ce chapitre, que parallèlement à notre première campagne de caractérisation, nous avons mené une seconde fabrication avec une plaque épitaxiée semblable, mis à part le fait que la couche active en GaInAsP est de longueur d'onde de coupure 1.30 $\mu$ m.

Mais abordons maintenant la description de notre banc de caractérisation.

### 4.1. Description du banc de caractérisation.

Le banc complet de caractérisation est décrit en figure 4.1. On dissocie la partie servant pour les manipulations en champ proche et les mesures fibre à fibre. Pour les mesures en champ proche, on utilise à l'entrée des composants un système d'injection du faisceau lumineux commandé par un laser source (1.55 $\mu$ m et 1.30 $\mu$ m). La liaison optique entre le laser et l'échantillon est effectuée par une fibre lentillée de diamètre de cœur de 4 $\mu$ m. En sortie, un objectif, ayant un grossissement de 40, est placé dans l'axe de la caméra et de l'échantillon. La caméra est reliée à un système d'acquisition informatique permettant la visualisation.

Pour effectuer les mesures fibre à fibre, on place en sortie d'échantillon une liaison par fibre clivée et un multimètre optique. Le diamètre de spot de la fibre clivée est de 9 $\mu$ m.

Un microscope optique est mis en place afin de contrôler l'alignement entre les fibres et le composant. L'ensemble du matériel de caractérisation est posé sur une table munie d'un coussin d'air qui amortit et absorbe les chocs occasionnés lors des manipulations.

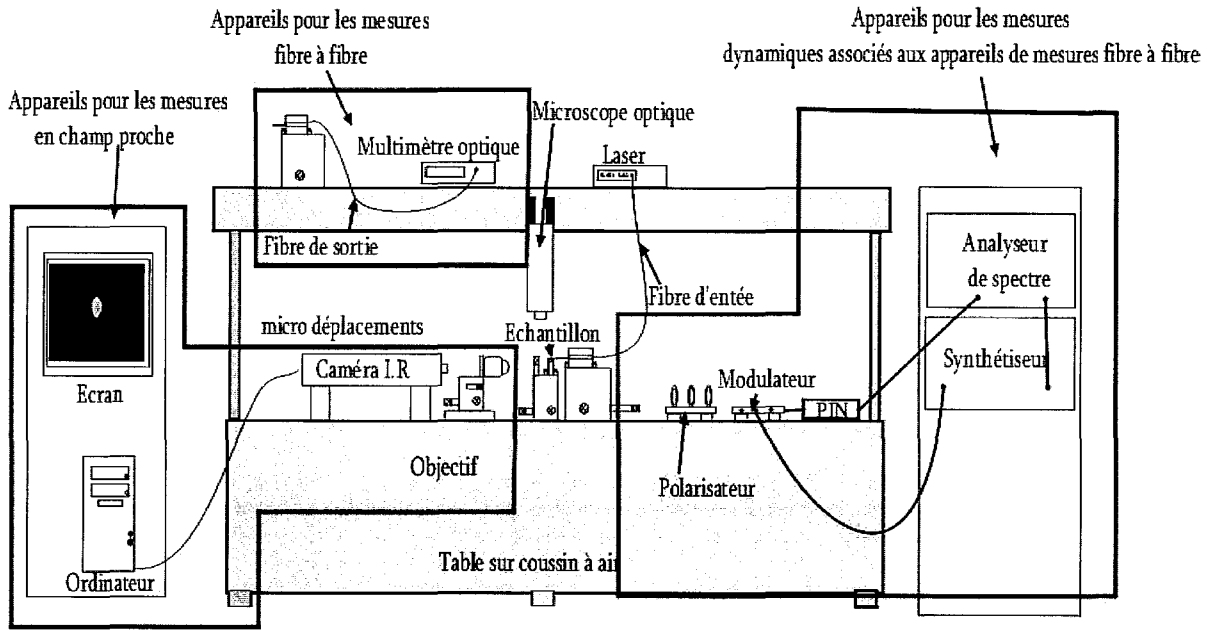


Figure 4.1. Banc complet de caractérisation en champ proche et pour les mesures fibre à fibre.

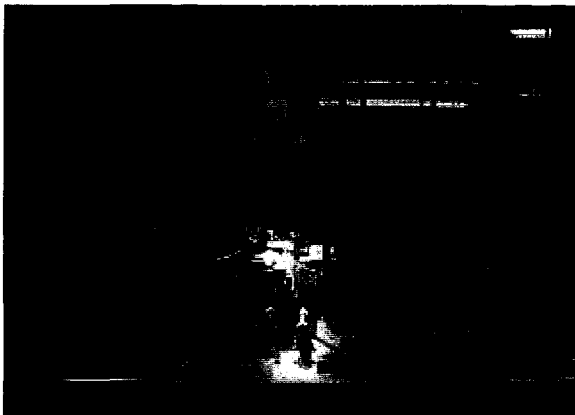


Figure 4.2. Banc de caractérisation en champ proche.

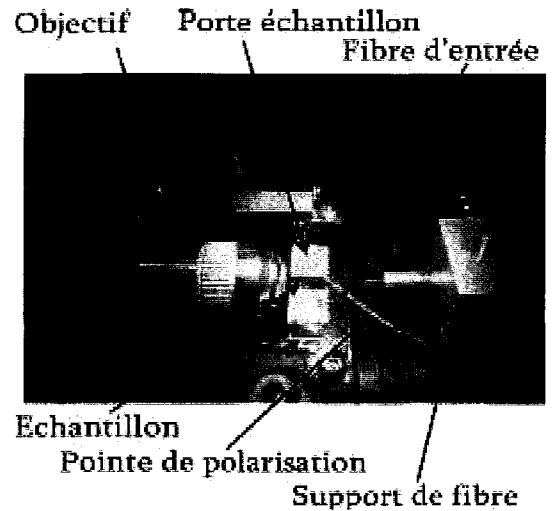


Figure 4.3. Zoom effectué sur l'échantillon.

Voici une photographie (fig.4.2) qui montre concrètement la disposition des éléments qui composent le banc en champ proche. On a effectué un zoom (fig.4.3) sur l'échantillon afin de mieux percevoir les éléments qui le composent. On aperçoit la fibre d'entrée, le support d'échantillon (doré), l'objectif de la caméra, et l'échantillon. Sur cet exemple, on remarque une pointe posée sur l'échantillon qui permet d'injecter le courant dans la structure PIN.

Passons maintenant à la description du banc de caractérisation fibre à fibre. Il est similaire au banc de caractérisation en champ proche, seule la disposition et les appareils de mesures en sortie diffèrent. Une liaison optique, remplaçant l'objectif et la caméra relie le détecteur large bande et la sortie de la face clivée

de l'échantillon. La liaison optique est composée d'une fibre clivée de diamètre de cœur de 9 $\mu$ m qui est posée sur un support de déplacement piézo-électrique (fig.4.4).

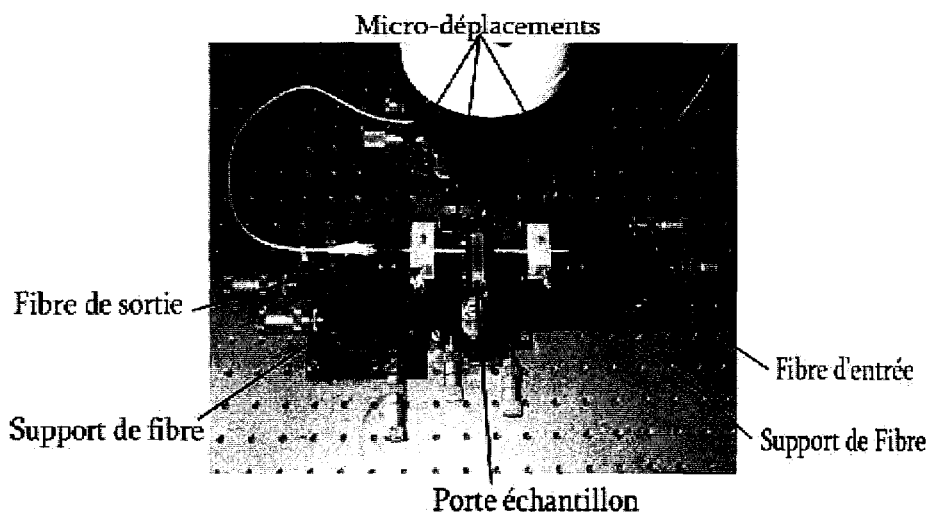


Figure 4.4. Banc de caractérisation pour les mesures fibre à fibre

#### 4.2. Méthode d'alignement

Avant de déposer l'échantillon sur le porte échantillon, il faut s'assurer du bon niveau du support de déplacement piézo-électrique supportant l'échantillon. Pour les mesures en champ proche, on place la fibre juste au dessus de l'échantillon en la rapprochant soigneusement de l'objectif afin de focaliser le spot. La structure guidante des composants et la fibre doivent être parallèles. On règle la position de l'objectif pour améliorer la netteté de l'image du spot optique représentant les faisceaux guidés. Cette opération insère l'axe optique dans un plan horizontal. Une fois cette opération effectuée, on déplace la fibre d'entrée, à l'aide de son micro-déplacement, jusqu'au niveau de la face d'entrée de l'échantillon, en faisant attention de ne pas bouger l'échantillon et l'objectif préalablement réglés. On déplace verticalement vers le bas la fibre d'entrée jusqu'à apparition du spot optique en sortie du guide choisi. A ce stade du réglage, on a aligné la couche guidante de nos structures, la fibre d'entrée et l'axe de l'objectif (suivant l'axe de propagation des faisceaux lumineux). Une amélioration de l'alignement peut être obtenue par un réglage précis des piézo-électriques suivant les axes de translations à 100nm près. Pour les mesures fibre à fibre, on retire délicatement le support et l'objectif en faisant attention de ne pas bouger la fibre d'entrée et l'échantillon. On met en place le micro-déplacement associé à la fibre de sortie. On fait d'abord un alignement manuel afin de faire coïncider l'axe de fibre de sortie et l'axe de la couche active de l'échantillon. Après quelques minutes d'alignement manuel, on détecte enfin le signal de puissance. Un réglage précis par les piézo-électriques améliore le couplage des modes entre les fibres et les faces clivées. Les désalignements axiaux et angulaires dégradent fortement le couplage optimum. La distance entre la fibre d'entrée et le guide est optimale quand le faisceau lumineux issu de la fibre lentillée est focalisé au cœur du guide en entrée. Dans le cas d'une

caractérisation fibre à fibre par la méthode Pérot-Fabry, un mauvais réglage de cette position diminue nettement l'efficacité de la cavité.

#### 4.3 Caractérisation des commutateurs DOS.

Les premiers essais sont effectués sur les commutateurs possédant une électrode avec une structure d'électrode S3 (cf chapitre 3), c'est à dire que la surface d'électrode est identique à la surface du guide. Ces commutateurs sont bien meilleurs que ceux qui ont une électrode de surface réduite. Pour l'alignement, il faut bien insérer l'axe optique dans un plan vertical (alignement droite-gauche) pour injecter symétriquement dans les deux branches du commutateur (figure 4.5).

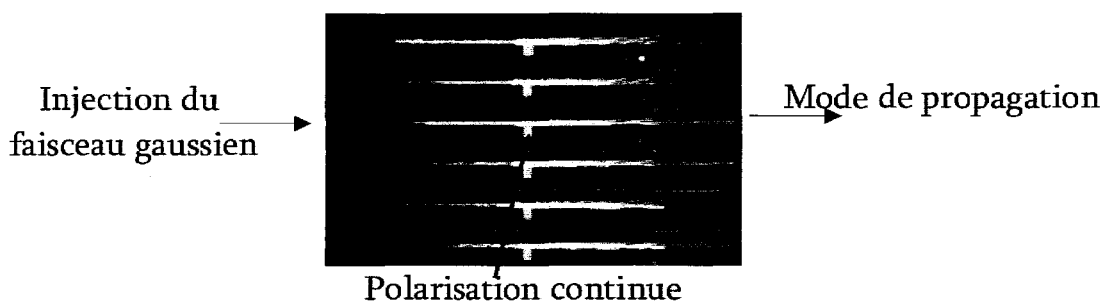


Figure 4.5. Méthode de caractérisation des commutateurs de type DOS.

A l'état passif, le commutateur se comporte comme un diviseur de puissance optique. Des photographies (figure 4.6) montrent le type de mode issu des deux branches aux deux longueurs d'onde de fonctionnement. D'après les simulations numériques, le commutateur est optimisé pour la longueur d'onde  $\lambda=1.55\mu\text{m}$ , ce qu'on vérifie effectivement puisque le confinement latéral est meilleur à  $\lambda=1.55\mu\text{m}$  qu'à  $\lambda=1.30\mu\text{m}$ . On observe dans le dernier cas une propagation dans le plan de quaternaire qui constitue le coeur du guide. Cette propagation plane conduit les faisceaux parasites et nuit à une bonne commutation car elle diminue considérablement la diaphotie.

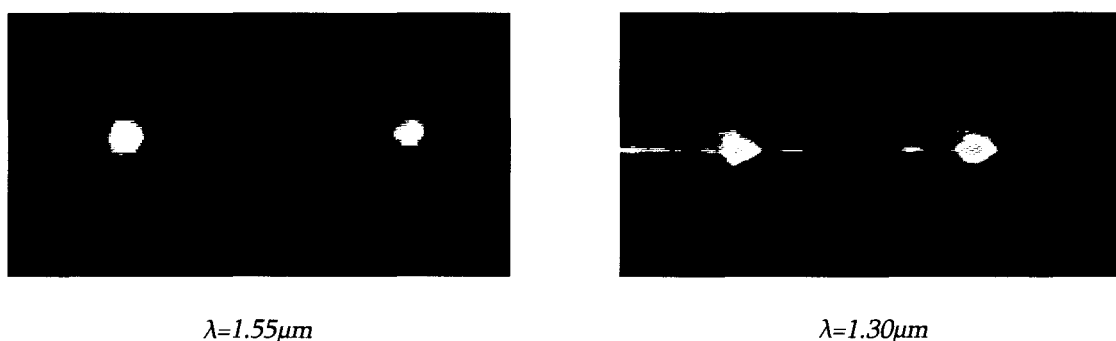


Figure 4.6. Faisceaux en sortie du commutateur à l'état passif.

Pour les mesures fibre à fibre la difficulté est d'effectuer un alignement d'excellente qualité afin d'avoir les deux branches symétriques par rapport à l'axe d'injection du faisceau gaussien. Dans le cas contraire, on

privilégie une branche par rapport à l'autre. On détermine la caractéristique de commutation en relevant la puissance de sortie des deux branches en fonction du courant injecté dans la seule électrode existante.

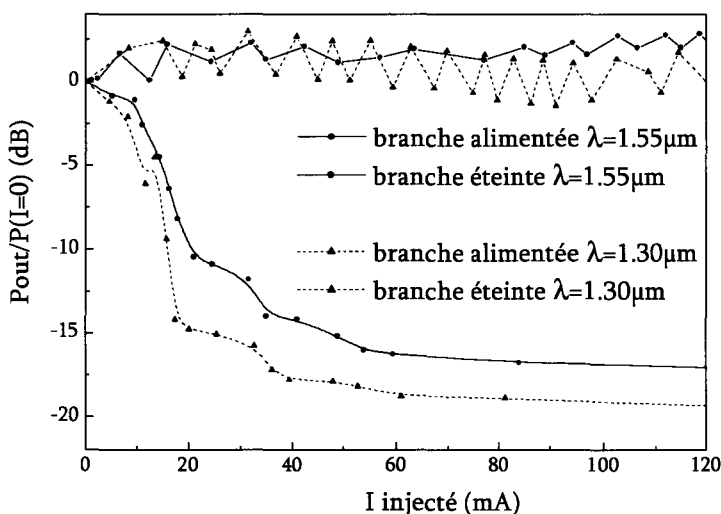


Figure 4.7. Caractéristique de commutation obtenue après la première fabrication.

La figure 4.7 montre cette caractéristique. L'évolution est typique de ce type de commutateur basé sur une jonction Y. Pour les deux longueurs d'onde 1.55 et 1.30µm, la diaphotie obtenue est inférieure à 20dB. Ce sont des performances de faible qualité. Malgré tous nos efforts d'alignement, nous sommes loin de nos espérances. On constate une saturation de la diaphotie entre les deux branches à partir de 40mA. Ce comportement ressemble à la plupart de ceux présentés dans les publications [VIN 92, NEL 94, BLA 02], mais nous n'y repérons pas les caractéristiques propres à un composant soigneusement optimisé, notamment les résonances de diaphotie. Ce qui nous vient immédiatement à l'idée est qu'un ou plusieurs faisceaux parasites d'intensité importante passe dans la branche alimentée, réduisant à néant nos efforts de conception. C'est une hypothèse que nous validerons plus loin. En ce qui concerne les pertes, le tableau 4.1 montre les bilans fibre à fibre de trois commutateurs mono-électrode non polarisés, avec respectivement des formes d'électrode S1, S2, et S3. Nous rappelons que pour S3, l'électrode recouvre toute la largeur du guide et sa surface diminue progressivement lorsqu'on va vers S1.

Commutateurs mono-électrode : pertes fibre à fibre pour $\lambda=1.55\mu\text{m}$ Commutateurs non polarisés			
Taille d'électrode	S1	S2	S3
Branche sans métal	-17dB	-17dB	-16.8dB
Branche avec électrode	-18.5dB	-19.2dB	-22.6dB

Tableau 4.1. Pertes fibre à fibre de trois commutateurs mono-électrode non polarisés, avec des formes d'électrode S1, S2, et S3.

Ceci permet d'obtenir une estimation des pertes liées à l'électrode du commutateur : respectivement pour les trois structures S1, S2, S3, nous obtenons 1.5dB, 2.2dB et 5.8dB. Sachant que seules les structures de type S3 ont fonctionné de façon satisfaisante, (les commutateurs à électrode de surface réduite n'ont pas une diaphotie acceptable), les pertes intrinsèques de commutateur sont trop élevées. Nous allons donc d'abord approfondir les propriétés de guidage de notre réalisation, ainsi que l'effet d'injection de porteurs. Notons tout de même que la commutation se fait pour des courants relativement faibles (40-60mA), et ceci, pour tous les composants testés qui sont homogènes.

#### 4.4 Pertes de guidage et d'injection : caractérisation de guides droits

Après la fabrication et le clivage, les guides droits métallisés se présentent de cette façon (figure 4.8), ils ont été clivés par catégorie de guide de même largeur et de longueurs différentes de métal. Cette longueur varie de 200 $\mu$ m à 2mm. Les mesures en champs proches nous donnent une représentation des modes guidés en sortie des guides droits.



Figure 4.8. Disposition de 8 guides droits de largeur 4 $\mu$ m et de 5mm de long. La longueur d'électrode variant de 200 à 2000 $\mu$ m de haut en bas.

Lors de l'analyse en champ proche, on constate que la puissance de sortie évolue suivant la longueur de métallisation déposée sur le guide droit de 4 $\mu$ m. L'intensité du faisceau diminue de façon nette quand la longueur de métallisation augmente, ce qui s'explique par une absorption due aux couches fortement dopées et aux couches qui composent la métallisation. En comparant les photographies (Fig.4.9), on peut visualiser l'absorption en fonction de la longueur de métallisation.

A partir du faisceau lumineux en sortie d'un guide de 4 $\mu$ m, on peut reconstruire le mode optique en atténuant fortement le faisceau lumineux qui est saturé par la caméra (la sensibilité de détection de la caméra est de d'ordre du femto-watt). Ainsi, on montre un exemple (fig.4.10) du mode fondamental d'un guide de 4 $\mu$ m de large, de 5mm de long et métallisé sur 200 $\mu$ m. On constate que le mode a une forme elliptique dans le plan du quaternaire et y est bien confiné par la gravure du guide

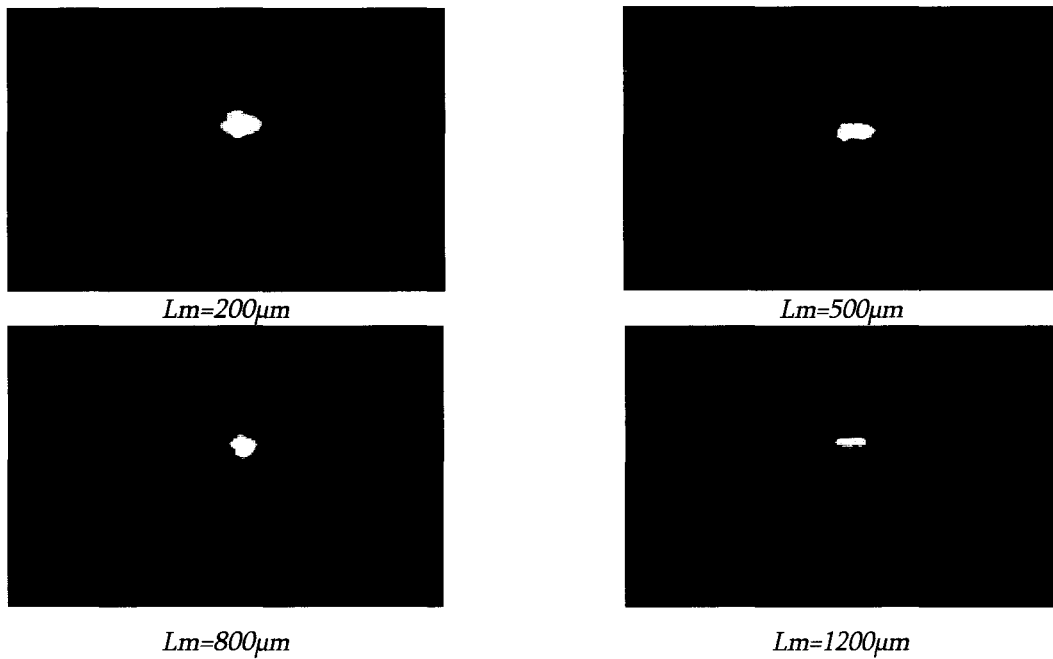


Figure 4.9. Faisceau lumineux en sortie de guides de 4 $\mu\text{m}$  de large pour différentes valeurs de la longueur de métallisation  $L_m$ .



Figure 4.10. Mode du faisceau lumineux en sortie d'un guide de 4 $\mu\text{m}$  de large (métallisation de 200 $\mu\text{m}$  de long).

Les mesures fibre à fibre confirment ces résultats. La figure 4.11 montre le sens d'injection et de récupération des faisceaux guidés. Une pointe est posée sur le plot pour y injecter du courant dans la structure PIN. La puissance optique injectée à travers la fibre lentillée d'entrée est de 0dBm. Nous avons retenu les guides droits métallisés de 500, 800, 1000, 1200 $\mu\text{m}$  pour tracer les courbes d'évolution des pertes totales fibre à fibre en fonction de la longueur de métallisation pour les deux longueurs d'onde 1.3 et 1.55 $\mu\text{m}$  (fig.4.12), ceux-ci donnant les résultats les plus fiables. Comme on pouvait s'y attendre, les points obtenus forment des droites, dont on extrait les pertes totales fibre à fibre pour un guide droit sans métal de 5mm de long : respectivement 10.8 et 9.9dB. Ces pertes incluent les pertes de couplage et les pertes de propagation. Ce résultat est très satisfaisant. Les pentes correspondant à l'absorption linéique dûe au contact ohmique (métal+couches fortement dopées) sont de même égales à 7.3 et 4.7dB/mm.

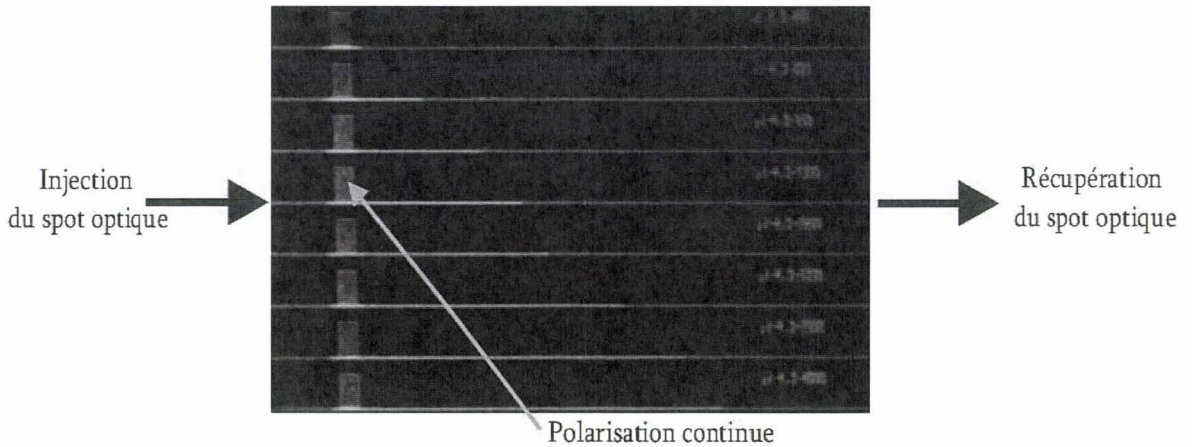


Figure 4.11. Méthode de caractérisation de guides droits métallisés. 8 guides droits de 5mm avec une longueur d'électrode variant de 200 à 2000 $\mu\text{m}$  de haut en bas.

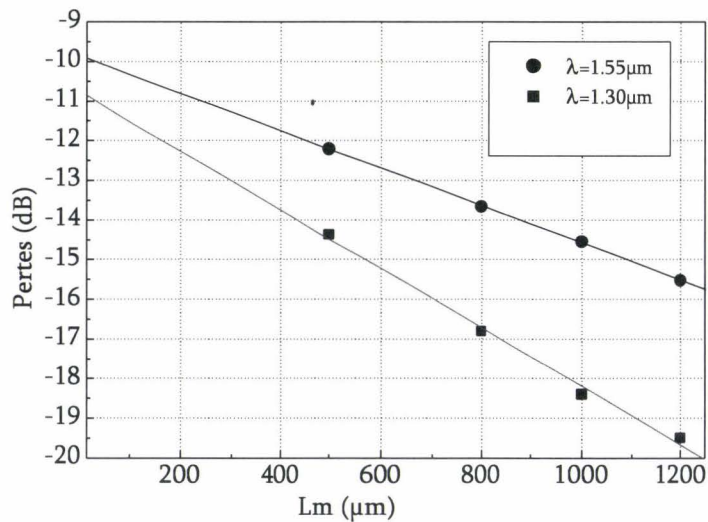


Figure 4.12. Evolution des pertes totales fibre à fibre en fonction de la longueur de l'électrode pour les longueurs d'onde 1.3 et 1.55 $\mu\text{m}$ .

Si nous admettons ces chiffres qui sont plus fiables que ceux obtenus précédemment par comparaison des voies (un léger désalignement conduit à un rééquilibrage des voies), les pertes liées à la métallisation sont très importantes. En effet, sachant qu'un commutateur a des électrodes de 1.8mm de long, les pertes induites seront respectivement de 13.1 et 8.4dB à 1.3 et 1.55 $\mu\text{m}$ , ce qui doit être corrigé.

Les guides étant monomodes, nous avons analysé les différentes pertes d'injection et de propagation dans nos guides grâce à la méthode Fabry-Perot. Pour des raisons pratiques, ceci n'a pu être fait qu'à 1.55 $\mu\text{m}$ .

Chaque guide forme une cavité. La mesure permet d'obtenir les pertes intrinsèques de propagation sans tenir compte de la valeur absolue de la puissance injectée à l'entrée. Pour chaque guide, on fait varier la longueur d'onde autour de la longueur de fonctionnement (ici 1550nm), on obtient un contraste de puissance optique



de période  $\lambda/2L$  où  $L$  est la longueur de guide (ou de cavité), ensuite les pertes de propagation (en dB/cm) sont données par :

$$P = -\frac{10}{L} \log\left(\frac{1}{R} \left(\frac{\sqrt{t} - 1}{\sqrt{t} + 1}\right)\right)$$

où  $R$  est le coefficient de réflexion (0.3), et  $t$  le contraste de puissance  $\frac{P_{\max}}{P_{\min}}$ .

Voici l'évolution de la puissance en fonction de la longueur d'onde pour les guides dont la longueur métallisée est 200, 500, 1000 et 1200 $\mu$ m (fig. 4.13). L'évolution périodique de la puissance en fonction de la longueur d'onde traduit bien le phénomène d'onde stationnaire dans le guide. Les puissances maximales représentent les interférences constructives, alors que les interférences destructives sont reliées aux puissances minimales. Pour le cas où la longueur de métallisation est de 200 $\mu$ m, une divergence de la valeur moyenne de la puissance en fonction de la longueur d'onde se manifeste, cet effet dynamique est dû à un déplacement progressif de la fibre d'entrée au cours de la mesure.

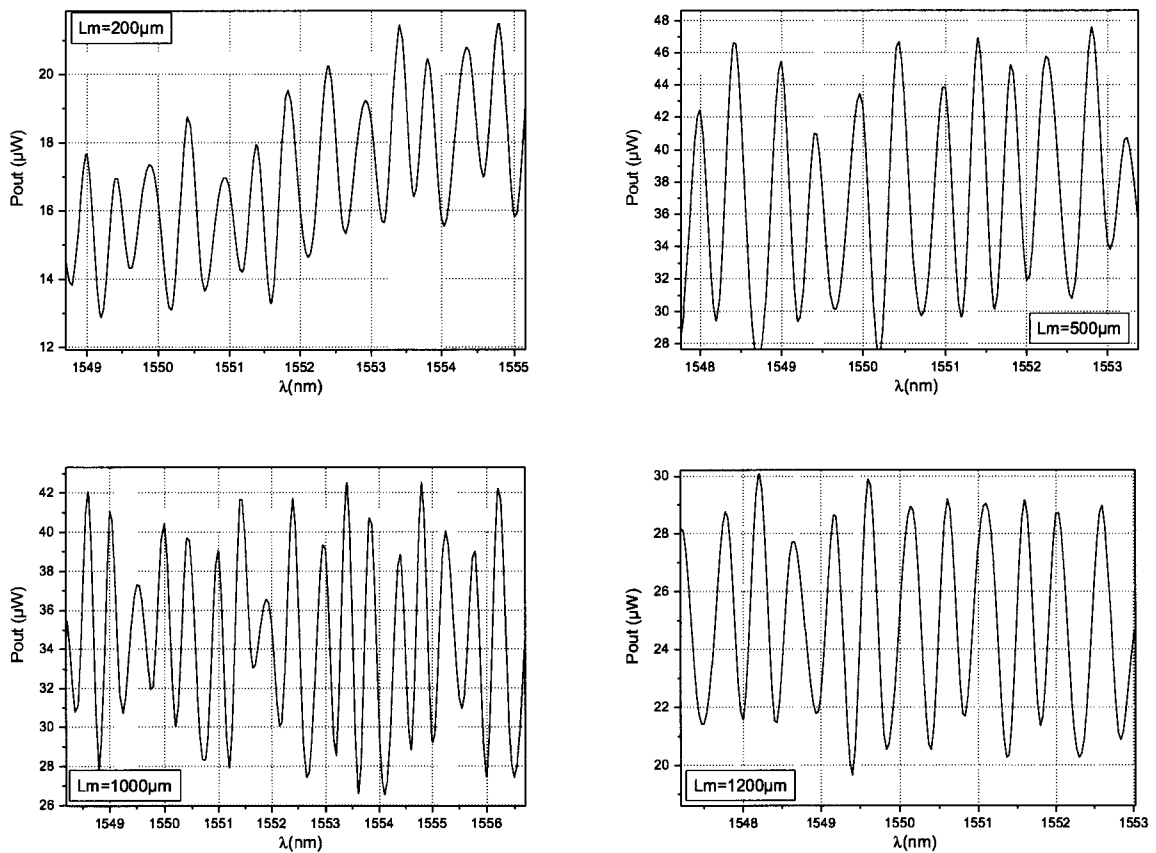


Figure 4.13. Spectres Fabry-Perot obtenus sur un guide de 4 $\mu$ m de large avec une électrode de longueur  $L_m$ .

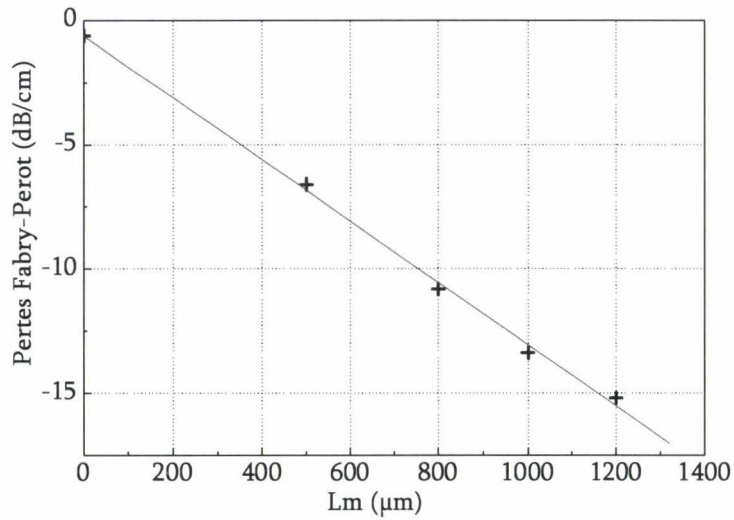


Figure 4.14. Evolution des pertes de propagation en fonction de la longueur de l'électrode.

Pour chaque courbe, on détermine la valeur moyenne de la puissance minimale et celle de la puissance maximale, ensuite on calcule les pertes de propagation. On reporte les points calculés qui forment une droite (fig.4.14). Le point à l'origine représente la valeur des pertes de propagation pour un guide sans électrode : 0.7dB/cm, excellente valeur, conforme à l'état de l'art de ce type de guide, et qui montre la qualité de notre technologie [VIN 94].

*Conclusion sur nos guides fabriqués à base de quaternaire 1.18 $\mu\text{m}$ .*

Les pertes de propagation d'un guide nu sont faibles : 0.7dB/cm. Elles correspondent à des pertes totales fibre à fibre de 9.9dB pour un guide de 5mm de long. Si nous admettons que les pertes par couplage sont identiques à l'entrée et à la sortie, on trouve des pertes de couplage guide-fibre (ou fibre-guide) de l'ordre de 4.6dB. Enfin, les pertes liées à la métallisation sont excessives. Les tableaux 4.2 et 4.3 récapitulent nos résultats en comparaison des prévisions de la modélisation.

Guides GaInAsP(1.18 $\mu\text{m}$ )/InP ( $\lambda=1.55\mu\text{m}$ )		
	Pratique	Modélisation
Pertes de propagation	0.7dB/cm	-
Pertes d'injection	4.6dB	4.1dB (TE) , 3.9dB (TM)
Pertes totales fibre à fibre	9.9dB	8.2dB (TE) , 7.8dB (TM)
Pertes pour l'électrode	4.7dB/mm	2.0dB/mm

Tableau 4.2. Pertes des guides à  $\lambda=1.55\mu\text{m}$  : comparaison expérience-théorie.

Guides GaInAsP(1.18 $\mu$ m)/InP ( $\lambda=1.30\mu$ m)		
	Pratique	Modélisation
Pertes de propagation	-	-
Pertes d'injection	(estimation) 5.4dB	4.8dB (TE) , 4.6dB (TM)
Pertes totales fibre à fibre	10.8dB	9.6dB (TE) , 9.2dB (TM)
Pertes pour l'électrode	7.3dB/mm	2.9dB/mm

Tableau 4.3. Pertes des guides à  $\lambda=1.30\mu$ m : comparaison expérience-théorie.

En ce qui concerne les pertes intrinsèques de guidage, les résultats sont au niveau de nos espérances et montrent l'intérêt de l'optique guidée sur InP. L'analyse des pertes d'injection montre une belle concordance expérience-théorie qui prouve l'exactitude du modèle.

Les pertes liées à la structure d'électrode sont trop élevées, et elles sont sous-estimées par le modèle. A notre avis, ceci vient du fait que ces pertes sont fortement liées aux caractéristiques exactes des couches de métal et de semi-conducteur après recuit des contacts ohmiques. Ce que nous ne connaissons pas bien. En effet, il suffit d'une diffusion de dopants, ou même d'un dopage plus élevé de l'InP nid sous l'électrode pour modifier le facteur de confinement. Le faisceau optique vient alors se propager plus près de l'électrode qui est très absorbante.

Il nous reste maintenant à mesurer l'excès de pertes lié aux porteurs libres en transit lorsque du courant est injecté dans la zone active du guide via son électrode.

#### 4.5. Détermination de la variation du coefficient d'absorption par injection de porteurs dans la structure active.

Bien que des études théoriques et expérimentales aient permis de connaître avec une bonne précision les variations d'absorption induites par les porteurs libres dans les matériaux de la filière InP [OLS 84, WES 86, SCH 91, BEN 90, JON 95], il nous a paru indispensable d'effectuer des mesures sur nos hétérostructures. En effet, celles-ci ont une structure spécifiquement conçue pour notre application en commutation optique, en particulier la partie intrinsèque comprend une zone d'InP non dopée (1.5 $\mu$ m), et une zone de quaternaire mince (0.2 $\mu$ m) formant le cœur du guide. Rappelons que la zone d'InP non dopée est indispensable pour éloigner du cœur du guide d'onde optique de la partie P<sup>+</sup> fortement dopée, susceptible d'introduire de fortes pertes par porteurs libres dans la zone active du composant. La conséquence, est qu'il est très difficile de prévoir la répartition des porteurs libres dans chaque matériau (respectivement l'InP et le quaternaire); notamment on doit s'attendre à ce que cette densité soit fortement non uniforme dans cette région, et il

nous a paru que seules les mesures directes permettent de quantifier avec suffisamment de précision les effets rencontrés.

C'est pourquoi nous avons observé l'effet d'injection de porteurs en utilisant le même échantillon. Celui-ci est posé sur un support métallisé qui fait office de masse. Une pointe est utilisée pour prendre le deuxième contact de la polarisation continue. On reprend alors complètement l'alignement. On aligne tout d'abord la fibre d'entrée et l'échantillon qui est mis sous pointe. On vérifie le spot en sortie du guide à l'aide du système d'acquisition. Lorsque le courant injecté augmente, on constate nettement une augmentation de l'intensité du spot de sortie. Ce phénomène correspond à la création de photons provenant des recombinaisons radiatives spontanées dans la zone active (longueur d'onde de l'ordre de 1.18μm), processus analogue à celui rencontré pour la diode électroluminescente. La caractéristique  $I=f(V)$  de la jonction PIN alimentée en direct, présentée figure 4.15 montre le bon fonctionnement de notre jonction PIN.

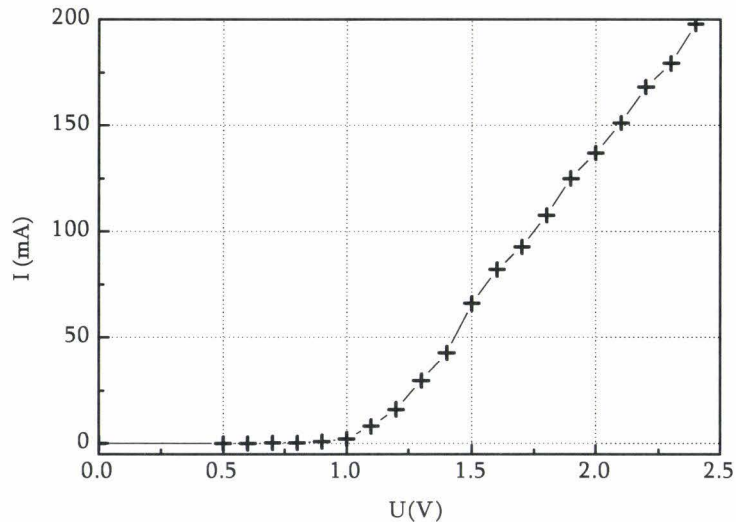


Figure 4.15. Caractéristique  $I(V)$  de la jonction PIN.

Nous remplaçons l'objectif et la caméra par la fibre de sortie et le détecteur. Les mesures de puissance optique peuvent maintenant être faites en faisant varier le courant injecté. En utilisant un filtre optique, on mesure les pertes totales fibre à fibre en fonction du courant (fig.4.16). Les guides métallisés choisis ont une longueur d'électrode  $L_m$  de 500 ou 1000μm. Bien entendu, on constate un accroissement des pertes quand le courant traversant la PIN augmente. L'origine principale de ces pertes est l'interaction entre les porteurs libres et les photons dans la zone active (voir chapitre 1). On sait que la puissance optique dans la zone active peut être représentée par :

$$P = P_0 e^{-(\alpha + \Delta\alpha)L_m}$$

où  $P_0$  représente la puissance incidente,  $\alpha$  le coefficient d'absorption global du guide non polarisé,  $\Delta\alpha$  le coefficient d'absorption qui rend compte de l'effet de l'injection de porteurs et  $L_m$  la longueur de l'électrode.

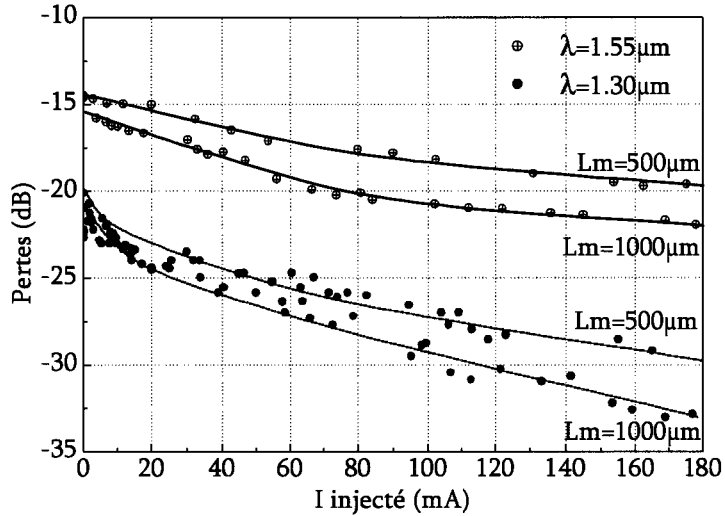


Figure 4.16. Pertes totales fibre à fibre en fonction du courant injecté dans la structure PIN.  
 Lm : longueur de métallisation et λ : longueur d'onde de la source optique.

Grâce à l'évolution des pertes P(I), on est capable d'extraire la valeur de Δα donnée par la relation suivante :

$$\Delta\alpha = \frac{1}{Lm} \ln \frac{P(I)}{P(I=0)}$$

où P(I) est la puissance de sortie pour un courant injecté I. Les expériences ont été faites ici à la longueur d'onde de 1.55µm et 1.30µm. La figure 4.17 présente la variation de l'absorption supplémentaire en fonction du courant.

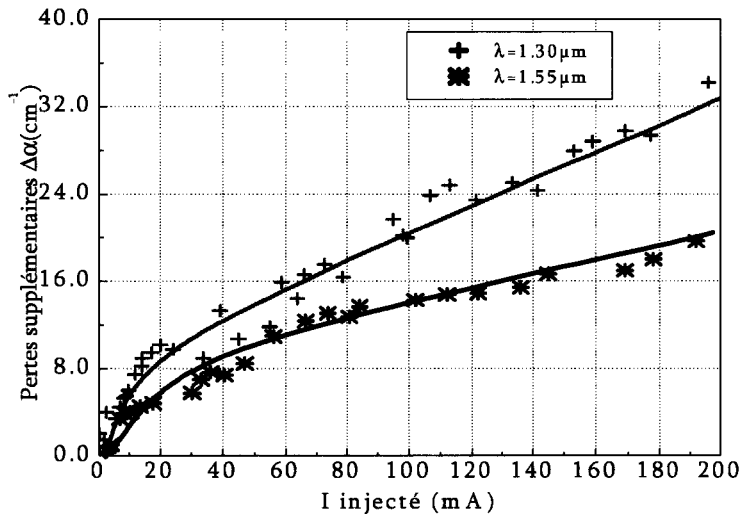


Figure 4.17 : Variation du coefficient d'absorption (cm<sup>-1</sup>) en fonction du courant injecté dans la structure PIN et de la longueur d'onde de la source optique.

Dans les deux cas, on constate une augmentation progressive des pertes supplémentaires induites par l'augmentation de la densité de porteurs libres; pertes qui sont plus importantes à 1.30µm qu'à 1.55µm. On observe également un comportement non linéaire de ces évolutions en fonction du courant injecté, probablement lié à la variation de la durée de vie des porteurs avec leur densité. Nous reviendrons plus loin sur ce point. Si on examine les pertes des matériaux de la filière InP en fonction de la densité de porteurs

[cf. chapitre 1], on sait que les pertes augmentent en  $\lambda^2$  lorsqu'on a un effet plasma pur. Or nos expériences montrent que l'absorption est plus forte à  $\lambda=1.55\mu\text{m}$  qu'à  $\lambda=1.30\mu\text{m}$ . Il en résulte qu'il faut inclure les pertes d'absorption inter-sous-bande de valence pour expliquer nos résultats expérimentaux [JON 95]. Ces pertes sont d'autant plus importantes que l'énergie du photon se rapproche de l'énergie de bande interdite du semi-conducteur. Du point de vue de notre application, ces expériences sont importantes. En effet si l'on peut imaginer que l'on puisse réduire les pertes intrinsèques dues notamment au métal et à la zone P<sup>+</sup> par une conception judicieuse de la zone active, les pertes par injection de porteurs sont, à priori, incompressibles. A titre d'exemple pour un courant nominal de 60mA, la valeur de  $\Delta\alpha$  est de 16cm<sup>-1</sup> (à la longueur d'onde de 1.3 $\mu$ m) et 11cm<sup>-1</sup> (à la longueur d'onde de 1.55 $\mu$ m) ce qui correspond respectivement à des pertes de 7 et 4.8dB/mm. Ceci étant dit, il faut remarquer que dans un commutateur optique, la lumière est déviée du côté où il n'y a pas d'injection de porteurs. Il en résulte que l'interaction avec les porteurs libres se trouve réduite, et par conséquent l'excès d'absorption correspondant devrait également être réduit; en d'autres termes, pour un commutateur de type DOS, les pertes que nous avons mesurées correspondent à un maximum.

#### 4.6. Caractérisation de la variation de l'indice effectif par injection de porteurs dans la zone active.

De la même façon que pour l'absorption induite par les porteurs libres, les variations d'indice sont bien connues [OLS 84, WES 86, SCH 91, BEN 90, JON 95, DUP 03] pour les matériaux de la filière InP. Cependant, pour les mêmes raisons que précédemment, en particulier à cause de la densité de porteurs non uniforme dans la zone intrinsèque, il est très difficile de prévoir les variations d'indice pour un courant injecté donné. C'est pourquoi nous avons été amenés à effectuer ces caractérisations en utilisant une méthode interférométrique. Pour toutes ces raisons, nous avons pris grand soin des interféromètres qui ont été fabriqués.

##### 4.6.1. Banc de caractérisation des interféromètres de Mach-Zehnder.

L'originalité de la manipulation est de combiner mesures statiques et dynamiques : les mesures statiques, sous polarisation continue de la structure PIN [SCH 91, ZEG 04], permettent de relever les variations de l'indice de réfraction effectif en fonction du courant injecté, et les mesures dynamiques, obtenues par une modulation du courant injecté dans la structure PIN autour du point de polarisation continue, permettent de déterminer la durée de vie des porteurs.

La partie statique est composée :

- D'un laser source EXFO FLS2600 ( $\lambda=1.55\mu\text{m}$ ) ou TUNICS-XS ( $\lambda=1.30\mu\text{m}$ ).
- D'une source de courant continue de type PROFILE LDC400
- Et d'un détecteur large bande HP8546P

On associe à ce banc permettant les mesures statiques :

- Un Té de polarisation.
- Un générateur de courant de type HP

- Une photodiode FUJITSU FID pour détecter la puissance électrique
- Un analyseur de spectre hyperfréquence pour relever la caractéristique de puissance en fonction de la fréquence,

afin d'obtenir le banc de caractérisation dynamique (fig.4.18).

Considérons tout d'abord la caractérisation statique à l'aide de l'interféromètre de Mach-Zehnder qui permet d'évaluer la variation de l'indice en fonction du courant de polarisation  $\Delta n_{\text{eff}}(I)$ .

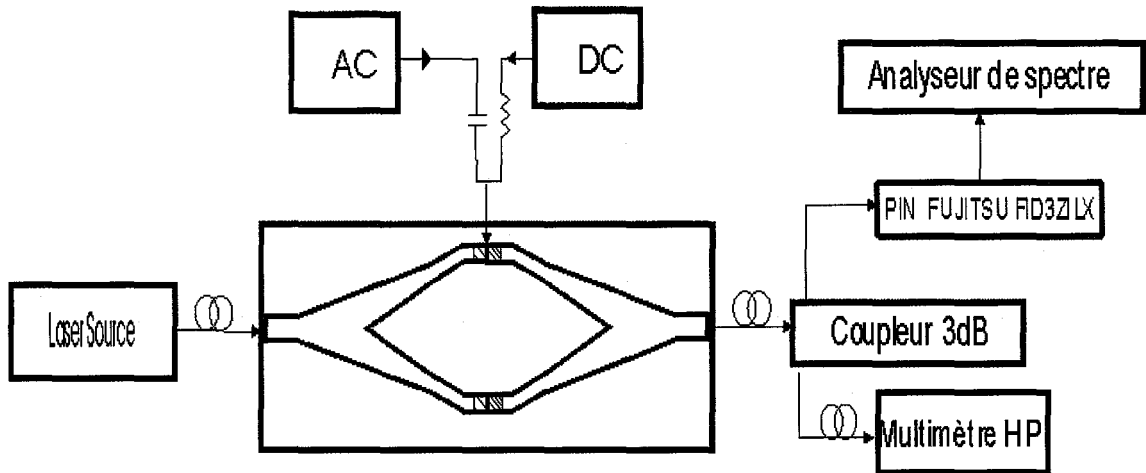


Figure 4.18. Banc de caractérisation de l'effet de porteurs libres en statique et en dynamique.

#### 4.6.2. Détermination de la variation d'indice effectif.

Sans courant injecté le comportement optique est invariant en amplitude en sortie de l'interféromètre de Mach-Zehnder. Un courant injecté dans l'une des branches crée une différence de phase optique entre les deux bras de l'interféromètre (fig.4.19). En sortie, les deux faisceaux interfèrent. La puissance optique en sortie de l'interféromètre est égale à :

$$P_s = P_0 (1 + \cos(\Delta\phi))$$

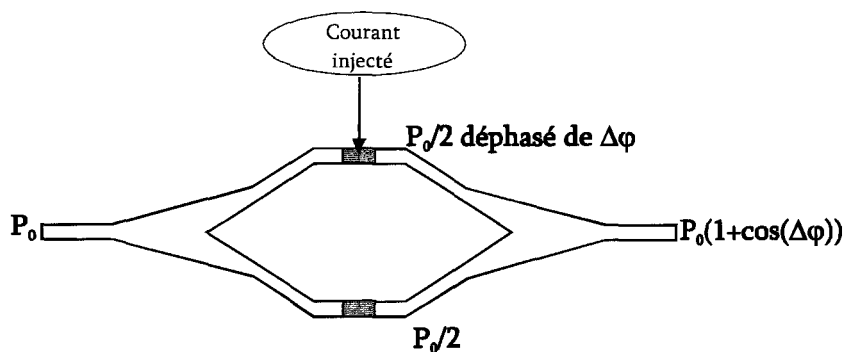


Figure 4.19. Bilan de puissance de l'interféromètre en fonction de la différence de phase optique.

Dans notre expérience, le composant fait 10mm de long. Seuls deux interféromètres de Mach-Zehnder de 500µm et 1500µm de longueur d'électrode, et se trouvant sur le même échantillon, sont utilisables. Ils sont

alignés de la même manière que les guides métallisés. La caractéristique  $P_s(I)$  du second composant est présentée figure 20.

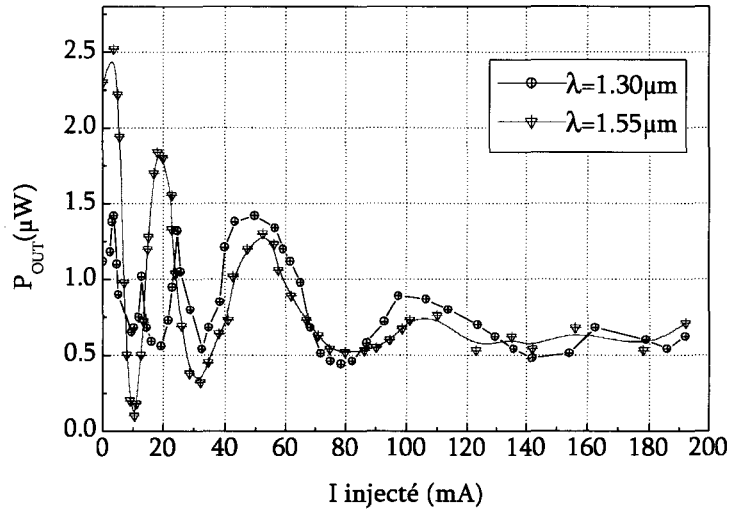


Figure 4.20. Variation de la puissance de sortie de l'interféromètre de Mach-Zehnder en fonction du courant injecté pour  $\lambda=1.55\mu\text{m}$  et  $\lambda=1.3\mu\text{m}$ . La longueur de l'électrode est de  $1500\mu\text{m}$ .

On constate une évolution oscillatoire décroissante. Les oscillations sont liées à la variation de l'indice et la décroissance à l'augmentation de l'absorption. La différence de phase ( $\Delta\varphi$ ) est directement liée à la variation de l'indice optique par la relation suivante [SCH 91] :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi L}{\lambda} \Delta n_{eff}$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde de la source optique, L est la longueur de métallisation située sur les deux bras et  $\Delta n_{eff}$  la variation d'indice effectif.

Afin de déterminer la variation d'indice effectif en fonction du courant, on considère les valeurs maximales de la puissance de sortie. Entre deux maxima, la variation d'indice effectif est donnée par la relation

$\Delta n_{eff} = \frac{\lambda}{L}$  et vaut  $1.10 \cdot 10^{-3}$  pour  $\lambda=1.55\mu\text{m}$  et  $0.83 \cdot 10^{-3}$  pour  $\lambda=1.30\mu\text{m}$ . Nous avons tracé figure 4.21 la

variation de l'indice effectif en fonction du courant injecté pour les longueurs d'onde de fonctionnement  $\lambda=1.55\mu\text{m}$  et  $\lambda=1.30\mu\text{m}$ . On constate comme pour l'absorption supplémentaire par injection de porteurs, une variation d'indice effectif qui augmente de façon non linéaire avec le courant injecté. Ici encore ce comportement est probablement dû à la variation de la durée de vie des porteurs lorsqu'on augmente leur densité. On constate également que la variation d'indice est plus importante à  $\lambda=1.30\mu\text{m}$  qu'à  $\lambda=1.55\mu\text{m}$ . Une fois encore la variation d'indice due à l'effet plasma pur prévoit une variation d'indice en sens inverse par rapport à la longueur d'onde de fonctionnement [cf. chapitre 1]. Nos résultats impliquent que les effets de remplissage de bande et de rétrécissement de gap sont loin d'être négligeables.



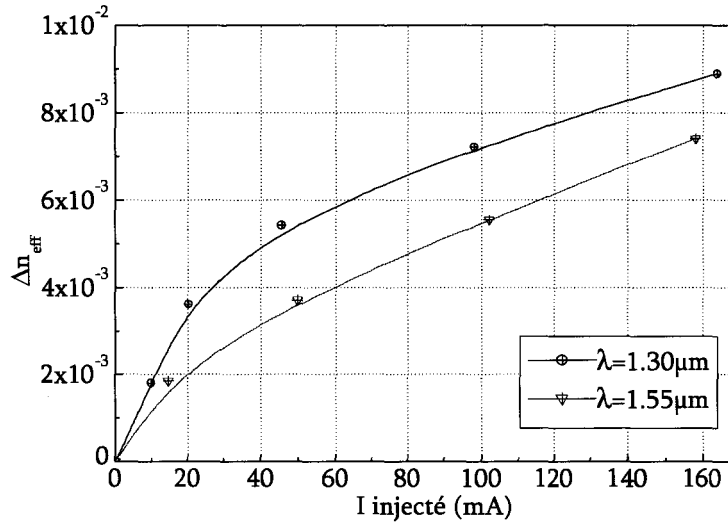


Figure 4.21. Variation de l'indice effectif en fonction du courant injecté.

Du point de vue de notre application, on atteint des valeurs maximales de variation d'indice effectif de l'ordre de  $7.5 \cdot 10^{-3}$  à  $\lambda=1.55\mu\text{m}$ , et de  $9.5 \cdot 10^{-3}$  à  $\lambda=1.30\mu\text{m}$ . Cette amplitude de variation est importante, et valide nos hypothèses d'optimisation exposées lors du chapitre 2, à savoir, une variation d'indice effectif de  $5 \cdot 10^{-3}$ . On peut donc espérer obtenir des composants de forte diaphotie avec les matériaux de nos épitaxies.

On effectue les mesures dynamiques afin de déterminer la durée de vie des porteurs libres en fonction du courant. On combine les résultats des deux expériences pour déterminer la variation de l'indice  $\Delta n_{\text{eff}}$  et du coefficient d'absorption  $\Delta \alpha_{\text{eff}}$  en fonction de la densité de porteurs libres  $\Delta N$ .

#### 4.6.3. Détermination de la durée de vie $\tau$ .

Pour relier la variation d'indice et l'excès d'absorption en fonction de la densité de porteurs, on doit mesurer la durée de vie  $\tau$  des porteurs. Pour cela on utilise des mesures dynamiques. La technique consiste à moduler le courant injecté de 0.1mA autour de la valeur fixe en modifiant la fréquence du signal. Grâce à la puissance transmise en sortie de la photodiode Fujitsu, on peut relever l'amplitude du spectre sur l'analyseur, ce qui permet de mesurer, pour chaque valeur de courant, la fréquence de coupure de la structure PIN polarisée en direct. La figure 4.22 montre à titre d'exemple l'évolution de la puissance de sortie de l'interféromètre en fonction de la fréquence pour un courant de 40mA. Elle est tout à fait typique d'une évolution de puissance optique obtenue avec une diode électroluminescente lorsqu'on fait varier la fréquence de modulation du courant injecté dans la PIN. A partir de cette courbe, nous pouvons donc déduire la durée de vie des porteurs libres en fonction du courant par  $\tau = \frac{1}{2\pi F_c}$  où  $F_c$  est la fréquence de coupure.

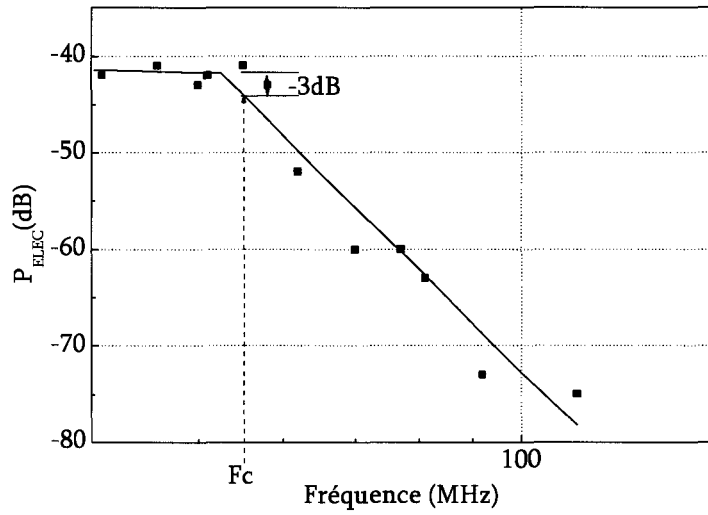


Figure 4.22 : Evolution de la puissance électrique en sortie du Mach-Zehnder en fonction de la fréquence.

Nous présentons figure 4.23 et 4.24 l'évolution de la fréquence de coupure et de la durée de vie des porteurs en fonction du courant injecté.

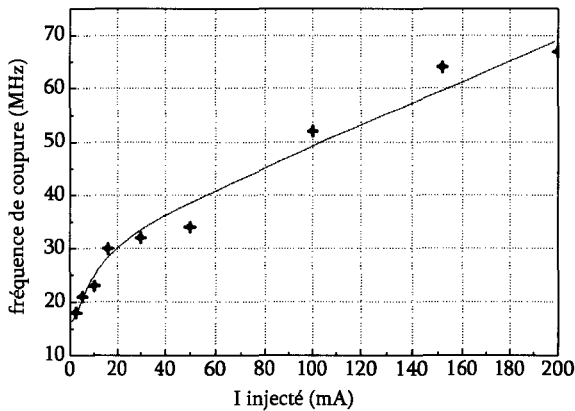


Figure 4.23. Evolution de la fréquence de coupure en fonction du courant injecté.

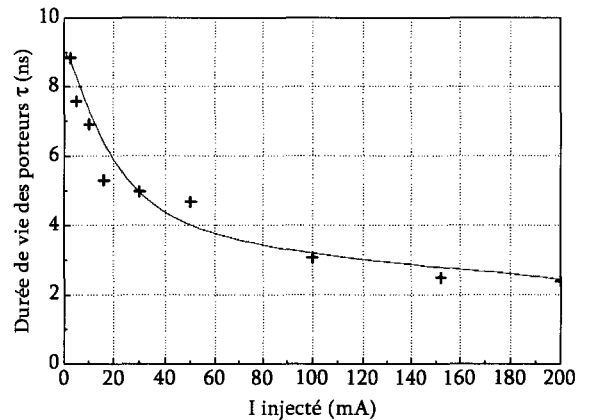


Figure 4.24. Evolution de la durée de vie en fonction du courant injecté.

On constate une diminution de la durée de vie des porteurs lorsque le courant augmente. Cette évolution est imputable à la variation de la densité de porteurs. Cette durée de vie se met généralement sous la forme [OLS 84]:

$$\tau = \frac{1}{(AN + BN^2 + CN^3)}$$

avec A coefficient de recombinaisons non radiatives, B lié aux recombinaisons spontanées, C coefficient de recombinaisons Auger. Ceci nous permet de calculer la densité de porteurs libres dans la zone active en fonction du courant injecté (Figure 4.25). Elle est donnée par la relation :

$$\Delta N = \frac{I\tau(I)}{qV}$$

où I représente le courant injecté,  $\tau(I)$  la durée de vie des porteurs, q la charge élémentaire de l'électron et V le volume de la zone intrinsèque de la structure PIN. Comme dans notre cas, la densité d'électrons résiduelle est de l'ordre de  $10^{15}\text{cm}^{-3}$ , et comme la densité d'électrons libres sous injection est supérieure à  $10^{17}\text{cm}^{-3}$ , on peut confondre N et  $\Delta N$ .

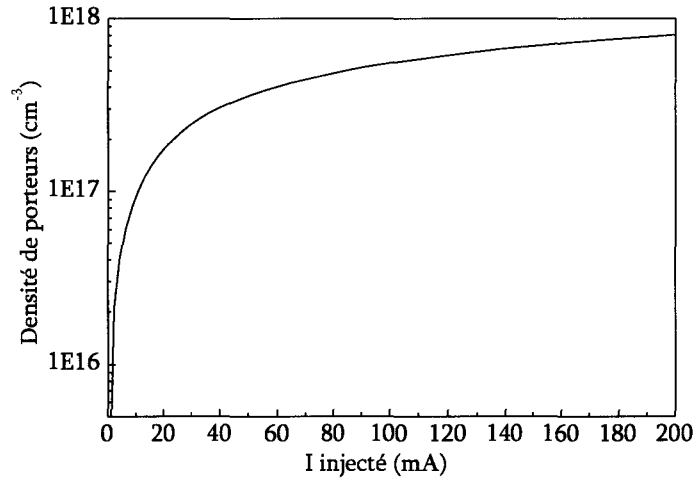


Figure 4.25. Variation de la densité de porteurs en fonction du courant injecté.

Par combinaison des résultats de la figure 4.24 et de la figure 4.25 et par interpolation de la courbe résultante, on obtient les valeurs suivantes des coefficients A, B, et C :  $A=1.10^8\text{ s}^{-1}$ ,  $B=9.05.10^{-20}\text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ , et  $C=3.1510^{-28}\text{ cm}^6\text{s}^{-1}$ . Les écarts avec la littérature [OLS 84] s'expliquent par la présence de la couche InP nid épaisse en plus de la couche de quaternaire nid.

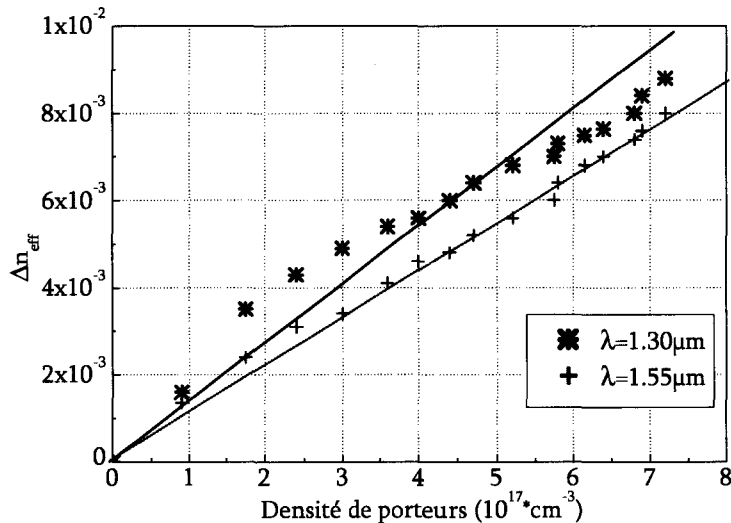


Figure 4.26. Evolution de l'indice effectif en fonction de la densité de porteurs.

#### 4.6.4. Détermination de la variation d'indice effectif et d'absorption en fonction de la densité de porteurs.

La combinaison de la figure 4.25, qui donne la densité de porteurs en fonction du courant injecté et de la figure 4.21 représentant la variation de l'indice effectif en fonction du courant nous permet de déterminer les variations de  $\Delta n_{eff}$  en fonction de la densité de porteurs N. De même La combinaison de la figure 4.24 et de la variation de l'absorption en fonction du courant nous permet de déterminer les variations de  $\Delta \alpha_{eff}$  en fonction de la densité de porteurs N. Les résultats sont donnés figures 4.25 et 4.26 qui montrent une évolution sensiblement linéaire de  $\Delta n_{eff}$  et  $\Delta \alpha_{eff}$  en fonction de la densité de porteurs N aux deux longueurs d'onde de fonctionnement.

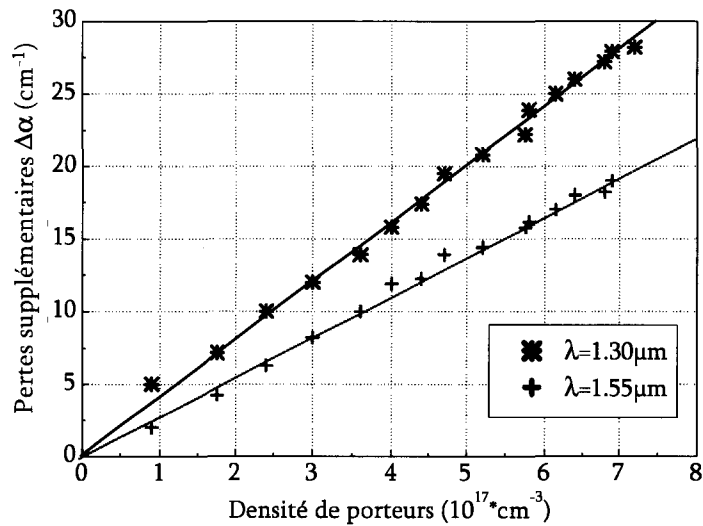


Figure 4.27. Evolution de l'absorption supplémentaire en fonction de la densité de porteurs.

Les coefficients de proportionnalité sont récapitulés dans le tableau 4.4:

	$\lambda=1.30\mu\text{m}$	$\lambda=1.55\mu\text{m}$
$\Delta n_{eff}/\Delta N$	$1.7 \times 10^{-20} \text{ cm}^3$	$1.2 \times 10^{-20} \text{ cm}^3$
$\Delta \alpha_{eff}/\Delta N$	$1.2 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$	$0.5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$

Tableau 4.4. Coefficients de proportionnalité  $\Delta n_{eff}/\Delta N$  et  $\Delta \alpha_{eff}/\Delta N$  pour  $\lambda=1.55\mu\text{m}$  et  $\lambda=1.30\mu\text{m}$ .

Ils sont du même ordre de grandeur que ceux trouvés dans la littérature [OLS 84, SCH 91, JON 95], avec toutefois une légère différence à cause de la couche d'InP nid. Ce résultat prouve une fois de plus la justesse de notre démarche qui a consisté à étudier expérimentalement de façon approfondie les propriétés électro-optiques de notre structure spécifique.

Nous avons déterminé les variations d'indice et d'absorption en fonction de la densité de porteurs. Pour remonter aux variations relatives du matériau proprement dit donné par les relations  $\Delta n = \frac{\Delta n_{eff}}{\Gamma}$  et  $\Delta \alpha = \frac{\Delta \alpha_{eff}}{\Gamma}$ , il est nécessaire d'introduire le facteur de confinement  $\Gamma$  du mode optique. On effectue le calcul par BPM3D; le résultat est donné figure 4.28 et présente la variation de  $\Gamma$  en fonction de la variation d'indice de la zone intrinsèque.

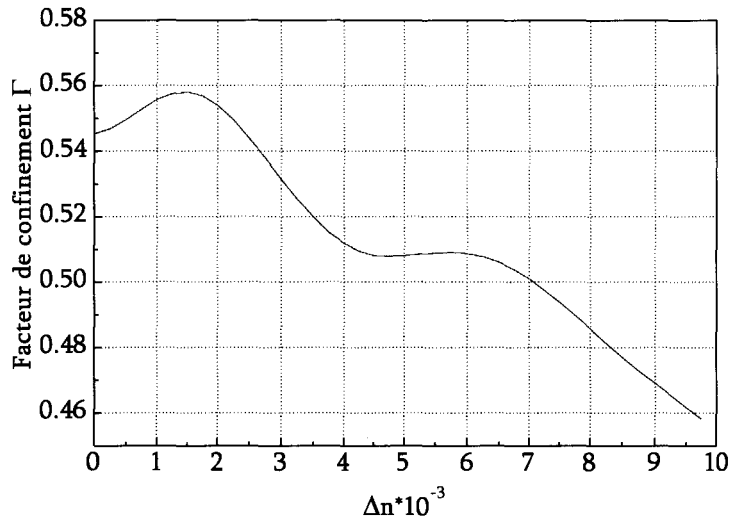


Figure 4.28. Variation du facteur de confinement en fonction de la variation d'indice  
Ce résultat théorique est obtenu par BPM3D.

Etant donnée la cohérence de nos hypothèses, notre évaluation de l'effet global est correcte, même si la densité de porteurs n'est pas uniforme dans la zone intrinsèque.

#### 4.7. Conclusions de cette première étape de caractérisation.

La première phase de caractérisation a été menée sur les commutateurs DOS. Pour les commutateurs de type S3, c'est à dire que l'électrode est aussi large que le guide, on a mis en évidence une commutation tout à fait satisfaisante. La diaphotie obtenue est de l'ordre de 20dB, cette valeur sature nettement à partir d'un courant injecté de 60mA. Ensuite des mesures fibre à fibre ont été menées sur nos guides pour connaître les pertes de propagation et d'insertion, chaque guide ayant 5mm de longueur. Les résultats obtenus sont très encourageants. Les pertes de propagation sont inférieures à 1dB/cm, mais les pertes d'absorption dues à la métallisation ont été estimées à 4.7dB/mm pour la longueur d'onde 1.55 $\mu$ m et 7.3dB/mm pour 1.3 $\mu$ m, ce qui reste encore assez considérable pour les applications voulues. Ceci fixe les pertes métalliques pour un commutateur, étant donnée la longueur d'électrode, à 8dB pour  $\lambda=1.55\mu$ m.

La seconde phase des manipulations a concerné l'effet par porteurs libres. Les pertes supplémentaires dues aux porteurs libres ont été mesurées et valent 4.8dB/mm sous l'électrode (à 1.55 $\mu$ m). Ces pertes sont du même ordre que les pertes directement liées à l'électrode. On ne peut pas les éviter, mais elles concernent les

faisceaux lumineux de très faible intensité qui passent dans la branche où on injecte du courant. Elles améliorent donc la diaphotie et ne sont pas, pour cette raison, problématiques.

Enfin, nous avons fini par la mesure de la variation d'indice de réfraction. L'originalité est de combiner les mesures statiques et dynamiques afin de connaître la relation entre courant et densité de porteurs. Les mesures en régime statique montrent qu'une telle structure permet d'obtenir des variations d'indices de l'ordre de  $8.10^{-3}$ . Ceci est tout à fait compatible avec nos hypothèses de travail : notre conception (exposée dans le chapitre 2) repose en effet sur l'hypothèse d'une variation d'indice de  $5.10^{-3}$ . Les mesures en régime dynamique nous ont ensuite permis de connaître la fréquence de coupure en fonction du courant, ce qui permet de déduire la durée de vie des porteurs dans la zone active. On connaît donc les caractéristiques de  $\Delta n_{eff}$  (variation d'indice) et  $\Delta \alpha_{eff}$  (excès d'absorption) en fonction de la densité d'électrons  $\Delta N$ .

Nous présentons dans le tableau 4.5 qui suit un récapitulatif de tous les résultats expérimentaux concernant nos commutateurs à base de quaternaire 1.18 $\mu$ m.

Commutateurs à base de quaternaire 1.18 $\mu$ m		
	$\lambda=1.55\mu\text{m}$	$\lambda=1.30\mu\text{m}$
Courant de commutation	60mA	60mA
Diaphotie (I=60mA)	18dB	20dB
Pertes de propagation (guide seul)	0.66dB/cm	non mesuré
Pertes d'injection	4.6dB	5.4dB
Pertes totales fibre à fibre	22.8dB	non mesuré
Absorption sous l'électrode ( $\alpha$ )	4.7dB/mm	7.3dB/mm
Variation d'indice $\Delta n_{eff}$ (I=60mA)	$4.10^{-3}$	$6.10^{-3}$
$\Delta n_{eff}$ max (I=160mA)	$7.5.10^{-3}$	$9.10^{-3}$
Pertes supplémentaires $\Delta \alpha_{eff}$ (I=60mA)	$11\text{cm}^{-1}$ (4.8dB/mm)	$16\text{cm}^{-1}$ (7dB/mm)
$\Delta \alpha_{eff}$ max (I=160mA)	$20\text{cm}^{-1}$ (8.7dB/mm)	$34\text{cm}^{-1}$ (14.7dB/mm)

Tableau 4.5. Caractéristiques de nos commutateurs à base de quaternaire 1.18 $\mu$ m à  $\lambda=1.55\mu\text{m}$  et  $\lambda=1.30\mu\text{m}$ .

#### Comparaison théorie-experience.

La diaphotie de nos commutateurs ne présente pas les résonances caractéristiques repérées lors de notre conception. Ces résonances permettaient d'espérer une haute diaphotie (35, voire 40dB), or nous atteignons juste 20dB. Une des causes de ce fait est probablement l'existence de fuites optiques dans la branche

alimentée, provenant éventuellement d'un défaut de fabrication. Une rétrosimulation sera effectuée dans le prochain chapitre, afin de déterminer l'origine de cet écart entre la théorie et l'expérience. Concernant le guidage, on constate que les simulations numériques nous donnent des valeurs d'absorption par électrode de 2dB/mm pour la longueur d'onde 1.55 $\mu$ m et 2.9dB/mm pour 1.3 $\mu$ m, ces deux valeurs étant nettement inférieures aux résultats expérimentaux. Nous pensons que cette différence tient au fait que ces pertes sont fortement dépendantes de la structure exacte d'indice optique du guide, électrode comprise. De faibles différences d'indice de réfraction modifient le facteur de confinement vertical, et donc, l'absorption par l'électrode. En ce qui concerne le couplage fibre-guide, les valeurs calculées par BPM3D concordent très bien avec l'expérience.

Concernant l'effet par porteurs libres, on a pu valider la linéarité des lois de variation d'indice et d'absorption en fonction de la densité de porteurs libres. Et les coefficients de proportionnalité sont comparables à ceux donnés dans la littérature [OLS 84, SCH 91, JON 95]. Signalons que toute cette partie concernant l'effet par porteurs libres a fait l'objet d'une publication [ZEG 04]. Enfin, les mesures dynamiques nous ont permis de constater qu'à  $\lambda=1.30\mu\text{m}$ , la variation d'indice effectif est plus forte qu'à  $\lambda=1.55\mu\text{m}$ . Cela laisse penser que des effets supplémentaires viennent augmenter l'effet plasma lorsqu'on se rapproche de la longueur d'onde de coupure du quaternaire. La prochaine fabrication à base de quaternaire 1.30 $\mu$ m, qui suit, pourrait le confirmer.





## CHAPITRE 5

Analyse de défaut, nouvelle fabrication  
et caractérisation de composants  
à base de GaInAsP 1.30µm



## Introduction

Les premières caractérisations de nos composants à base de quaternaire 1.15 $\mu$ m ont montré d'excellentes caractéristiques de guidages et de variation d'indice. Les commutateurs fonctionnent bien mais la diaphotie obtenue atteint juste 20dB et le comportement ne présente pas les résonances typiques que l'on pouvait attendre après notre travail de conception. Pour cette raison, nous allons entreprendre une modélisation complète du commutateur effectivement fabriqué. Une nouvelle fabrication de composants à base de quaternaire 1.30 $\mu$ m prendra ensuite en compte les corrections nécessaires du processus technologique.

### 5.1 Rétrosimulation.

Nous allons essayer d'expliquer l'écart de diaphotie entre notre conception et les résultats expérimentaux obtenus après fabrication. Pour cela nous avons soigneusement examiné la morphologie des guides métallisés et des commutateurs au microscope électronique à balayage (MEB). Nous constatons un élargissement du guide autour des électrodes survenu lors de la gravure des guides par RIE, cet élargissement est bien visible figure 5.1 dans le cas d'un guide métallisé, mais existe aussi dans le cas de la zone active des commutateurs.

Elargissement du guide autour de l'électrode

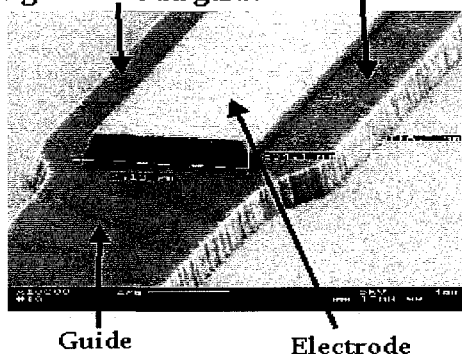


Figure 5.1. Elargissement d'un guide droit de 4 $\mu$ m de large par rapport à l'électrode.

Lors de l'insolation électronique qui prépare la gravure des guides, un effet de proximité, entre les motifs de guides et les électrodes a induit une ouverture plus large de la résine négative autour des électrodes. Ceci est propre à l'insolation électronique, et conduit à un guide plus large que prévu autour des zones métallisées. L'observation au MEB d'une coupe de guide actif (fig.5.2), fait apparaître un élargissement de 1.8 $\mu$ m pour un guide qui normalement devrait faire 4 $\mu$ m (le guide complet fait donc ici plus de 7.6 $\mu$ m de large). Quelles sont les conséquences de cet élargissement ?

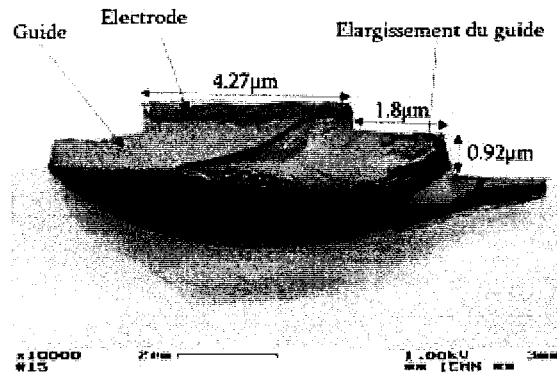
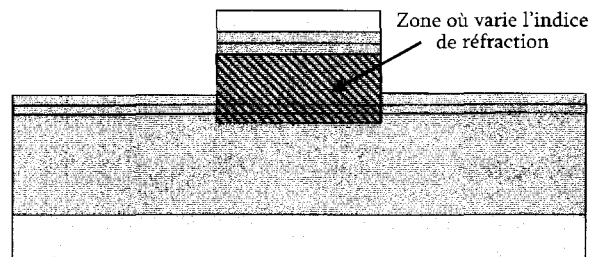
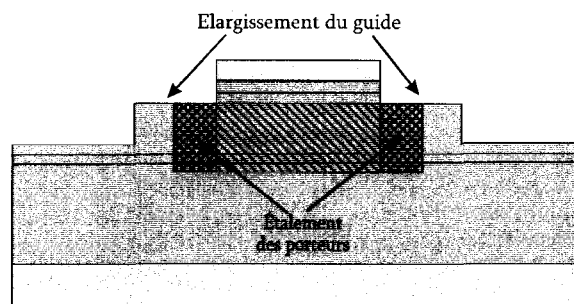


Figure 5.2. Coupe du guide dans sa partie active.

Nous allons modéliser la structure effectivement fabriquée par BPM3D. Pour cela il nous faut introduire l'élargissement du guide et aussi l'étalement latéral des porteurs. La première structure simulée au départ est présentée figure 5.3a, alors que les modifications apportées pour une structure plus réaliste, qui tient compte de l'élargissement du guide et de l'étalement des porteurs, sont dans la figure 5.3b.



a) Structure prise en compte lors de la conception



b) Structure fabriquée

Figure 5.3. Comparaison entre les deux structures simulées.

L'étalement des porteurs, provenant de la diffusion du courant dans le sens vertical et horizontal, est défini par une zone supplémentaire de variation d'indice de part et d'autre de la zone située sous l'électrode. Etant données les dimensions en présence, nous estimons son ordre de grandeur à environ 1  $\mu$ m pour une variation d'indice de  $5 \cdot 10^{-3}$ .

Voici le premier résultat de la propagation des faisceaux optiques pour les deux structures simulées (fig.5.4). C'est une coupe horizontale de la propagation des faisceaux à travers un commutateur alimenté dans la

branche du bas. Pour la structure prise en compte lors de la conception, on constate une propagation sans perturbation et sans fuites optiques (fig.5.4a), alors que dans le cas du composant fabriqué, on constate une propagation de lumière parasite dans la branche alimentée de part et d'autre de l'électrode polarisée, là où il y a élargissement (fig.5.4b). Ceci laisse présager une dégradation nette de la diaphotie.

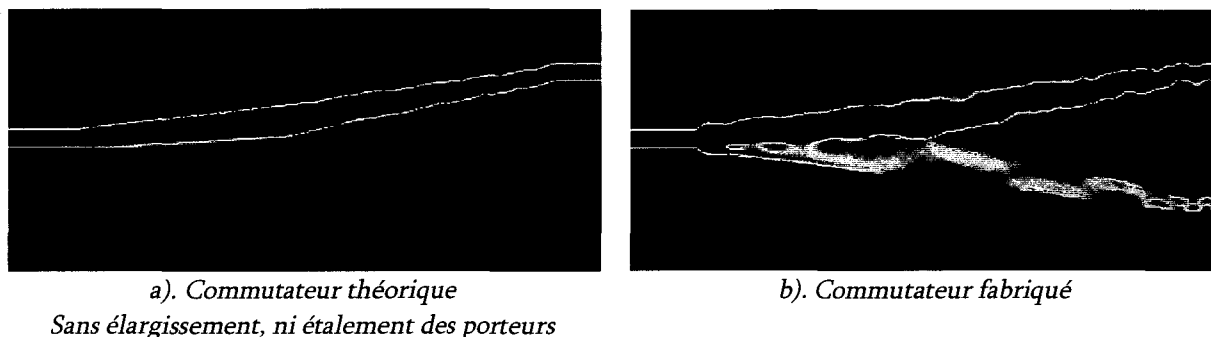


Figure 5.4. Mise en évidence de propagation de lumière parasite engendrée par le défaut pour une injection du mode fondamental.

Le calcul de la puissance optique le long du commutateur en fonction de l'axe de propagation nous montre, pour un élargissement de 1.8 $\mu\text{m}$  et pour un étalement des porteurs de 1 $\mu\text{m}$ , que la diaphotie est fortement dégradée par rapport au commutateur conçu. L'écart de diaphotie entre les deux structures simulées est de 17dB (voir le tableau ci-dessous). Dans la branche commutée, les pertes sont de 4dB.

	Branche passante	Commutateur avec élargissement du guide et étalement des porteurs	commutateur théorique sans défaut
Pertes	-4dB	-22dB	-36dB
Diaphotie		-18dB	-36dB

Tableau 5.1. Influence de l'élargissement du guide et de l'étalement des porteurs sur les pertes et la diaphotie (résultats théoriques).

Etant données les dégradations de performances constatées, nous avons calculé l'influence de l'élargissement sur la diaphotie, pour connaître la plage de diaphotie qu'on pourrait espérer obtenir si les commutateurs en cours de fabrication avaient le même défaut mais amoindri.

La simulation est effectuée dans les conditions où l'étalement des porteurs est de 1 $\mu\text{m}$  et on effectue une variation de l'élargissement du guide autour de l'électrode de 0 à 2 $\mu\text{m}$ . Les simulations montrent que la diaphotie diminue quand l'élargissement du guide augmente autour de l'électrode (fig.5.5). Cette courbe coïncide bien avec les données expérimentales pour ce qui concerne les commutateurs avec défaut.

On a la diaphotie théorique de 36dB pour une fabrication sans défaut et une valeur de 20dB pour un composant fabriqué. Cette courbe montre que pour un élargissement du guide supérieur à l'étalement des porteurs nous avons rapidement une dégradation de la diaphotie. Si un défaut est constaté lors de la deuxième réalisation, il est donc préférable qu'il soit inférieur à 1 $\mu\text{m}$ . Dans ces conditions, on conservera une haute diaphotie.

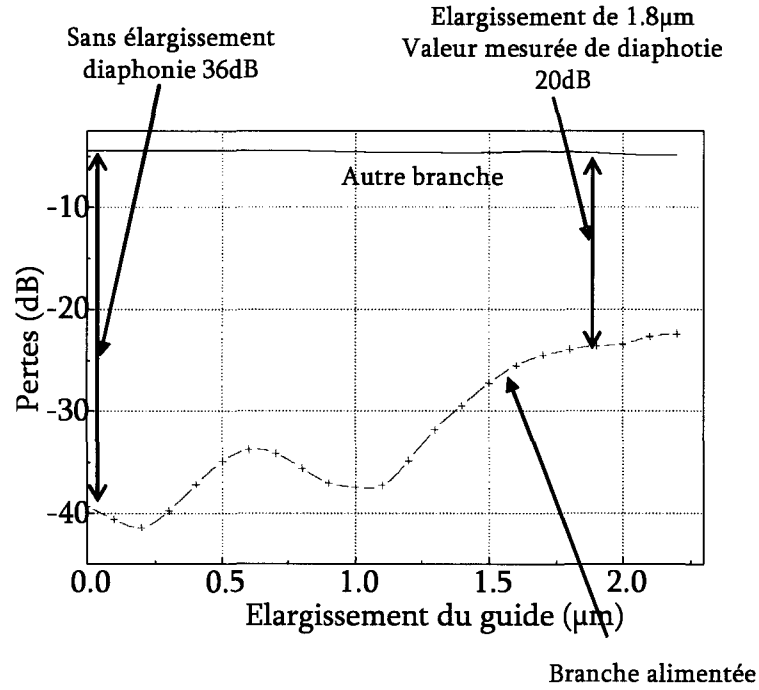


Figure 5.5. Sensibilité des performances du commutateur à l'élargissement du guide.

Mais toute cette étude, cohérente avec les résultats expérimentaux, suppose qu'on injecte dans le commutateur un mode guidé parfait, ce qui n'est pas le cas. Nous allons donc maintenant considérer la sensibilité de la diaphonie du composant idéal à la structure du faisceau injecté. Dans les conditions réelles de fonctionnement d'un commutateur intégré, les faisceaux parasites sont difficilement contrôlables et viennent perturber le fonctionnement du commutateur. On simule donc le cas où le faisceau injecté est un mode fondamental et on compare les résultats de simulations avec le cas réaliste d'un faisceau gaussien de diamètre de 4 $\mu\text{m}$  qui correspond à une fibre lentillée (fig.5.6).

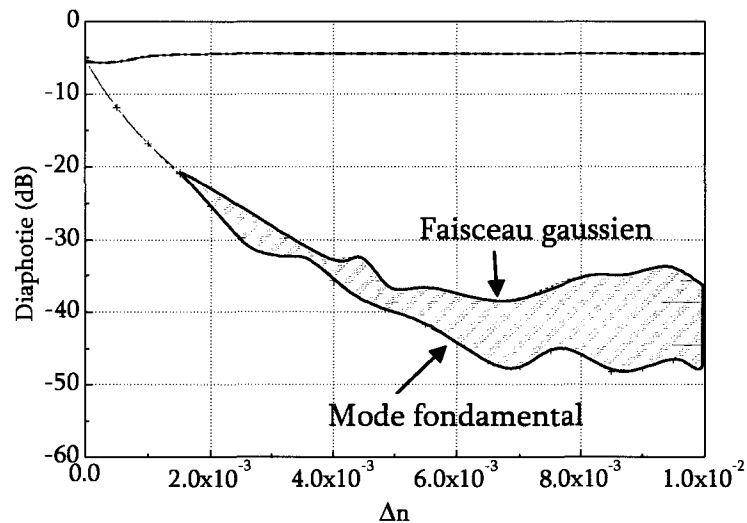


Figure 5.6. Sensibilité du composant idéal à la forme du faisceau lumineux injecté.

On voit que la diaphotie est fortement influencée. En fait, les valeurs possibles de diaphotie sont comprises entre 30 et 40dB. Ce résultat théorique montre qu'il est primordial d'avoir une propagation la plus nette possible, sans contribution de lumière parasite et sans propagation de faisceaux parasites dans le plan de quaternaire, à partir de l'entrée du commutateur.

La conclusion de notre rétro-simulation insiste donc sur deux points importants pouvant dégrader la diaphotie. Il faut éviter autant que possible l'élargissement du guide sous l'électrode, et éviter la propagation de faisceaux parasites issus de l'injection, le long du commutateur. Ceci nous a conduit à modifier le processus technologique en cours. C'est ce que nous allons aborder maintenant.

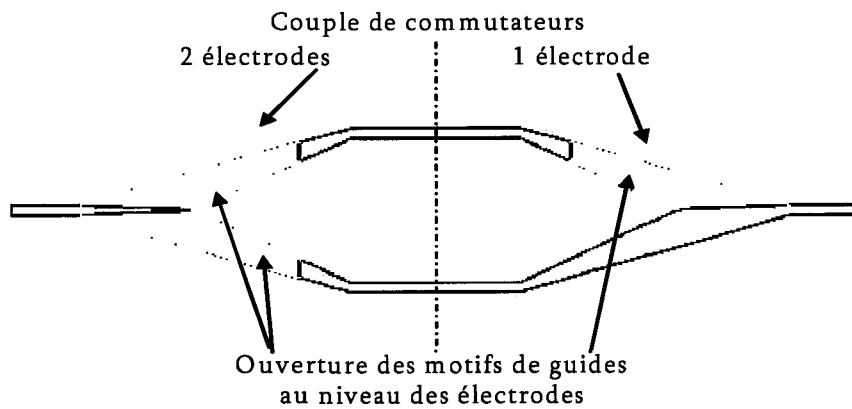


Figure 5.7. Motif des guides de nos nouveaux commutateurs. En zone active, ce sont les électrodes qui servent directement de masque pour la gravure des guides.

## 5.2. Modification du processus de fabrication pour les nouveaux dispositifs.

La structure épitaxiale utilisée pour la nouvelle fabrication est identique à celle de la première fabrication excepté le fait que la couche de quaternaire GaInAsP a une longueur d'onde de coupure de 1.30 $\mu$ m. Après réflexion, il est judicieux de modifier les motifs de masques des guides dont le but est de minimiser l'élargissement du guide par rapport à l'électrode. L'idée principale est d'effectuer une écriture électronique des motifs de guides sans qu'on récrive sur les motifs des électrodes (fig.5.7).

Très léger débordement du guide

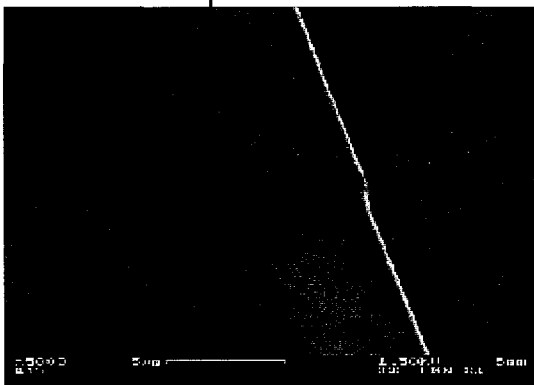


Figure 5.8a. Guide droit de 4 $\mu$ m de large en partie métallisé.

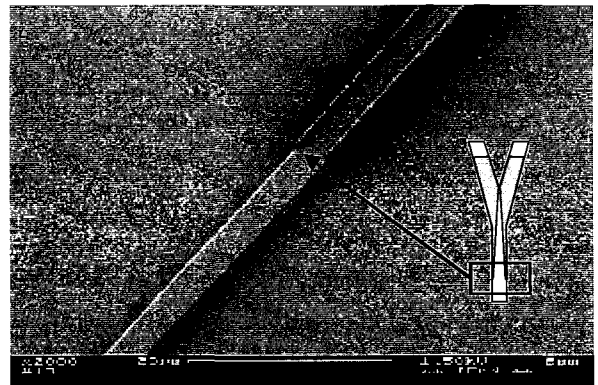


Figure 5.8b. Début des électrodes du commutateur.

C'est à dire que pour les guides hors électrode, c'est la résine négative qui joue le rôle de masque de gravure, alors que pour les guides sous électrode, on utilisera directement l'électrode comme masque. Pour une protection plus poussée des électrodes, qui seront soumises directement au plasma de gravure des guides, nous avons pris la précaution de doubler la couche de silice à 2000Å. L'étape de réalisation des guides est similaire à la première réalisation. Les photographies des figures 5.8a et 5.8b montrent une définition d'excellente qualité qui tranche avec ce qu'on avait obtenu lors de la première fabrication. L'alignement des guides et des électrodes est quasiment parfait. Pour la figure 5.8a, nous constatons un léger débordement de 0.3 $\mu\text{m}$  au début des électrodes sur une longueur de 3 $\mu\text{m}$  (composant ayant une dimension de 5000 $\mu\text{m}$ ). D'après nos vérifications par modélisation, ce défaut, qui est dû à la jonction des deux masques de gravure, n'influencera nullement la propagation des faisceaux optiques. La figure 5.8b montre la réalisation des fines électrodes au début du commutateur. On voit bien à quel point l'alignement des électrodes et de la structure guidante est excellent. Ces résultats, obtenus grâce à un grand soin lors du processus technologique, nous ont fortement encouragé à continuer le processus complet de fabrication pour obtenir de hautes diaphoties.

En ce qui concerne maintenant l'isolation optique autour du commutateur pour éviter les faisceaux parasites, nous avons choisi de graver des zones très profondément pour empêcher la propagation dans le plan de quaternaire [JIN 97, HER 01]. En outre, nous en avons profité pour fabriquer des guides et des commutateurs profondément gravés afin d'ouvrir des perspectives pour des composants plus compacts.

Tout ceci impose une étape intermédiaire de gravure supplémentaire de 1.2 $\mu\text{m}$  dans certaines zones et sur certains guides dont la largeur est inférieure à 2 $\mu\text{m}$ . Nous avons ainsi créé des guides à fort confinement comme ceux présentés figure 5.9.

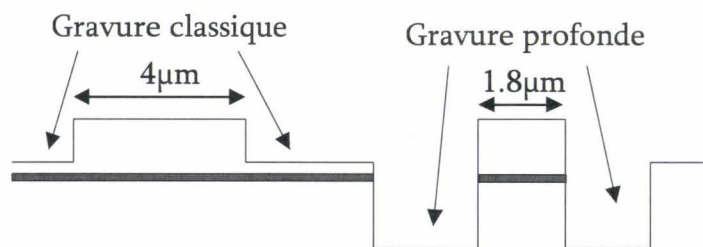


Figure 5.9. Schéma de réalisation des guides classique et des guides à fort confinement.

L'isolation optique à l'entrée du commutateur permet de réduire en majeure partie la divergence du faisceau entrant dans le composant. Cette divergence crée en effet des faisceaux parasites qui se recouplent avec les deux branches de sortie, dégradant ainsi la diaphotie. Pour l'éliminer, on grave profondément deux pavés de part et d'autre du guide en entrée comme le montre la figure 5.10. En sortie du composant, il est ensuite important de réduire le couplage entre les deux branches du commutateur. Ces précautions permettent, d'après la modélisation, une amélioration de diaphotie de 5dB.

Comment est réalisée cette gravure profonde ?



L'étape consiste à redéposer une couche de silice qui servira de masque de gravure et de protection des composants. On effectue ensuite une gravure de 1.2 $\mu\text{m}$ , par plasma RIE.

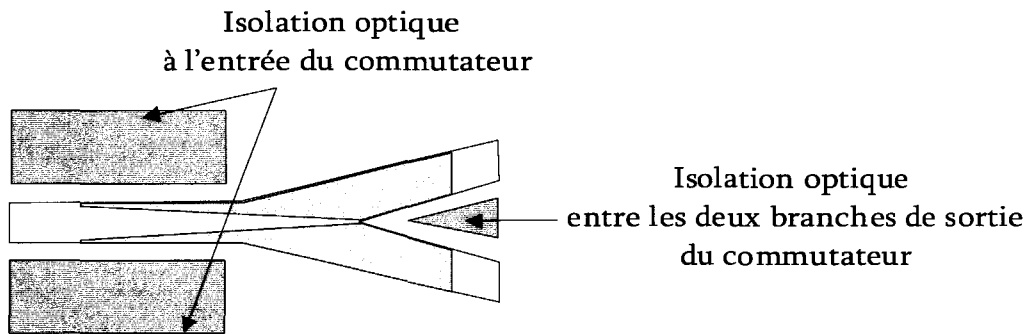


Figure 5.10. Pavés gravés profondément à l'entrée et en sortie du commutateur.

La figure 5.11 montre une photographie, prise au MEB, de la face clivée d'un guide profondément gravé. La gravure totale a 2.1 $\mu\text{m}$  de hauteur, ce qui impose un report de plot de contact sur 2.92 $\mu\text{m}$  de hauteur, étant données les épaisseurs des couches P<sup>+</sup> et des couches métalliques. On constate bien les deux étapes de gravures qui sont différenciées par le changement de pente des flancs du guide. On mesure une largeur moyenne de 2 $\mu\text{m}$  au lieu des 1.8 $\mu\text{m}$  attendus dans ce cas, et une gravure totale de 2.1 $\mu\text{m}$  au lieu de 2 $\mu\text{m}$ . Ces résultats sont tout de même de bonne qualité, et les approximations proviennent du fait que la deuxième gravure ne possède pas de couche d'arrêt. Et les pavés d'isolation optique ont été correctement fabriqués.

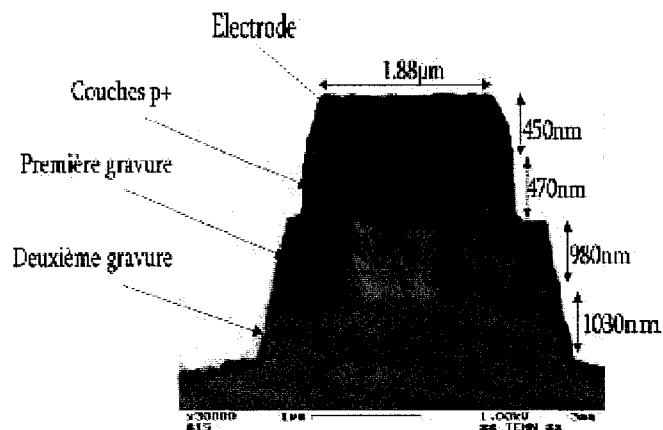


Figure 5.11. Guide à fort confinement fortement gravé de largeur théorique 1.8 $\mu\text{m}$ .

En guise de conclusion de cette courte partie technologique, nous allons comparer les deux fabrications de commutateurs. Il y a une réelle amélioration provenant des modifications apportées au processus technologique. L'élargissement du guide par rapport à l'électrode est minimisé et la précision des dimensions des guides est nettement meilleure. La figure 5.12 permet de comparer la définition des commutateurs juste après l'étape de gravure des guides. On montre le début, la zone de couplage et les branches de sortie du composant. Les trois photos de gauche présentent un aperçu de la première technologie et montrent le

défaut d'élargissement du guide. A droite figure un aperçu de la seconde technologie. La différence est frappante. Notre travail d'amélioration a porté ses fruits.

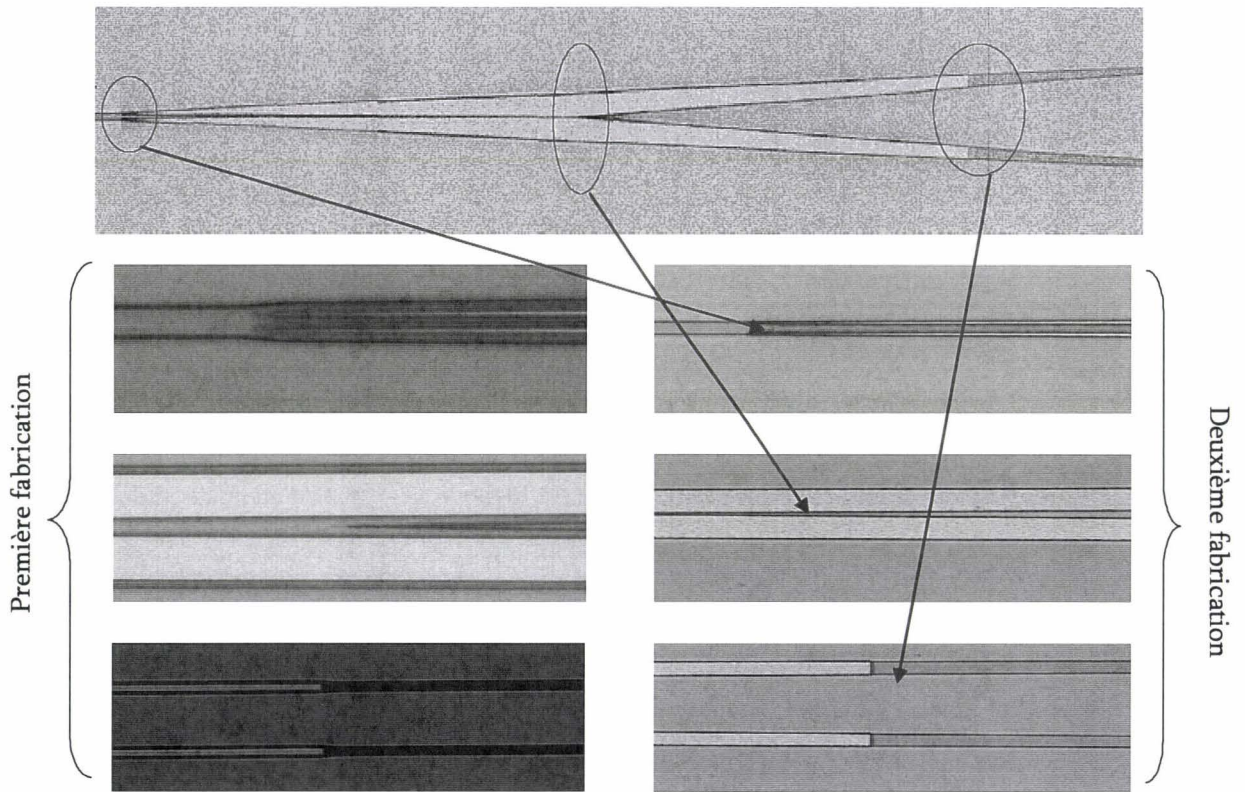


Figure 5.12. Comparaison entre les deux réalisations.

Nous avons ensuite fini la fabrication de la même façon que précédemment (cf chapitre 3). Il faut rappeler que les dernières étapes telles que le report d'électrodes, l'amincissement et le clivage sont des étapes cruciales pour l'obtention de composants caractérisables. Nous allons maintenant présenter les résultats de caractérisation obtenus avec la nouvelle plaque.

### 5.3. Caractérisation des nouveaux guides et comparaison avec les anciens.

La caractérisation se fait de la même façon que pour la première fabrication, tous les bancs ayant été présentés au chapitre 4. La première épitaxie à base de quaternaire 1.15 $\mu$ m sera nommée  $Q_{1.15}$  et la seconde à base de quaternaire 1.30 $\mu$ m,  $Q_{1.30}$ . Les pertes totales fibre à fibre pour tous les guides sont présentées figure 5.13. Ces mesures ont été faites sur guide métallisé et permettent par interpolation de connaître les caractéristiques des guides sans électrode. La première constatation est que les pertes totales fibre à fibre sont plus importantes pour  $Q_{1.30}$  que pour  $Q_{1.15}$ . Elles atteignent 13.8dB. D'autre part, la pente de la droite montre que les pertes liées à la métallisation sont de 7.3dB/cm, ce qui est plus faible qu'avant. Cette différence de pertes est liée en partie au profil de mode des deux structures (Figure 5.13). On aperçoit nettement que la surface équivalente du mode dans les couches  $P^+$  de la première structure est beaucoup plus importante que dans la nouvelle structure.

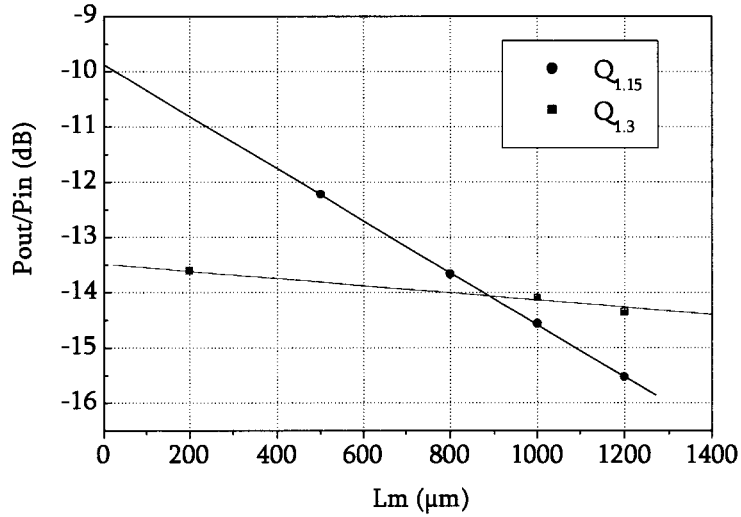


Figure 5.13. Comparaison des Pertes (dB) dans les guides droits en fonction de la longueur de métallisation  $L_m$  pour les deux épitaxies.

L'indice plus élevé du quaternaire 1.30 $\mu\text{m}$  induit un confinement du mode beaucoup plus élevé, qui éloigne la lumière des zones absorbantes P+ et de la métallisation. Ceci influe fortement sur les pertes sous électrode.

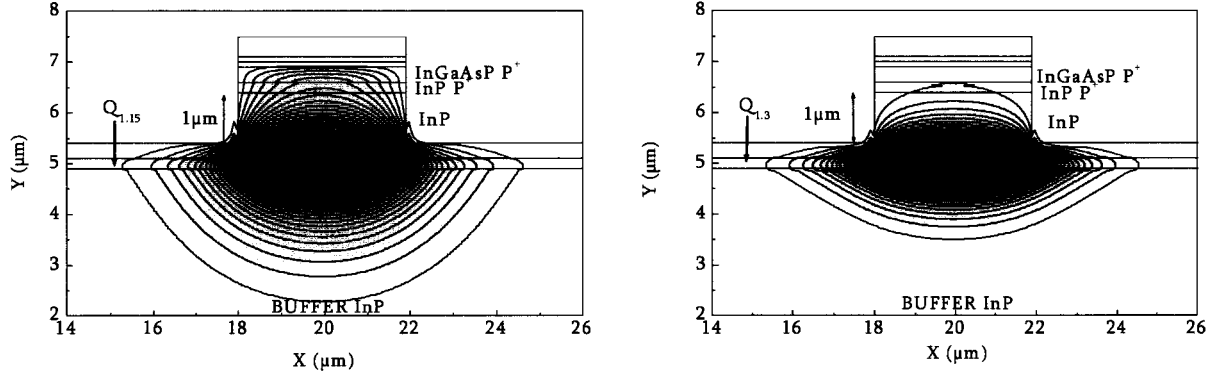


Figure 5.14. Profils de mode (de type TE) des deux structures métallisées et fabriquées, à gauche avec quaternaire 1.18 $\mu\text{m}$ , à droite avec quaternaire 1.30 $\mu\text{m}$ .

Ensuite les pertes intrinsèques du guide ont été mesurées par la méthode Pérot-Fabry : elles sont de 3dB/cm. L'ensemble des résultats concernant les guides, tant expérimentaux que théoriques, sont résumés dans le tableau 5.2. Bien entendu, les pertes de propagation, liées à de la rugosité au niveau des arêtes du ruban, ne peuvent pas être simulées. Elles dépendent fortement de la technologie. Encore une fois, les résultats théoriques concordent bien avec les mesures effectuées fibre à fibre, même dans le cas des pertes liées à la métallisation. Pour finir, nous présentons les résultats expérimentaux dans le tableau 5.3 des deux fabrications.

Guides GaInAsP(1.30 $\mu$ m)/InP ( $\lambda=1.55\mu$ m)		
	Pratique	Modélisation
Pertes de propagation	3dB/cm	-
Pertes d'injection	(estimation) 6.1dB	6.5dB (TE), 6.3dB (TM)
Pertes totales fibre à fibre	13.8dB	>13dB (TE), >12.6dB (TM)
Pertes sous l'électrode	7.3dB/cm	7.7dB/cm

Tableau 5.2. Pertes des guides  $Q_{1.30}$  à  $\lambda=1.55\mu$ m : comparaison expérience-théorie.

Comparaison des résultats expérimentaux pour les deux épitaxies ( $\lambda=1.55\mu$ m)		
	$Q_{1.30}$	$Q_{1.15}$
Pertes de propagation	3dB/cm	0.7dB/cm
Pertes d'injection	(estimation) 6.1dB	(estimation) 4.6dB
Pertes totales fibre à fibre	13.8dB	9.9dB
Pertes sous l'électrode	7.3dB/cm	47dB/cm

Tableau 5.3. Comparaison des pertes mesurées des guides pour les deux épitaxies à  $\lambda=1.55\mu$ m.

On se rend compte qu'ils reflètent en grande partie la différence de structure modale. Le mode  $Q_{1.30}$  étant plus confiné que le mode  $Q_{1.15}$ , on obtient logiquement de plus grandes pertes de couplage et des pertes de métallisation plus faibles. La seule différence importante qui reste sans réponse est la perte de propagation qui est, à notre sens, liée à la technologie. Cette comparaison rapide nous permettra, lors de notre conclusion générale, de proposer une structure de guide susceptible de cumuler le plus grand nombre d'avantages. Comme pour la structure étudiée au chapitre 4, il nous a paru indispensable de déterminer les variations d'indice effectif, de pertes effectives et de durée de vie des porteurs de la nouvelle structure  $Q_{1.30}$  à la longueur d'onde 1.55 $\mu$ m. Nous comparerons nos résultats avec ceux de la structure  $Q_{1.18}$  à la longueur d'onde 1.55 $\mu$ m.

#### 5.4. Détermination de la variation d'indice effectif par injection de porteurs.

L'expérience est tout à fait comparable à celle décrite au chapitre 4 et s'appuie sur une méthode interférométrique en statique et en dynamique. Nous utilisons un interféromètre de Mach-Zehnder d'un centimètre de long ayant une longueur d'électrode  $L_m$  de 1mm. On relève la puissance optique en sortie de l'interféromètre de Mach-Zehnder en fonction du courant injecté (fig.5.15).

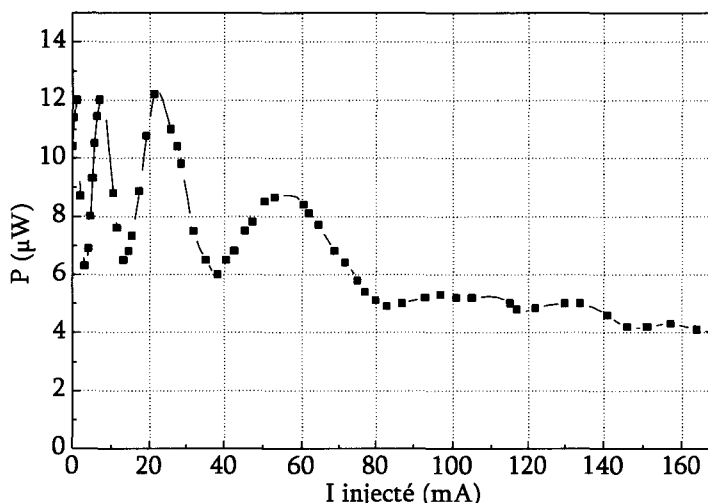


Figure 5.15. Caractéristique d'interférence de l'interféromètre de Mach-Zehnder pour une longueur d'électrode  $L_m$  de 1000 $\mu\text{m}$ .

On constate des oscillations prononcées jusque 40mA et une atténuation rapide du signal au-delà. La variation d'indice effectif entre deux maxima est donnée par la relation  $\lambda/L_m$  et vaut  $1.5510^{-3}$ . A l'aide de cette courbe, on peut donc déduire la caractéristique de variation d'indice effectif en fonction de la densité de courant. Le résultat est présenté figure 5.16 où nous avons également tracé la variation d'indice effectif de la structure  $Q_{1.18}$ . Les courbes sont présentées en fonction de la densité de courant pour faciliter la comparaison entre les deux matériaux puisque nos interféromètres ont des longueurs d'électrodes différentes: 1500 $\mu\text{m}$  pour l'interféromètre en  $Q_{1.18}$  et 1000 $\mu\text{m}$  pour l'interféromètre en  $Q_{1.30}$  pour une largeur d'électrode de 4 $\mu\text{m}$ .

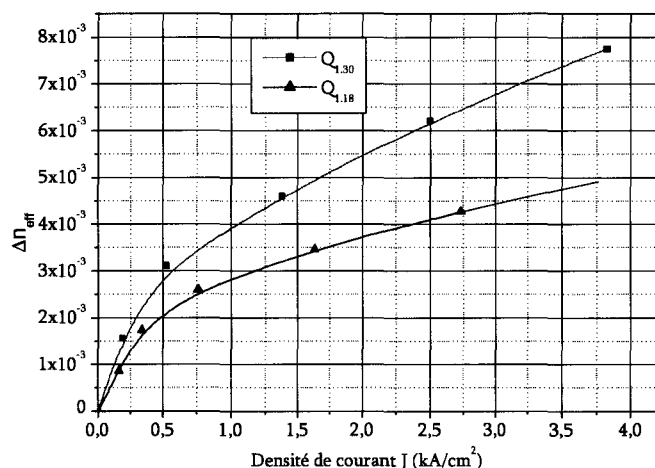


Figure 5.16. Variation de l'indice effectif en fonction de la densité de courant injectée pour les deux structures  $Q_{1.18}$  et  $Q_{1.30}$  à la longueur d'onde 1.55 $\mu\text{m}$ .

L'allure non linéaire de la variation d'indice effectif en fonction de la densité de courant injectée pour la structure  $Q_{1.30}$  est tout à fait semblable à celle obtenue avec la structure  $Q_{1.18}$ . La comparaison entre les structures  $Q_{1.18}$  et  $Q_{1.30}$  (fig.5.16) montre une variation plus importante pour la structure  $Q_{1.30}$  que pour la

structure  $Q_{1.18}$ , pour une valeur de densité de courant donnée. Elle exprime que les variations d'indice effectif sont d'autant plus fortes que la longueur de travail se rapproche de la longueur de coupure du quaternaire. On peut y voir la manifestation des effets de remplissage de bande et de rétrécissement du gap en plus des effets plasma [THE 92, DEM 01, JON 95]. On peut aussi penser que la variation d'indice est essentiellement due à l'injection des porteurs dans le quaternaire, puisque, seul le quaternaire a été modifié entre les deux expériences.

Du point de vue de notre application à la longueur d'onde 1.55 $\mu\text{m}$ , puisque les variations d'indice effectif sont plus importantes avec la structure  $Q_{1.30}$  qu'avec la structure  $Q_{1.18}$ , on doit s'attendre à un fonctionnement plus efficace du commutateur, c'est-à-dire par exemple une diaphotie plus importante ou une consommation plus faible.

Il faut cependant que cette amélioration potentielle ne se fasse pas au détriment des pertes supplémentaires dues à l'injection de porteurs. C'est pourquoi nous étudions expérimentalement ce phénomène dans le paragraphe suivant.

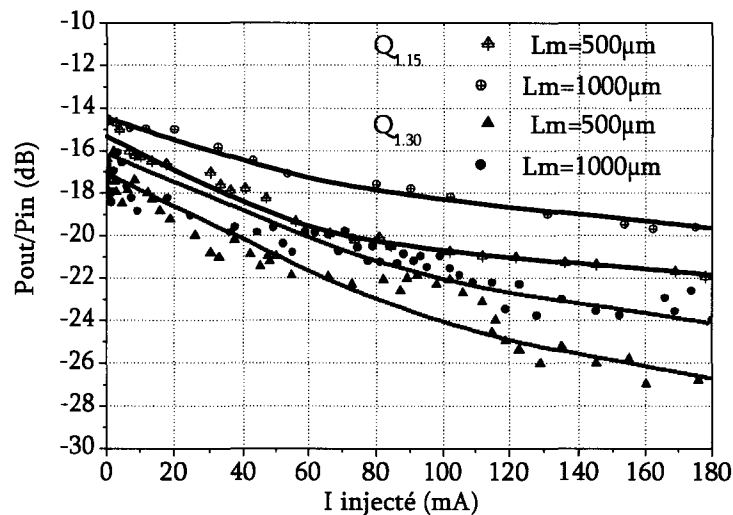


Figure 5.17. Pertes d'insertion des guides droits métallisés en fonction du courant injecté dans la PIN pour les longueurs d'électrode  $L_m$  de 500 $\mu\text{m}$  et de 1000 $\mu\text{m}$  ( $\lambda=1.55\mu\text{m}$ ).

#### 5.4.2. Détermination de l'absorption supplémentaire due à l'injection de porteurs.

L'expérience se déroule d'une façon tout à fait similaire à celle exposée au chapitre 4. On utilise des guides métallisés de longueur totale 5mm et munis d'électrode de longueur 500 $\mu\text{m}$  et 1000 $\mu\text{m}$ . Un montage sous pointe permet d'assurer un contact électrique avec l'électrode; on injecte du courant dans la structure PIN et on relève la puissance transmise à la longueur d'onde de 1.55 $\mu\text{m}$ . La figure 5.17 représente les pertes d'insertion de ces guides en fonction du courant. Comme on pouvait s'y attendre, on note une diminution de la puissance optique transmise lorsque le courant injecté augmente. Nous avons reporté les résultats pour la structure  $Q_{1.30}$  mais aussi pour la structure  $Q_{1.18}$  par souci de comparaison.

A partir de ces résultats, nous avons extrait les pertes supplémentaires effectives (fig.5.18) en fonction du courant injecté pour la structure  $Q_{1.30}$  et pour la structure  $Q_{1.18}$ . L'allure non linéaire de la courbe de la structure  $Q_{1.30}$  est tout à fait semblable à celle de la structure  $Q_{1.18}$ .

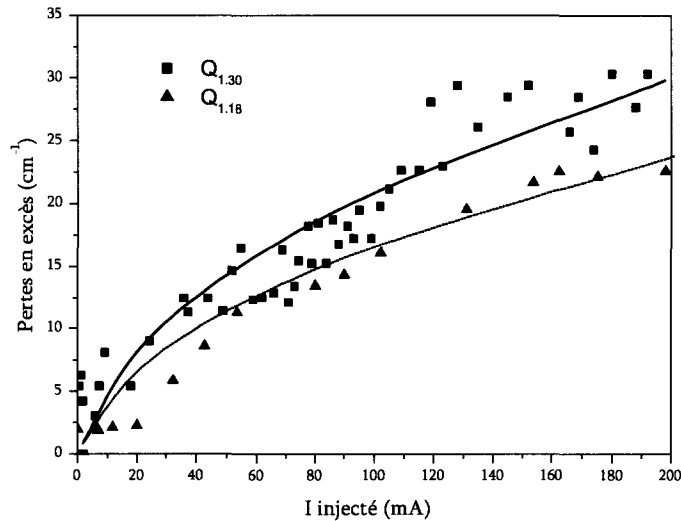


Figure 5.18. Variations des pertes effectives supplémentaires en fonction du courant injecté.

On constate que les pertes effectives sont plus importantes pour la structure  $Q_{1.30}$ . Puisque ces pertes ont tendance à augmenter lorsque la longueur de travail se rapproche de la longueur de coupure du quaternaire, on vérifie bien que les pertes d'absorption inter-sous-bande de valence s'ajoutent aux pertes dues à l'effet plasma [THE 92, DEM 01, JON 95], comme nous l'avions déjà constaté pour la structure  $Q_{1.18}$  en changeant la longueur de travail. En outre, il semble bien que l'augmentation de la concentration de porteurs s'effectue principalement dans la couche de quaternaire. Du point de vue de notre application à la longueur d'onde de fonctionnement 1.55 $\mu\text{m}$ , il s'avère que les pertes supplémentaires par injection de porteurs ne sont pas significativement plus élevées avec la structure  $Q_{1.30}$  qu'avec la structure  $Q_{1.18}$ . Il en résulte que cette structure  $Q_{1.30}$  apparaît extrêmement prometteuse pour l'obtention de commutateurs DOS à hautes performances.

Pour évaluer les variations d'indice et d'absorption effectifs en fonction de la densité de porteurs, il est nécessaire de déterminer la durée de vie des porteurs. C'est l'objet du paragraphe suivant.

#### 5.4.3. Détermination de la durée de vie $\tau$ des porteurs.

Les expériences sont menées de la même façon que dans le chapitre 4: on combine les mesures interférométriques statiques avec des mesures dynamiques. La fréquence de coupure du signal optique modulé en sortie de l'interféromètre nous donne la durée de vie des paires électron-trou par  $\tau=1/(2\pi F_c)$ . Nous donnons figure 5.19 l'évolution de cette durée de vie en fonction du courant injecté pour la structure

Q<sub>1.30</sub> et par souci de comparaison, nous avons également reporté l'évolution de la durée de vie pour la structure Q<sub>1.18</sub>.

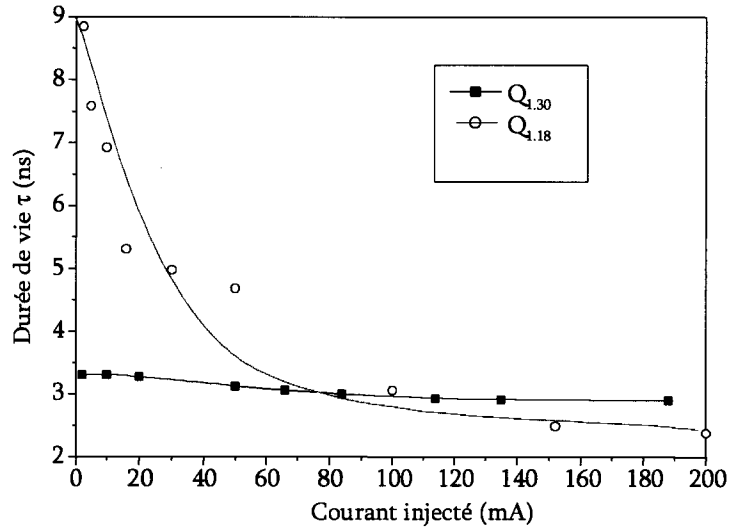


Figure 5.19. Evolution de la durée de vie des porteurs en fonction du courant injecté.

Dans tous les cas, la durée de vie diminue lorsque le courant injecté augmente, en accord avec l'expression généralement admise de cette durée de vie:  $\tau=1/(A+BN+CN^2)$ . On note cependant que cette variation est beaucoup plus forte pour la structure Q<sub>1.18</sub> que pour la structure Q<sub>1.30</sub>. Les valeurs de A, B et C sont respectivement  $A=3.2 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$ ,  $B=3.1 \times 10^{-20} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ ,  $C=4.1 \times 10^{-28} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$  et témoignent de ce comportement différent avec une diminution des recombinaisons radiatives au bénéfice des recombinaisons non radiatives. De plus, cette forte modification obtenue en modifiant uniquement la composition du quaternaire, semble confirmer que les effets d'injection de porteurs ont lieu majoritairement à l'intérieur du quaternaire.

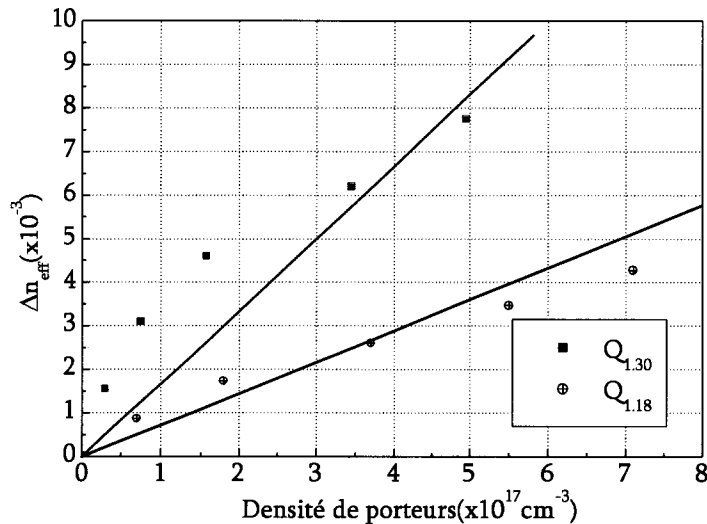


Figure 5.20. Variation de l'indice effectif en fonction de la densité de porteurs pour les structures Q<sub>1.18</sub> et Q<sub>1.30</sub> ( $\lambda=1.55\mu\text{m}$ ).



#### 5.4.4. Détermination de la variation d'indice effectif et d'absorption en fonction de la densité de porteurs.

Grâce à la mesure de la durée de vie  $\tau$  des porteurs, nous pouvons extraire la concentration de porteurs  $\Delta N$  injectés pour un courant  $I$  donné à l'aide la relation  $\Delta N = I\tau/qV$ , où  $V$  est le volume de la zone intrinsèque comme nous l'avions supposé pour la structure  $Q_{1.18}$ . En combinant avec les courbes des figures 5.16 et 5.18, nous avons déduit l'évolution de la variation de l'indice effectif (fig.5.20) et des pertes effectives supplémentaires (fig.5.21) en fonction de la densité de porteurs pour les deux structures à la longueur d'onde 1.55µm.

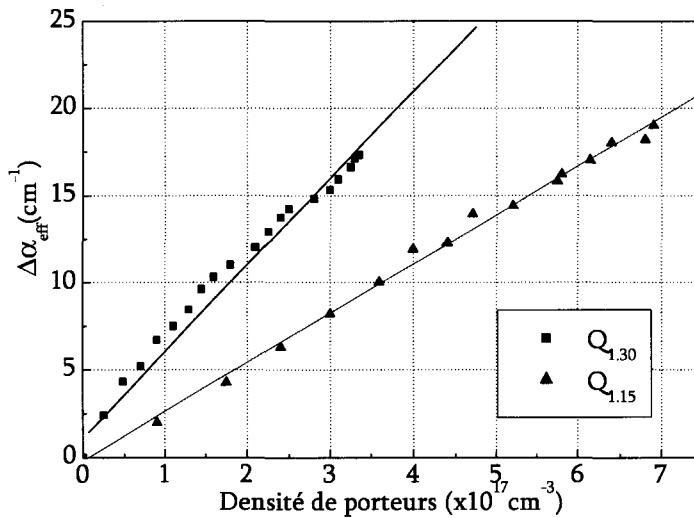


Figure 5.21. Pertes en excès liées à l'injection de porteurs pour les structures  $Q_{1.18}$  et  $Q_{1.30}$  ( $\lambda=1.55\mu\text{m}$ ).

Ces variations sont sensiblement linéaires avec la densité de porteurs et les coefficients de proportionnalité [OLS 84, DUP 03, ZEG 04] sont donnés dans le tableau 5.4 pour les deux structures à la longueur d'onde 1.55µm.

	$Q_{1.18}$	$Q_{1.30}$
$\Delta n_{\text{eff}}/\Delta N$ ( $\text{cm}^3$ )	$1 \times 10^{-20}$	$1.7 \times 10^{-20}$
$\Delta\alpha_{\text{eff}}/\Delta N$ ( $\text{cm}^2$ )	$5 \times 10^{-17}$	$2.9 \times 10^{-17}$

Tableau 5.4. Coefficients de proportionnalité des deux épitaxies à  $\lambda=1.55\mu\text{m}$ .

Pour notre application, il était important d'évaluer ces variations de pertes et d'indice effectifs; au-delà nous avons mis en évidence que la plupart des effets de porteurs libres ont lieu dans la couche de quaternaire. En d'autres termes, notre structure épitaxiale, malgré la couche d'InP nid, a, du point de vue du confinement des porteurs, un comportement très voisin d'une double hétérostructure classique.

Pour remonter aux variations de pertes supplémentaires et d'indice du matériau, il est nécessaire d'introduire le confinement de l'onde optique [SCH 91] dans la structure Q<sub>1.30</sub> comme nous l'avions fait avec la structure Q<sub>1.18</sub>. Le calcul par BPM3D nous conduit à une valeur de  $\Gamma$  de 0.58, en négligeant les variations dues aux injections de porteurs et avec un recouvrement de toute la zone intrinsèque. Puisque nos travaux semblent montrer que les variations de porteurs s'effectuent essentiellement dans la couche de quaternaire, on pourrait être tenté d'assimiler la région active au quaternaire. Cependant la réalité est plus complexe. Les porteurs sont injectés essentiellement dans le quaternaire et une partie doit se trouver dans l'InP au voisinage du quaternaire; par ailleurs, il ne faut pas oublier l'étalement des porteurs mis précédemment en évidence de part et d'autre du ruban du guide. La figure 5.22 montre la zone où l'on peut penser que les porteurs se situent majoritairement. Il faut souligner que dans la mesure où nous sommes cohérent dans nos hypothèses (définition de cette région où a lieu l'injection de porteurs), nous ne commettons pas d'erreur trop grossière dans l'évaluation des effets, puisque au bout du compte c'est la variation de l'indice effectif qui intervient pour le fonctionnement du commutateur.

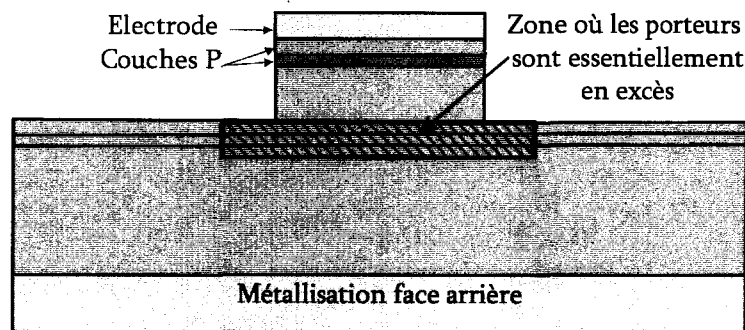


Figure 5.22. Schéma représentant la région où se situent majoritairement les porteurs libres.

Passons à la caractérisation de nos nouveaux commutateurs à base de quaternaire 1.30 $\mu$ m.

## 5. Caractérisation des nouveaux commutateurs.

### 5.5.1. Caractéristiques électro-optiques.

Nos mesures se sont déroulées selon la démarche présentée au chapitre 4. Nous la rappelons ici. Un signal optique de longueur d'onde 1.55 $\mu$ m est injecté à l'entrée du commutateur à l'aide d'une fibre lentillée. Le contact électrique s'effectue sous pointe. L'échantillon est aligné avec l'axe de la fibre d'entrée pour pouvoir visualiser les faisceaux en sortie des branches du commutateur par mesure en champ proche. Ensuite on pose la pointe et on remarque un désalignement de l'échantillon. On réajuste la position de l'échantillon par les micros déplacements pour réaligner l'ensemble. On remplace la caméra par un système de mesure de puissance optique composée d'une fibre clivée et d'un détecteur optique. Nous procédons alors aux mesures fibre à fibre afin de déterminer les puissances optiques en sortie de chaque branche et ainsi la diaphotie de notre composant en fonction du courant injecté. Sachant que l'écart entre les deux branches de sortie du

commutateur ne fait que 50µm, nous n'avons pas pu relever en même temps la puissance optique en sortie des deux branches (le diamètre extérieur d'une fibre est de 250µm). Plusieurs caractéristiques de puissance ont été relevées pour une polarisation quelconque de la lumière à la longueur d'onde de 1.55µm. La figure 5.23 présente en dB la puissance relevée dans chaque branche comparée à la puissance à courant nul. La différence donne directement la diaphotie.

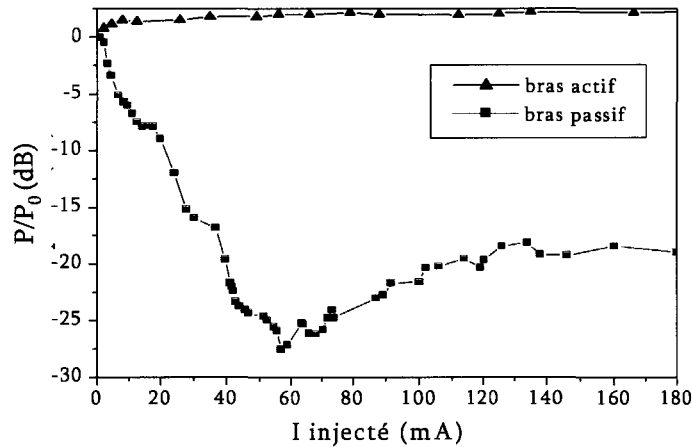


Figure 5.23. Puissance dans chaque branche ( $P$ ) comparée à la puissance à courant nul ( $P_0$ ).

On constate, comme prévu, une augmentation de diaphotie lorsque le courant augmente. Cependant les valeurs maximales n'excèdent pas 29dB, et sont donc inférieures à ce que nous avions prévu par la modélisation (36dB). Mais au cours de nos expériences en champ proche, nous nous sommes rendus compte qu'un signal optique était issu de la branche polarisée, alors qu'aucun signal optique (1.55µm) n'était injecté par la fibre lentillée. Nous nous sommes rendu compte que ce signal semblait prendre une certaine prédominance lorsque le signal à 1.55µm dans la branche active s'éteignait. On montre figure 5.24 une photographie de cette tache optique représentant la lumière parasite provenant des recombinaisons électron-trou, comme dans une diode électroluminescente. Nous avons donc été amenés à évaluer l'importance de ce phénomène afin de comparer la puissance optique correspondante à la puissance résiduelle résultant de la commutation du signal optique du travail (1.55µm).

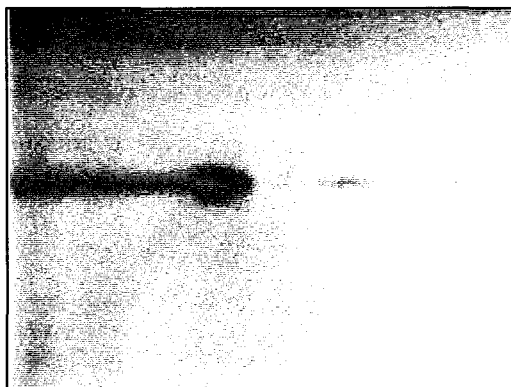


Figure 5.24. Tache optique de la branche alimentée (gauche) représentant la lumière spontanée.

Il s'agit d'une émission spontanée qui résulte de recombinaisons électron-trou, probablement dans le quaternaire 1.30 $\mu\text{m}$ . Nous avons réalisé des mesures de puissance spontanée sur la plupart des commutateurs pour les trois structures d'électrodes et pour les deux branches de sortie. Nous appelons  $P_2$  la puissance optique en sortie de la branche alimentée et  $P_1$  celle de l'autre branche comme le montre la figure 5.25.

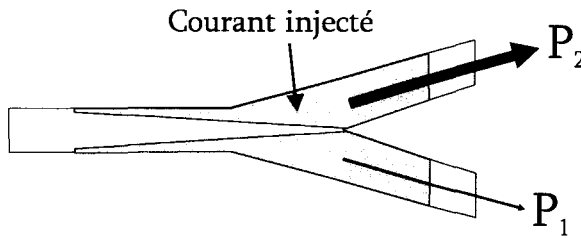


Figure 5.25. Proportion de la puissance spontanée entre les deux branches de sortie pour le commutateur dont l'électrode est  $S_3$ .

Les figures 5.26 et 5.27 montrent les évolutions de respectivement  $P_2$  et  $P_1$  en fonction du courant. La puissance spontanée est beaucoup plus importante dans la branche alimentée que dans la branche commutée.

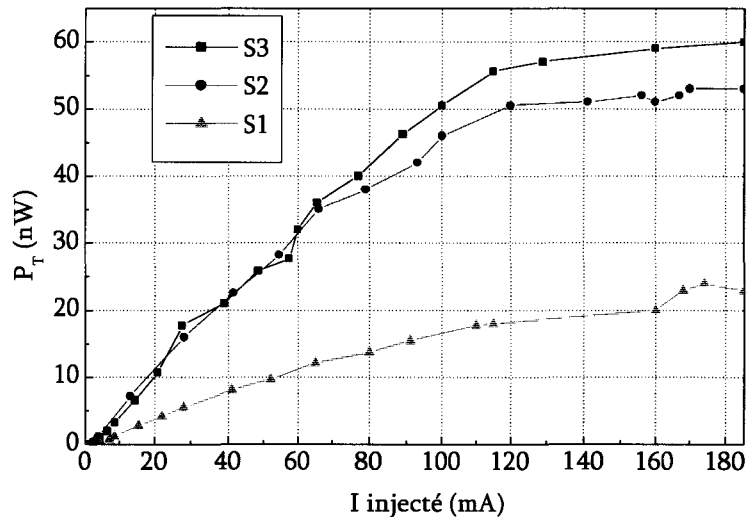


Figure 5.26. Puissance spontanée  $P_2$  émise par la branche alimentée du DOS en absence de signal optique à 1.55 $\mu\text{m}$  (S1, S2, S3: Surface d'électrode).

Ces courbes montrent une augmentation de la puissance en fonction du courant injecté due à l'augmentation de la densité de porteurs. On peut noter que leur allure est assez semblable à la courbe de variation d'indice effectif en fonction du courant, probablement parce que la puissance optique émise est proportionnelle à la densité de porteurs. On remarque figure 5.26, que pour un courant de 60mA,  $P_2$  dans la branche alimentée vaut environ 30nW. Dans la figure 5.27, pour le même courant  $P_1$  est de l'ordre de 3nW. Comparons ces valeurs avec l'intensité des signaux optiques utiles à 1.55 $\mu\text{m}$ . Dans la branche non alimentée, la puissance transmise en sortie du commutateur est de quelques dizaines de microwatts; le signal parasite  $P_1$  est donc négligeable. Dans l'autre branche, pour faire une comparaison précise, nous avons tracé sur la même figure

5.28 la puissance spontanée  $P_2$  et la puissance résiduelle due à la commutation en fonction du courant injecté. L'échelle de l'axe de puissance est en logarithmique afin de distinguer la puissance résiduelle dans la branche alimentée et la comparer avec la puissance spontanée.

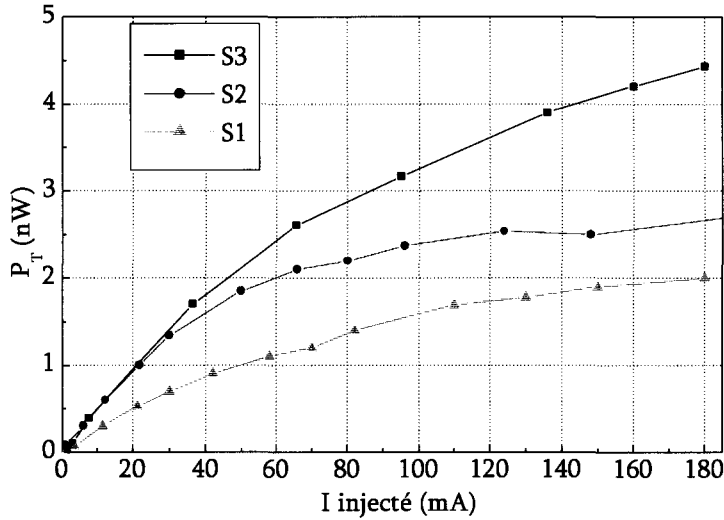


Figure 5.27. Puissance spontanée  $P_T$  émise par la branche non alimentée du DOS en absence de signal optique à 1.55µm (S1, S2, S3: Surface d'électrode).

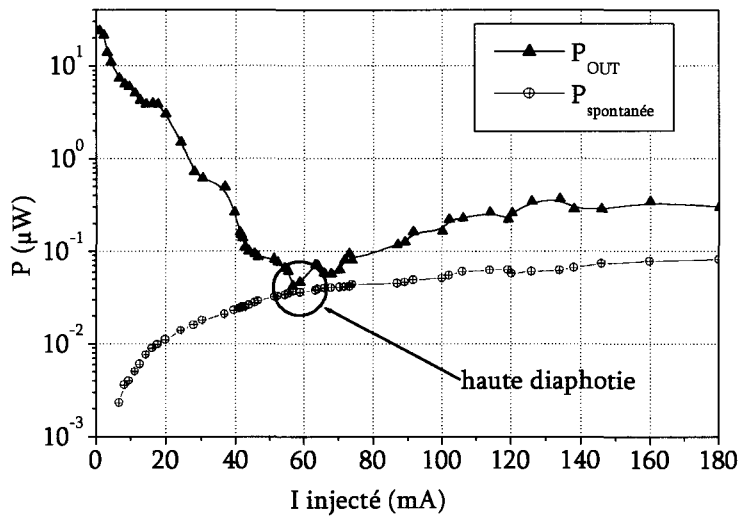


Figure 5.28. Rapport entre la puissance de sortie en sortie de la branche alimentée et de la puissance spontanée  $P_2$  (échelle logarithmique de l'axe P).

A 60mA, la puissance du signal optique à 1.55µm est minimale et vaut 42nW; c'est cette valeur de courant qui, en principe, mène à une diaphotie maximale. Pour la même valeur de courant, la puissance optique spontanée parasite vaut 30nW. Elle est donc du même ordre de grandeur que notre puissance résiduelle à 1.55µm. Nous sommes donc contraint de prendre en compte l'existence de ce signal parasite pour déterminer la diaphotie. Pour chaque mesure effectuée, il faut donc prendre soin de soustraire la puissance parasite induite par l'émission spontanée à l'aide de la relation suivante:

$$P_T = P(I)_{\text{Optique}} - P(I)_0$$

avec  $P(I)_{\text{Optique}}$  la puissance optique totale en sortie de la branche alimentée et  $P_2(I)$  représente la puissance spontanée parasite.

Nous avons réeffectué nos mesures de diaphotie en tenant compte du mécanisme de l'émission spontanée. Nous montrons au préalable quelques images de mesure en champs proche de l'effet de commutation en fonction du courant injecté en ayant pris la précaution d'ajouter un filtre optique qui élimine le signal optique parasite. La première photographie représente les taches optiques en sortie des deux branches du commutateur. Le commutateur se comporte comme un diviseur optique par deux. Quand le courant augmente la tache optique du côté où l'on injecte le courant diminue progressivement. Elle disparaît quasiment à 56mA pour une position du contrôleur de polarisation bien réglé (fig.5.29).

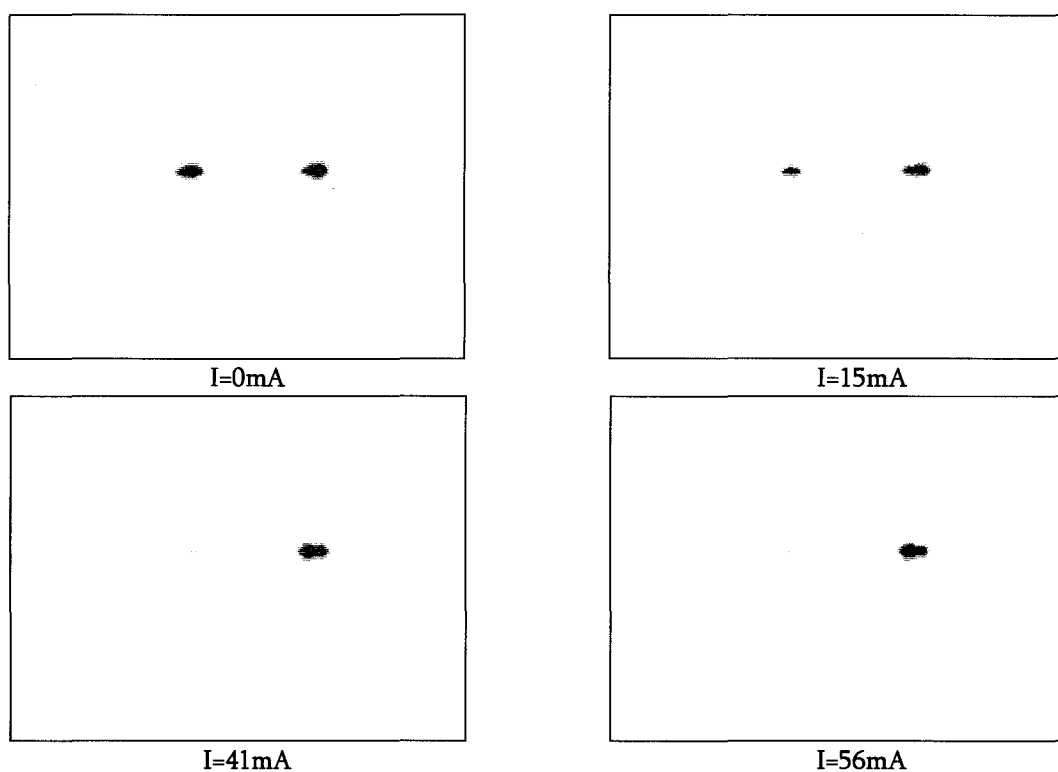


Figure 5.29. Taches optiques en sortie des deux branches du commutateur en fonction du courant injecté dans la branche de gauche. On a placé un filtre en longueur d'onde.

Nous passons maintenant aux mesures fibre à fibre à la longueur d'onde 1.55 $\mu$ m qui ont été réalisées en soustrayant la puissance optique due à l'émission spontanée, et pour une position du contrôleur de polarisation minutieusement réglée pour obtenir un maximum de diaphotie à un courant donné. Nous effectuons ensuite nos mesures de puissances, sans modifier la position du contrôleur de polarisation, en faisant varier le courant injecté. Pour chaque valeur du courant, nous avons mesuré la puissance optique en sortie de la branche alimentée et dans les mêmes conditions, nous avons relevé la puissance parasite en éteignant le signal utile à 1.55 $\mu$ m. La figure 5.30 nous montre une caractéristique de commutation optique en diaphotie. Les résultats obtenus sont excellents. Cette courbe de diaphotie présente cette fois-ci un pic de résonance, prévu par la simulation, et montre à la résonance une isolation optique à 56mA de 36dB. Ce

résultat est à la hauteur de nos espérances. Après la résonance, on remarque une réduction de la diaphotie qui est probablement liée à l'étalement des porteurs qui crée des perturbations du mode optique. Dans le commutateur DOS le fonctionnement se base sur la dissymétrie d'indice entre les deux branches de la jonction Y. L'étalement des porteurs a pour effet de réduire cette dissymétrie et par conséquent la diaphotie.

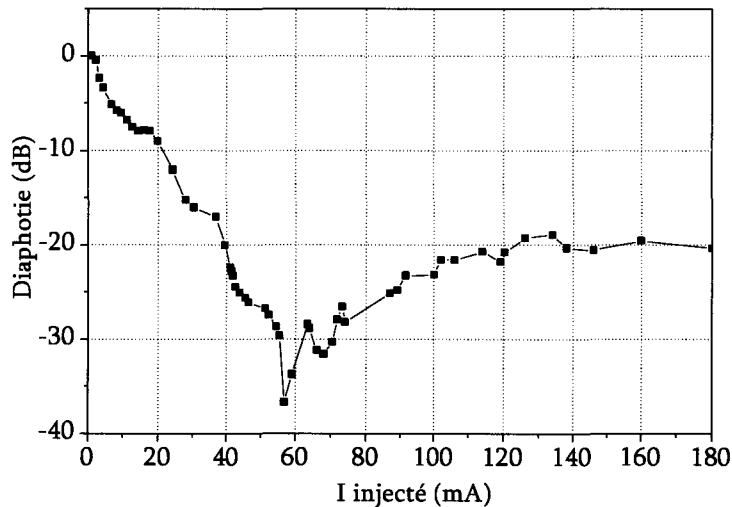


Figure 5.30. Caractéristique de commutation pour une position de polarisation d'un commutateur mono électrode de surface d'électrode S3 à 1.55 $\mu\text{m}$ .

Etant donnée la sensibilité de la diaphotie à la dissymétrie d'indice dans la zone de transition de la jonction Y, nous nous sommes demandés si l'alignement du mode optique injecté avec l'axe de la jonction Y n'était pas aussi un paramètre important à analyser. C'est pourquoi nous avons effectué des mesures de diaphotie pour le courant de 56mA en modifiant latéralement la position de la fibre lentillée.

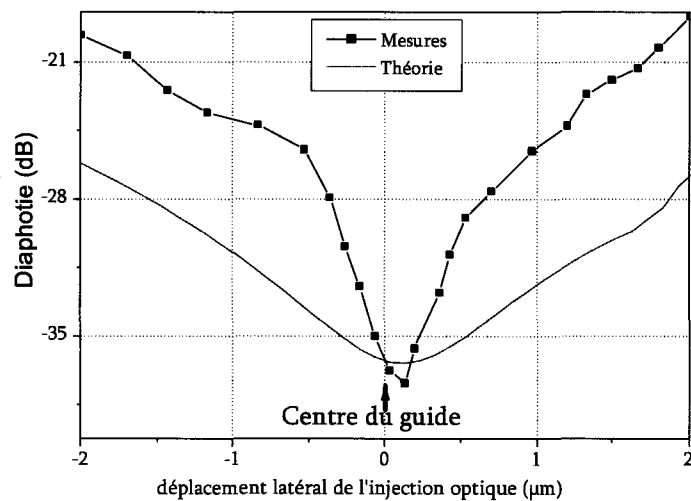


Figure 5.31. Diaphotie en fonction de la position latérale de la fibre lentillée par rapport à l'axe du commutateur.

La figure 5.31 montre que la diaphotie diminue lorsque l'axe de la fibre lentillée s'écarte latéralement du centre du guide. Les variations peuvent atteindre 8dB pour un écart de 0.5 $\mu\text{m}$ . Ce résultat montre à quel point le commutateur est sensible à l'alignement optique, et ce paramètre est évidemment à prendre en

compte de façon non négligeable dans toutes nos applications. Cette sensibilité nous a paru fort importante, c'est pourquoi nous avons étudié ce paramètre par modélisation. Les résultats de simulation sont comparés aux mesures figure 5.31. Ils montrent que la simulation conduit à une sensibilité moindre (3dB pour un désalignement de 0.5µm). L'écart est probablement lié à la forme du faisceau en sortie de la fibre lentillée qui n'est pas prise en compte dans la modélisation.

Nous avons remarqué au cours de nos caractérisations qu'il était nécessaire de régler finement la polarisation optique pour atteindre une diaphotie maximale. Cela signifie que la diaphotie est sensible à la polarisation optique. Ce paramètre a été étudié de la façon suivante. On modifie la polarisation du mode à l'aide d'un contrôleur de polarisation optique placé à l'entrée du commutateur. On remarque qu'on obtient un maximum de diaphotie autour d'une position donnée et un minimum autour d'une autre. En premier abord on peut penser aux polarisations  $T_E$  et  $T_M$ , mais la situation réelle semble plus complexe puisque les deux orientations ne sont pas rigoureusement à 90° et dépendent légèrement du courant injecté. Un phénomène étonnant est que le pic de résonance en diaphotie obtenu initialement à 56mA se décale à une autre valeur de courant si on modifie le réglage initial de la polarisation optique avec des pertes d'insertion qui varient avec le réglage du contrôleur de polarisation. Nous y reviendrons un plus tard. En balayant en courant et en modifiant l'orientation du contrôleur de polarisation, nous avons pu obtenir les résultats de la figure 5.32 qui correspondent aux deux valeurs extrêmes de diaphotie pour un courant donné.

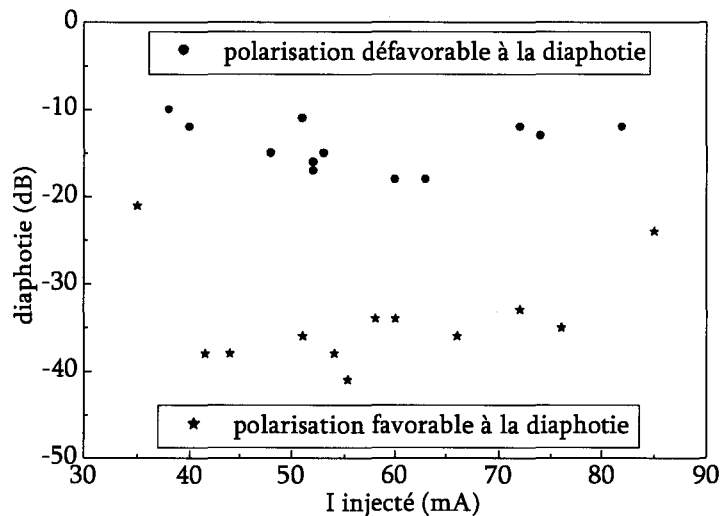


Figure 5.32. Sensibilité à la polarisation de la caractéristique de commutation.

Les valeurs obtenues dans le cas des positions favorables à la diaphotie se situent entre 35dB et 41dB pour des courants variant de 35 à 90 mA. Ces valeurs sont excellentes et correspondent aux meilleures reportées dans la littérature pour des commutateurs DOS sur matériau III-V. Les valeurs obtenues pour des positions défavorables à la diaphotie fluctuent entre 10dB et 18dB pour les mêmes courants. La caractéristique de commutation est donc fortement dépendante de la polarisation optique. Une explication possible est la zone de transition qui s'élargit à des dimensions largement multimodes pour lequel il est difficile de prévoir la



sensibilité à la polarisation optique qui est mal prise en compte par notre BPM3D. Si l'on compare aux commutateurs à base de quaternaire de longueur d'onde de coupure 1.18 $\mu\text{m}$ , nous avons amélioré la diaphotie de 20dB. Cette comparaison montre qu'une excellente réalisation liée à une bonne conception des composants donne de très bons résultats.

Cette caractérisation ne serait pas complète sans une étude des pertes optiques d'insertion. Nous savons déjà que ces pertes sont sensibles à la polarisation optique du signal à 1.55 $\mu\text{m}$ . Nous avons mesuré des pertes d'insertion variant entre 19dB à 22dB pour les deux orientations principales du contrôleur de polarisation optique. Ces valeurs de pertes d'insertion sont encore trop importantes. Un bilan approximatif peut être mené de la façon suivante: un guide droit de 5mm sans électrode conduit à des pertes d'insertion de 13.8dB dont 11dB de couplage auxquelles il faut ajouter entre 1 et 3dB liés à la jonction Y, 1 à 2dB dues à la métallisation, et 3 à 4dB dues à l'injection de porteurs. Dans ce bilan, les pertes liées à l'injection de porteurs ne sont pas un problème, et les autres pertes peuvent être diminuées de façon importante par une conception adéquate de la structure épitaxiale. Nous présentons cet aspect dans le chapitre suivant.

### 5.5.2. Mesures opto-hyperfréquences.

Nous avons obtenu par nos caractérisations optiques des diaphoties records en tenant compte de l'émission spontanée. Il nous a cependant paru utile de vérifier le niveau de ces diaphoties sur un signal hyperfréquence qui vient moduler le signal utile à 1.55 $\mu\text{m}$ . En procédant de cette façon, on récupère le signal hyperfréquence en sortie du commutateur sans tenir compte du signal optique parasite qui n'est pas du tout modulé. Par ailleurs, nous nous plaçons directement dans les conditions de l'application visée.

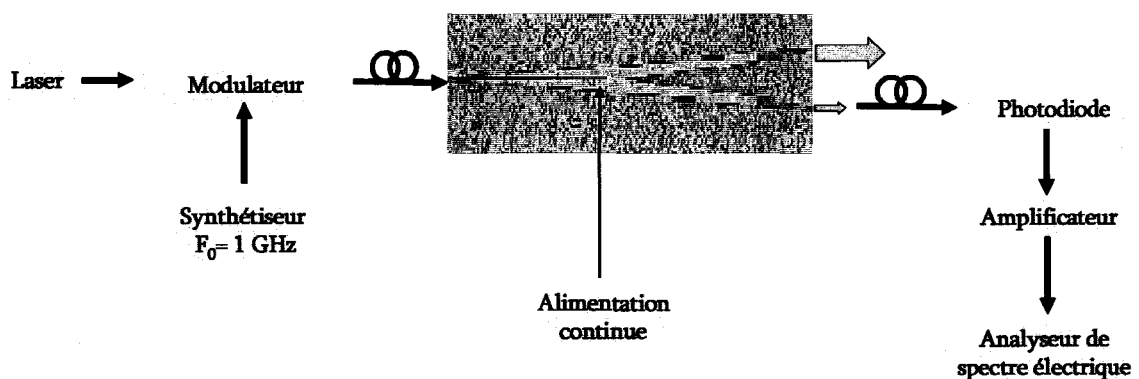


Figure 5.33. Banc de caractérisation pour les mesures hyperfréquences du commutateur. Dans cette configuration, on relève la puissance électrique dans la branche alimentée.

La figure 5.33 montre la disposition du banc de caractérisation relatif à la mesure hyperfréquence; une source laser à 1.55 $\mu\text{m}$  (EXFO FLS 2600) et un modulateur externe (SUMITOMO TDEH1) attaqué par un synthétiseur à la fréquence de 1GHz, sont placés à l'entrée du commutateur. Une des deux électrodes du commutateur est mise sous pointe et une alimentation stabilisée (PROFILE LDC 404B) permet l'injection du

courant. On récupère le signal optique en sortie des deux branches à l'aide d'une photodiode FUJISTU. Le signal électrique en sortie de la photodiode est amplifié (ALC 1NL55) puis envoyé vers un analyseur de spectre électrique.

L'expérience se déroule de cette manière: on module le signal d'entrée du modulateur, qui est polarisé à  $V\pi/2$ , à la fréquence de 1GHz. On observe la raie hyperfréquence en sortie de l'amplificateur à l'aide de l'analyseur de spectre. Lorsqu'on injecte du courant, l'amplitude de la raie à la fréquence de modulation varie. On relève cette amplitude en dBm pour la branche polarisée puis pour l'autre en fonction du courant. Rappelons que nous avons mesuré des diaphoties voisines et supérieures à 40dB; mais la dynamique de l'analyseur de spectre (100dB dont 20dB de bruit) ne nous permet pas de faire correctement des mesures de puissance électrique pour ces niveaux de diaphotie. La figure 5.34 montre un exemple typique d'évolution de la puissance électrique en fonction du courant injecté pour les deux branches dans les limites de fonctionnement de notre appareil de mesures. L'allure des courbes est similaire à celles obtenues lors des caractérisations optiques du commutateur. La comparaison des niveaux de puissance entre les deux branches conduit à la diaphonie électrique. Nous avons relevé ainsi 72dB de diaphonie pour un courant de 52mA. Compte tenu de la détection quadratique, ceci représente une diaphotie de 36dB optique en total accord avec nos mesures optiques.

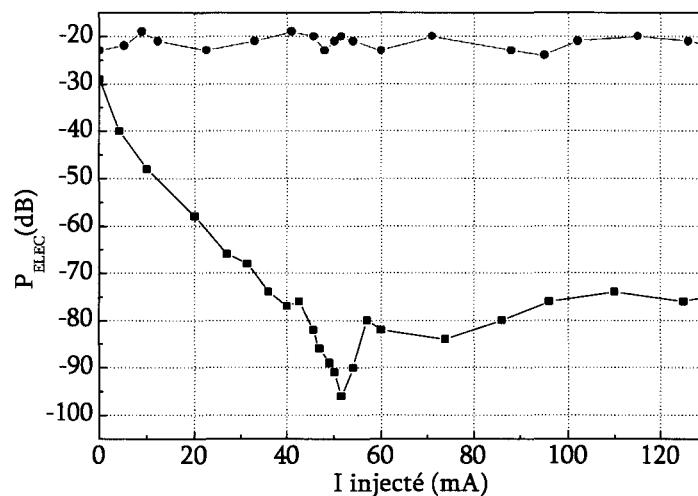


Figure 5.34. Caractéristique de commutation hyperfréquence du commutateur de type DOS.

## 5.6. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons expliqué pourquoi il y avait une telle différence de diaphotie entre l'expérience et la théorie pour la première réalisation sur quaternaire 1.18 $\mu\text{m}$ . En premier lieu nous avons effectué une rétrosimulation en tenant compte des problèmes surgis lors de la première fabrication des composants sur InP. Le premier défaut frappant était l'élargissement du guide autour de l'électrode. Nous avons modélisé ce

défaut. Le deuxième problème majeur était l'étalement des porteurs qui n'a pas été pris en compte dans la conception des premiers composants. Ainsi, en tenant compte de l'élargissement du guide et de l'étalement des porteurs, nous avons réussi à expliquer l'écart de diaphotie entre l'expérience et la théorie.

Une nouvelle fabrication a été mise en route afin d'améliorer les performances en tenant compte des informations mises en évidence par la rétrosimulation. Les masques servant à la gravure des guides ont été modifiés afin de minimiser le défaut de l'élargissement du guide autour de l'électrode. La méthode de réalisation a très bien fonctionné et on a pu mettre en évidence un élargissement du guide inférieur à 0.3 $\mu$ m aux endroits critiques de la plaquette. On effectue le reste du processus technologique de la même manière que la première fabrication. Nous avons ensuite caractérisé nos composants et en premier lieu les nouveaux guides droits métallisés. Nous avons montré que les pertes dues à la métallisation sont beaucoup plus faibles grâce au confinement vertical de la lumière plus important par rapport à la structure Q<sub>1.18</sub>.

L'étape suivante est la caractérisation des interféromètres de Mach-Zehnder qui a mis en évidence une variation d'indice plus forte avec l'épitaxie Q<sub>1.30</sub> qu'avec la structure Q<sub>1.18</sub>. Ceci s'explique par un écart entre les deux longueurs d'onde de travail et celle du matériau qui est plus petit, ce qui induit des effets supplémentaires à l'effet plasma tels que l'effet de remplissage de bande et le rétrécissement de gap.

Nous terminons par la caractérisation des commutateurs de type DOS. Nous avons mis en évidence l'importance de l'émission spontanée pour déterminer la diaphotie. La rétrosimulation et la réalisation des nouveaux commutateurs a porté ses fruits, car les performances des commutateurs ont dépassé toutes nos espérances. Des valeurs de diaphotie supérieures à 40dB ont été obtenues pour des valeurs de consommation d'une cinquantaine de milliampères. Une étude complémentaire sur la sensibilité au positionnement de la fibre et à la polarisation optique a été également menée. Nous terminons par une étude opto-hyperfréquence du commutateur afin de mesurer les diaphonies électriques en éliminant les effets dus à l'émission spontanée et en se plaçant dans les conditions de fonctionnement du dispositif. Les mesures hyperfréquences confirment les mesures optiques avec une diaphonie de 72dB soit 36dB optique.



## CHAPITRE 6

### Bilan et perspectives



### 6.1. Bilan des actions menées.

L'objectif de notre travail de thèse était de concevoir, fabriquer et tester des commutateurs de type DOS à haute diaphotie et faible consommation sur substrat InP pour les insérer dans une matrice de commutation à faibles pertes.

La conception des commutateurs par BPM2D et BPM3D s'est faite en deux parties; la première était de rechercher la meilleure topologie des électrodes, la deuxième était d'adapter la structure guidante pour obtenir un comportement optique adiabatique. Nous avons consacré un effort tout particulier à trouver des solutions qui permettent de conserver une forte isolation optique entre les deux branches de sortie du commutateur.

La première fabrication des composants photoniques s'est faite sur une épitaxie à base de quaternaire GaInAsP, dont la longueur de coupure est de  $1.18\mu\text{m}$ . Ces composants sont des guides droits métallisés ou non, des interféromètres de Mach-Zehnder et des commutateurs DOS. En procédant à leur caractérisation nous avons pu obtenir des informations sur les variations d'indice et des pertes induites par l'injection de porteurs, et nous avons montré que nos DOS avaient des diaphoties maximales de 20dB, en désaccord avec nos prévisions théoriques. Une analyse de ces DOS par rétrosimulation nous a montré leurs faiblesses : un élargissement du guide autour des électrodes, un étalement latéral des porteurs de part et d'autre du guide qui n'avait pas été pris en compte dans la modélisation.

Une deuxième réalisation sur quaternaire GaInAsP de longueur d'onde de coupure  $1.30\mu\text{m}$  a été menée en tenant compte des remarques précédentes, et nous avons réalisé des nouveaux composants. Nos mesures ont montré que les variations d'indice sont plus élevées qu'avec le quaternaire  $1.18\mu\text{m}$  et les pertes par porteurs libres sensiblement équivalentes. En ce qui concerne l'étude expérimentale de nos nouveaux DOS, nous avons mis en évidence l'importance des recombinaisons spontanées pour déterminer la diaphotie très élevée. Elle atteint en effet 40dB en total accord avec nos prévisions théoriques. Cette valeur est un record. Il est remarquable de constater que nos prévisions par simulations soient aussi prédictives, c'est à dire conduisent à des performances calculées aussi proches de la réalité expérimentale, alors que nos modèles sont forcément réducteurs dans la prise en compte des différents phénomènes électro-optiques: variations d'indice uniforme dans la région I, limitée à l'espace sous l'électrode... Cette concordance expérience-théorie aussi forte signifie que, malgré les hypothèses simplificatrices introduites pour rendre le problème traitable numériquement sans trop de lourdeurs, nos modèles sont de bons outils, utiles, capables de nous éclairer dans notre démarche et dans nos choix ; il faut cependant rester critique vis à vis de ces outils, et en évaluer sans cesse

leur limites ; par exemple, nous avons noté une sensibilité de la diaphotie à la polarisation optique que les modèles n'avaient pas prévue... Nous avons également étudié la sensibilité de la diaphotie à l'alignement de la fibre; l'accord expérience-modélisation est cette fois-ci satisfaisant. Enfin nous avons vérifié sur un signal hyperfréquence modulant la porteuse optique la diaphotie issue des mesures optiques avec une diaphonie hyperfréquence de 72dB. Nous récapitulons dans le tableau 6.1 les principaux résultats de nos études (conception et caractérisations menées sur les deux structures DOS), pour les densités de courant conduisant aux meilleures diaphoties ( $\approx 1\text{kA/cm}^2$ ) à la longueur d'onde  $1.55\mu\text{m}$ .

	Conception $Q_{1.18}$	Mesures $Q_{1.18}$	Conception $Q_{1.30}$	Mesures $Q_{1.30}$
$\Delta n_{\text{eff}}$	$5.10^{-3}$	$3.310^{-3}$	$5.10^{-3}$	$4.810^{-3}$
diaphotie	36dB	20dB	36dB	40dB
Pertes d'insertion	10dB	25dB	13dB	21dB
Pertes dues aux électrodes	2dB	6dB	1dB	2dB

Tableau 6.1. Bilan général des commutateurs sur substrat InP à base de  $Q_{1.18}$  et  $Q_{1.30}$ .

Le tableau 6.1 montre que les composants fabriqués avec le quaternaire  $1.30\mu\text{m}$  ont des meilleures performances que ceux fabriqués avec le quaternaire  $1.18\mu\text{m}$ . Cette constatation nous guidera pour les futures réalisations. Cependant, nous avons jugé indispensable d'affiner la conception des guides sur quaternaire  $1.30\mu\text{m}$  qui pourraient être utilisés lors des prochaines réalisations. En particulier les pertes d'insertions sont encore trop importantes. En principe, on devrait pouvoir limiter les pertes d'insertion aux seules pertes incompressibles, c'est-à-dire celles dues à l'injection des porteurs.

## 6.2. Perspectives.

Dans notre travail, nous voyons deux prolongements possibles. Le premier concerne la réalisation de matrices de commutation en utilisant l'optique intégrée telle que nous l'avons développée jusqu'à présent. Le second, est de tenter d'exploiter les possibilités qui pourraient être offertes par la micro- et nano-photonique à base de guides à très fort confinement.

### 6.2.1 Matrices de commutation en optique intégrée classique.

L'objectif final est d'aboutir à des matrices de commutation optiques à haute diaphotie, faibles pertes et consommation réduite. Ceci suppose d'améliorer encore les performances des composants actifs, en particulier diminuer les pertes d'insertion et notamment les pertes dues aux électrodes qui peuvent vite devenir prohibitives dans une matrice à haut rang, ainsi que les pertes engendrées par la partie passive de la matrice. Nous consacrons donc nos efforts sur ces aspects tout en conservant une bonne isolation optique entre les différentes voies d'entrée et de sortie.



Nous devons pouvoir bénéficier au maximum de l'expérience acquise. En particulier les processus technologiques doivent être conservés avec des modifications aussi mineures que possible. Partant du fait que la structure guidante  $Q_{1.18}$  a conduit aux pertes de propagation les plus faibles et que la structure  $Q_{1.30}$  a conduit aux pertes dues aux électrodes les plus faibles, nous avons cherché à combiner ces deux configurations pour gagner sur ces deux plans. Nous avons donc accru le confinement vertical du mode optique dans le quaternaire et tout en conservant le confinement latéral de la structure  $Q_{1.18}$ . Ceci suppose une augmentation de l'épaisseur du quaternaire, mais légère pour éviter de trop augmenter les profondeurs de gravure. Nous avons effectué toute une série de modélisations par analyse modale bidimensionnelle qui nous ont conduit à définir deux nouvelles structures dont les épaisseurs de quaternaire  $1.18\mu\text{m}$  et  $1.30\mu\text{m}$  sont de  $0.3\mu\text{m}$  avec une hauteur de gravure de  $1.2\mu\text{m}$  sous les couches  $P^+$  au lieu de  $1\mu\text{m}$ . Nous présentons figure 6.1 les anciennes structures S1 et S2 et les structures optimisées en pertes S3 et S4 que nous proposons à la suite de cette étude exhaustive.

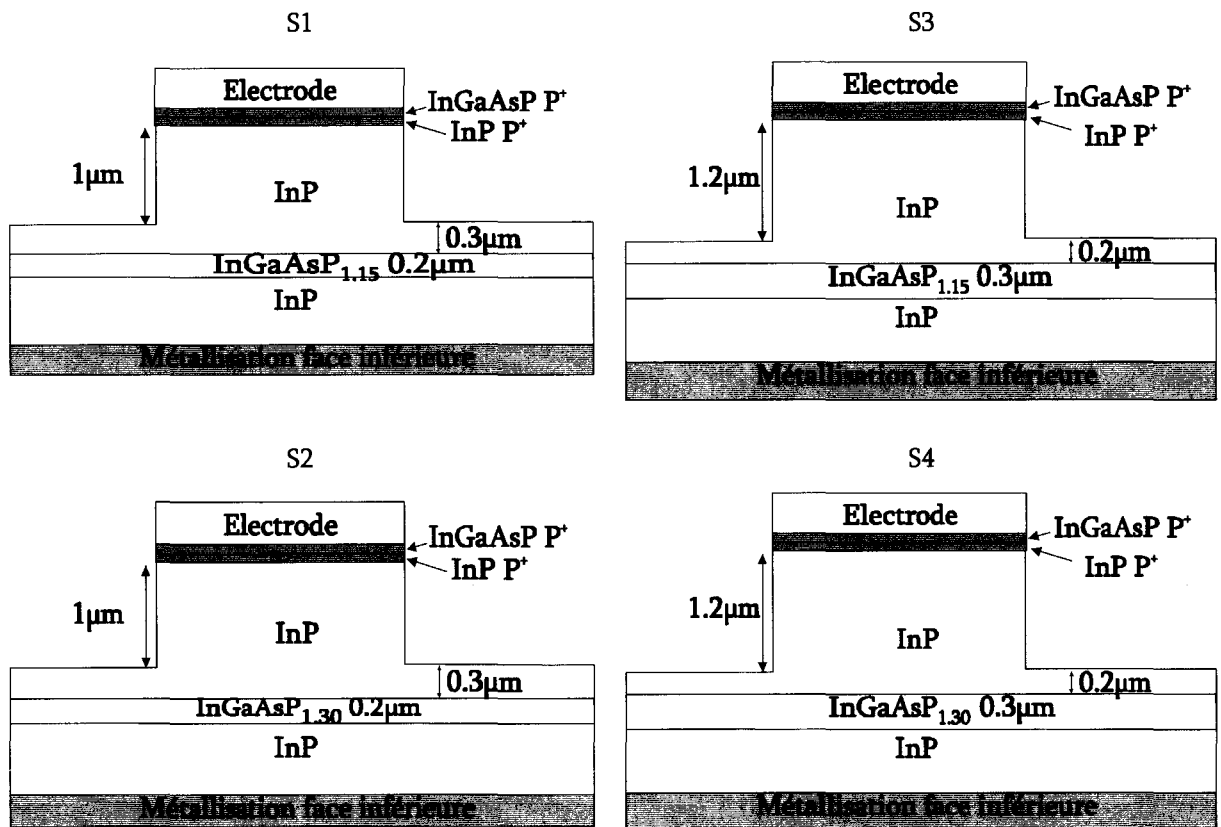


Figure 6.1. Structure S1, S2, S3, S4 étudiées par analyse modale.

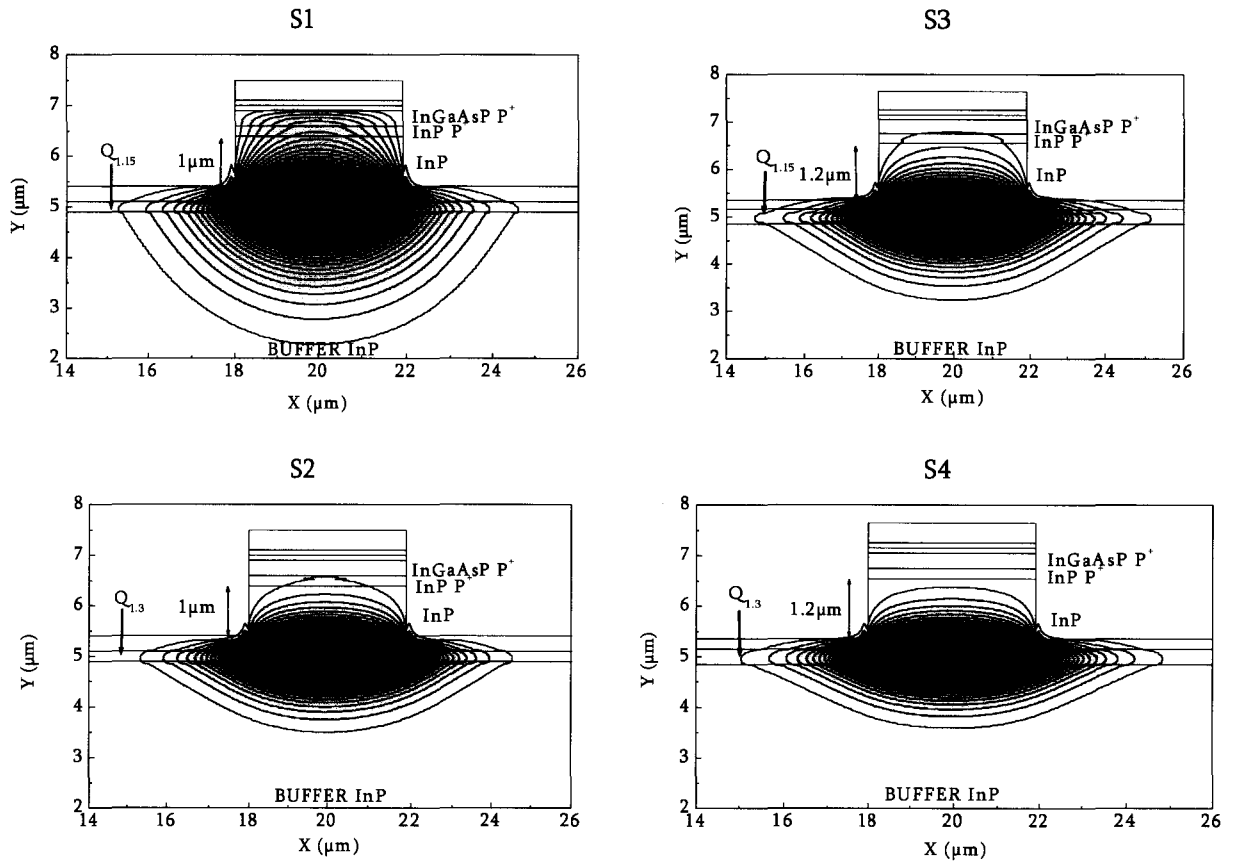


Figure 6.2: Profils de mode (type TE) des structures S1, S2, S3, S4.

Afin d'évaluer les pertes d'injection et d'absorption dues au métal des structures S3 et S4, nous simulons par BPM3D un guide droit de 4 $\mu$ m de large et de 4 mm de long ayant 1 mm d'électrode situé à 1 mm de l'injection. Nous présentons tableau 6.2 les pertes dues à l'électrode pour les quatre structures. On constate que l'absorption est plus forte pour les structures S1 et S2 pour lesquelles l'épaisseur de quaternaire est 0.2 $\mu$ m que pour les structures S3, et S4 d'épaisseur de quaternaire 0.3 $\mu$ m. Les pertes minimales sont obtenues avec la structure S4.

Structures	Pertes simulées (dB/cm)	Pertes mesurées (dB/cm)
S1	28	47
S2	7.7	8
S3	6.5	-
S4	1	-

tableau 6.2. Pertes dues aux électrodes pour les structures S1, S2, S3, S4.

On peut donc espérer que la structure S4 soit le bon candidat pour la réalisation des futures matrices de commutation. Enfin, on peut penser augmenter encore les performances de la structure S4 en introduisant

des structures à multipuits quantiques en remplacement du quaternaire massif utilisé jusqu'à présent; en effet, des études théoriques et expérimentales [JON 95, MUR 93, KAH 95, MAY 05] ont montré la possibilité d'obtenir des variations d'indice plus importantes. Une telle modification pourrait peut-être augmenter encore la diaphotie ou, au moins, à diaphotie égale, réduire la consommation. Cette voie semble également intéressante à explorer.

En parallèle, des premières études ont été menées sur les intersections et les courbures des guides passifs. Nous montrons (fig.6.3) un exemple de conception d'une matrice de commutation passive ( $6 \times 14 \text{mm}^2$  de surface). Elle est composée de guides droits, de courbures, et d'intersections. La partie active est représentée schématiquement par des rectangles rouges.

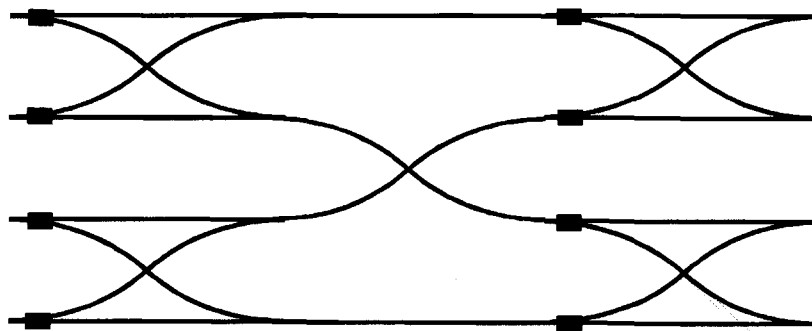


Figure 6.3. Schéma d'une matrice de commutation 4x4.

L'évaluation des pertes de rayonnement au niveau des courbures et des isolations optiques aux intersections est en cours.

### 6.2.2 Commutation à base de micro guides.

Il s'agit ici d'une voie plus exploratoire qui a pour but de profiter du confinement optique élevé obtenu par gravure profonde du guide [DUP 04] qui permettra une isolation optique presque parfaite entre les guides passifs, des rayons faibles de courbure sans pertes par rayonnement... Ceci devrait conduire à des matrices de commutation de très faible encombrement sans dégrader leur diaphotie et dont la consommation devrait être réduite. Dans ce but, nous avons commencé une première étude du comportement de guides passifs et actifs obtenus par gravure profonde.

A l'issue de la seconde réalisation, des structures supplémentaires représentant des guides droits métallisés à fort confinement de gravure profonde  $2 \mu\text{m}$  avec report d'électrode de  $2.9 \mu\text{m}$  (fig.6.4) ont été réalisées. La largeur de guide est de  $2.8 \mu\text{m}$ , la couche active est en GaInAsP de longueur d'onde de coupure  $1.3 \mu\text{m}$ . Les caractérisations ont été faites à la longueur d'onde de  $1.55 \mu\text{m}$ .

Nous avons tout d'abord vérifié par des mesures en champ proche et sous pointe le bon comportement électro-optique de la structure PIN. On constate bien la création de lumière spontanée en sortie des guides à fort confinement et une évolution  $I(V)$  typique d'une PIN. Cela signifie que la réalisation des plots de contacts est très bien effectuée malgré le dénivelé de  $2.9 \mu\text{m}$  pour le report des électrodes.

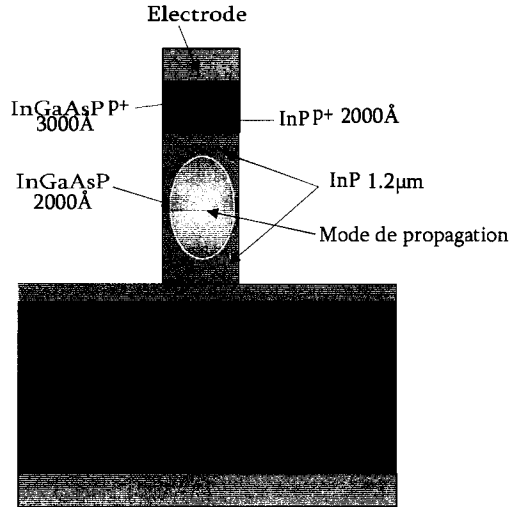


Figure 6.4. Guide à fort confinement de 2.8µm de large.

Passons aux mesures fibre à fibre. Nous avons relevé les pertes d'insertion pour un guide métallisé de 5mm de long dont les longueurs de métallisation sont 500µm et 1000µm.

Nous en avons déduit les informations suivantes:

- des pertes d'insertion de 22dB
- des pertes de propagation en structure passive de 13dB/cm
- des pertes dues à la métallisation de 0.7dB

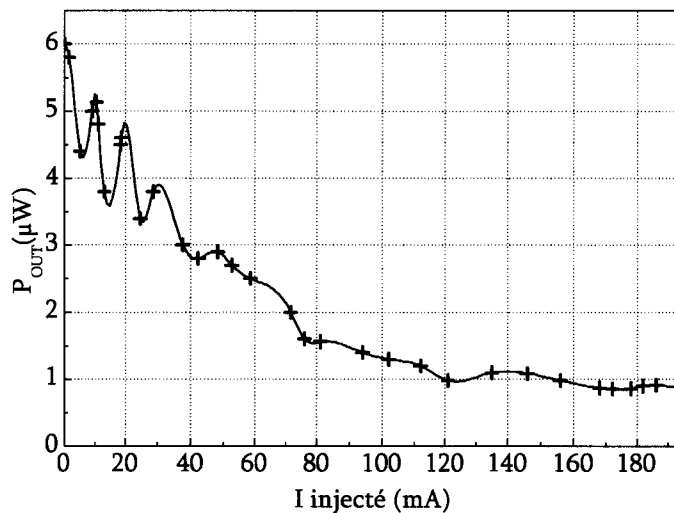


Figure 6.5. Evolution de la puissance de sortie d'un guide à fort confinement ( $W_{gd}=1.8\mu m$ ) en fonction du courant injecté, pour une longueur de métallisation  $L_m$  de 500µm.

Nous avons également relevé (fig.6.5) la puissance en sortie du guide en fonction du courant injecté. On constate une décroissance oscillante rapide qui traduit à la fois la présence d'interférences de type Perot-Fabry et une atténuation due aux pertes par porteurs libres. Sachant que l'écart entre deux franges d'interférences est lié à une variation de l'indice effectif donnée par  $\Delta n_{eff} = \lambda/2L_m$  ( $\Delta n_{eff} = 1.55 \cdot 10^{-3}$  pour

$L_m=500\mu\text{m}$ ), nous avons tracé la variation de l'indice effectif en fonction du courant injecté figure 6.6 et nous l'avons comparée à celle obtenue avec une structure de guide classique pour le même matériau. On constate une nette réduction de la consommation d'environ un facteur 2, pour obtenir la même variation d'indice. Nous mettons ici en évidence un premier effet bénéfique des structures à fort confinement optique.

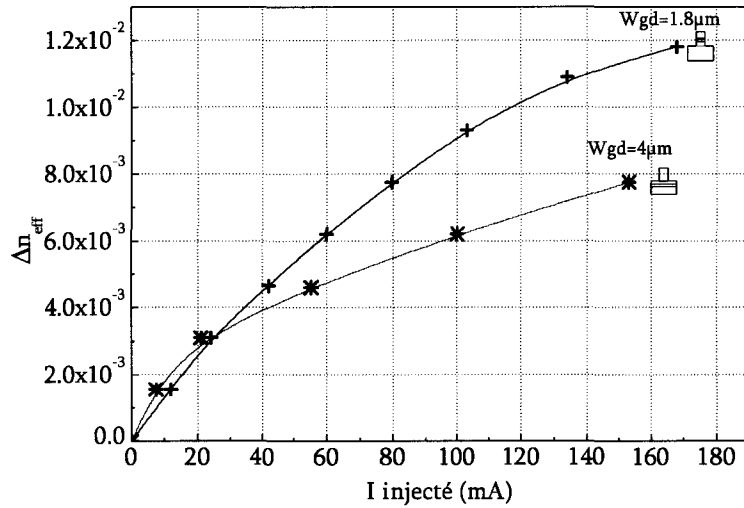


Figure 6.6. Comparaison de la variation d'indice effectif en fonction du courant injecté de la structure à fort confinement et de la structure chargée sur InP pour la même épitaxie.

Cependant, l'extraction des pertes excédentaires présentées figure 6.7 et comparée aux pertes d'une structure de guide classique avec le même matériau montre évidemment le même rapport. Ceci est plutôt en défaveur de la structure à fort confinement, sauf si l'on est capable d'effectuer la fonction de commutation avec des dispositifs très compacts.

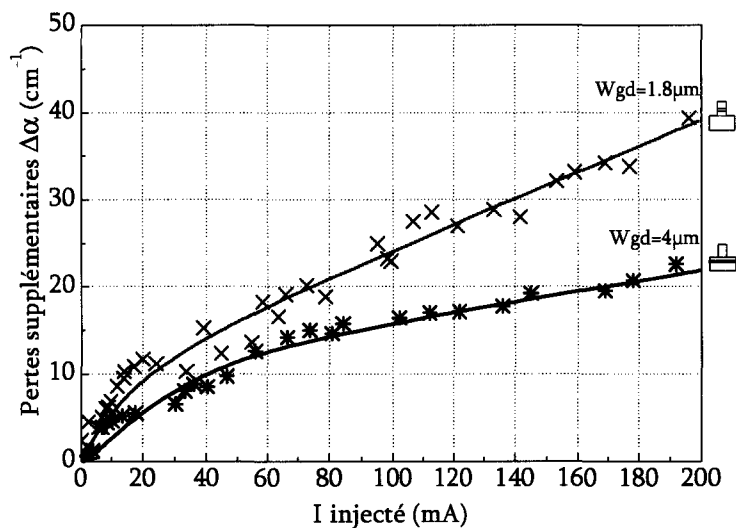


Figure 6.7. Absorption par effet de porteurs libres dans la structure de guide à fort confinement

C'est dans ce but que nous avons évalué par BPM3D s'il est possible d'obtenir la fonction de commutation à base de guides à fort confinement comportant des électrodes de commande courtes. Un des dispositifs simulé est donné figure 6.8.

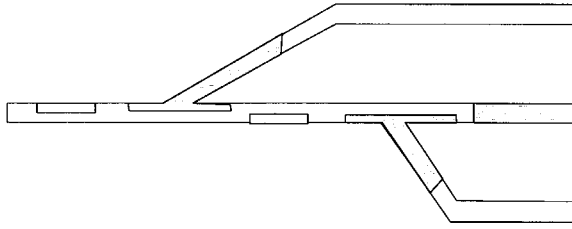


Figure 6.8. Exemple de micro-commutateur simulé.

Il fonctionne sur la base d'une perturbation de la propagation optique par injection de porteurs, ce qui suppose d'avoir une variation d'indice effectif d'au moins  $10^{-2}$ , valeur compatible avec nos mesures, et qu'il serait peut-être plus facile à obtenir avec un matériau de base inclurant une structure de coeur à multipuits quantique [JON 95, MUR 93, KAH 95, MAY 05]. La figure 6.9 donne un exemple de résultat où l'on voit que le signal optique commute d'un bras de sortie à l'autre (diaphotie de 18dB) pour une variation d'indice de  $10^{-2}$  sous l'électrode.

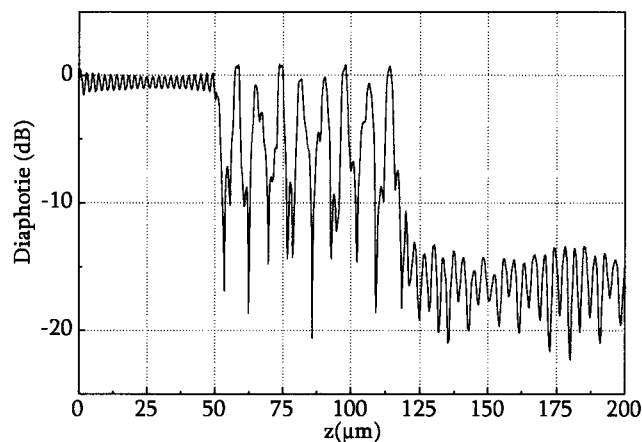


Figure 6.9. Caractéristique de commutation du micro-commutateur.

### 6.3. Bilan général.

Notre travail de thèse a mené à plusieurs avancées.

- Nous avons démontré la possibilité d'obtenir des commutateurs de type DOS dont les niveaux de diaphotie sont records\*, plus de 40dB pour un signal optique, soit 80dB pour un signal hyperfréquence. De tels résultats hors du commun n'ont pu être obtenus que grâce à un effort conjugué de conception approfondie, de technologie soignée et de caractérisation fine. Malgré les hypothèses simplificatrices, nous avons pu juger de la qualité et du caractère prédictifs de nos modèles qui sont aussi des outils extrêmement précieux pour le choix et, avant technologie, des structures.

\* Les meilleures diaphoties relevées à ce jour avec des commutateurs à base de matériaux III-V par injection de porteurs se situent entre 20 et 30dB [CHO 93, NEL 94, BLA 03, LI 03, ABD 04].

- Par la même occasion, nous avons été amenés à étudier expérimentalement de façon approfondie le moteur physique de la commutation, c'est-à-dire les variations d'indice dues à l'injection de porteurs et les pertes supplémentaires qui les accompagnent.
- Ce travail ouvre également des perspectives: les pertes d'insertion encore fortes nous ont conduit à faire de premières estimations à l'aide de la modélisation et à proposer des structures alternatives.
- Une deuxième perspective est la matrice de commutation complète incluant la partie passive, ce qui suppose une étude des intersections, courbures, transitions...
- Une troisième perspective est la commutation dans des structures à base de microguides gravés profonds pour lesquels nous avons déjà obtenu quelques indications par l'expérience et la modélisation.





# ANNEXE



Nous présentons un exemple de programme script établi pour la réalisation des masques électroniques (logiciel WAVEMAKER). Ce script est appelé "dos1.cmd". Il réalise le masque complet, c'est à dire toutes les étapes technologiques (layer). Pour changer le commutateur, on modifie directement la valeur des points dans le programme. Les commandes utilisées sont décrites dans le manuel du logiciel.

```

§dos 1
DEFLAY 2                §déclaration du layer 2 correspondant aux électrodes
ASPECT 20               § rapport d'aspect x/y=20
POINT 1000 2
POINT 1000 1.7
POINT 2228.5 0.4
POINT 3400 12.7
POINT 3400 16.7
POINT 2000 2
poly
unsel
vall                    § zoom
DEFLAY 3                §déclaration du layer 3 correspondant aux guides
ASPECT 30
POINT 0 0
POINT 2000 0
POINT 4000 21
POINT 5000 21
taplin cosine 4 4
unsel
POINT 1000 2
POINT 2000 2
POINT 4000 23
poly
unsel
vall
DEFLAY 7                §déclaration du layer 7 correspondant à la gravure profonde entre les branches
POINT 2300 0
POINT 4000 10
POINT 4800 10
POINT 4800 0
poly
unsel
vall
DEFLAY 14               §déclaration du layer 14 correspondant au report d'électrode
POINT 2350 40
POINT 2550 40
POINT 2550 7
POINT 2350 5.5
poly
DEFLAY 12               §déclaration du layer 14 correspondant au report d'électrode
POINT 2350 160
POINT 2550 160
POINT 2550 20
POINT 2350 20
poly

```

DEFLAY 13  
POINT 2290 1.5  
POINT 2290 4.5  
POINT 2400 6  
POINT 2400 140  
POINT 2500 140  
POINT 2500 6.8  
POINT 3000 12  
POINT 3000 9

§déclaration du layer 14 correspondant au report d'électrode

poly

DEFLAY 6  
POINT 100 10  
POINT 1000 10  
POINT 2200 18  
POINT 2200 200  
POINT 100 200

§déclaration du layer 6 correspondant à la gravure profonde à l'entrée du commutateur

poly

unsel  
POINT 0 250  
POINT 5000 -10

select

copy

POINT 0 0  
POINT 5000 0

flip

unsel

vall

\_\_\_\_\_

## Bibliographie

## *Bibliographie*

- [ADA 82] S. ADACHI  
"Refractive Indices of III-V Compounds : Key Properties of InGaAsP Relevant to Device."  
1982, J. Appl. Phys., Vol.53, N°8, pp.5863-5869.
- [ADA 91] S. ADACHI  
"Properties of Indium Phosphide."  
1991, INSPEC, Datareviews Series n°6.
- [ABD 04] S. ABDALLA, S. NG, P.BARRIOS, D.CELO, A.DELAGE, S. EL-MOUGY, I. GOLUB,J.J. HE, S. JANZ, R. MCKINNON, P.POOLE, S. RAYMOND, T.J. SMY, B. SYRETT  
"Carrier injection-based digital optical switch with reconfigurable output waveguide arms."  
2004, IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol.16, N° 4, pp.1038-1040
- [BEL 00] 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.
- [BEN 90] B.R. BENNETT, R.A. SOREF, J.A. DEL ALAMO  
"Carrier-induced change in refractive index of InP, GaAs and InGaAsP."  
1990, IEEE. J. Quantum. Elect., Vol. 26, N°1, pp.113-122
- [BLA 02] K. BLARY, S. DUPONT, J.P. VILCOT, F. MOLLOT, D. DECOSTER, J.CHAZELAS  
"DOS optical switch for microwave optical links based applications."  
1999, Elect. Lett., Vol. 38, N°25, pp.1697-1699
- [BLA 03] K. BLARY  
"Matrices de commutation optiques sur InP."  
Thèse, Université de Lille 1, 05 décembre 2003
- [BOG 86] BOGERT, G.; MURPHY, E.; KU, R.;  
"Low crosstalk  $4 \times 4$  TiLiNbO<sub>3</sub> optical switch with permanently attached polarization maintaining fiber array."  
1986, IEEE J. Lightwave Technol., Vol. 4 , N°10, pp.1542-1545
- [BOR 96] A. BORREMAN, T. HOEKSTRA, M. DIEMEER, H. HOEKSTRA, P. LAMBECK  
"Polymeric 8x8 digital optical switch matrix."  
1996, ECOC '96, 22nd European Conference on Optical Communication., Vol. 5, pp.59-62
- [BRO 84] B. BROBERG AND S. LINDGREN  
"Refractive Index of InGaAsP Layers and InP in the Transparant Wavelength Region."  
1984, J. Appl. Phys., Vol.55, N°9, pp.3376-3381.
- [CAV 91] J.A. CAVAILLES, M. RENAUD, J.F. VINCHANT, M. ERMAN, P. SVENSSON, L.THYLEN  
"First digital optical switch based on InP/GaInAsP double heterostructure waveguides."  
1991, Elect. Lett., Vol. 27, N°9, pp.699-700
- [CAYR 98] I. CAYREFOURCQ, M. SCHALLER, C. FOURDIN, J.P. VILCOT, J. HARARI, D. DECOSTER  
"Optical switch design for true time delay array antenna."  
1998, IEE Proceedings- Optoelectronics, Vol. 145, N°1, pp.77-82
- [CAY 98] 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.

- [CHO 92] A.N.M.M.CHOUDHURY, W.H. NELSON, M. ABDALLA, W. NILLAND, R. BRYANT, E. VAUGHAN, W. POWAZINIK  
"Fabrication Of High-performance Digital Optical Switches In Intersecting InP/InGaAsP Ridge Waveguides."  
1992, LEOS '92, Conference Proceedings, pp.610-611
- [CHO 93] A.N.M.M. CHOUDHURY, W.H. NELSON, M. ABDALLA, M. ROTHMAN, R. BRYANT, W. NILAND, W. POWAZINIK  
"1.3  $\mu\text{m}$  InP/InGaAsP digital optical switches with extinction ratio of 30 dB."  
1993, IEEE Lasers and Electro-Optics Society Annual Meeting, pp.494-495
- [D'AL 01] D'ALESSANDRO, D.; GIULIANI, G.; DONATI, S.;  
"Spectral gain and noise evaluation of SOA and SOA-based switch matrix."  
2001, IEE Proceedings-Optoelectronics, Vol.148, N°3, pp.125-130
- [DAU 92] M. F. DAUTARTAS, A. M. BENZONI, Y. C. CHEN, G. E. BLONDER, B. H. JOHNSON, C. R. PAOLA, E. RICE, Y. H. WONG.  
"A silicon-based moving-mirror optical switch."  
1992, IEEE J. Lightwave Technol., Vol. 10, n° 8, pp. 1078-1085.
- [DEM 01] 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
- [DUM 70] W.P. DUMKE, M.R LORENTZ, G.D. PETIT  
"Intra- and Interband free-carrier absorption and the fundamental absorption edge in n-type InP."  
1970, Physical Review B, Vol1, N°12, pp. 4668-4673
- [DUP 03] S. DUPONT, K. BLARY, J.P. VILCOT, H.W. LI, D. DECOSTER, J. CHAZELAS  
"Measurement of semiconductor optical index variation in photonic devices based on optical heterodyning microwave experiments."  
2003, Elect. Lett., Vol. 39 N°3, pp.295-296
- [DUP 04] S. DUPONT, A. BEAURAIN, P. MISKA, M. ZEGAOU, J.P. VILCOT, H.W. LI, M. CONSTANT, D. DECOSTER, J. CHAZELAS  
"Low-loss InGaAsP/InP submicron optical waveguides fabricated by ICP etching."  
2004, Elect. Lett., Vol. 40, N°14, pp.865-866
- [DOR 96] F. DORGEUILLE, B. MERSALI, M. FEULLADE, S.SAINSON, J.BRANDON, SLEMPKE&GRAVE, S, M.CARRE  
"Monolithic InGaAsP-InP tapered laser amplifier gate 2x2 switch matrix with gain."  
1996, Elect. Lett., Vol.32, N° 7, pp. 686-688.
- [DUT 91] DUTHIE, P.J.; WALE, M.J.;  
"16x16 single chip optical switch array in lithium niobate."  
91, Elect. Lett., Vol. 27, N°14, pp.1265-1266
- [DUT 91] P. J. DUTHIE, N. SHAW, M. WALE, I. BENNION  
"Guided wave switch array using electro-optic and carrier depletion effects in Indium Phosphide."1991, Electron. Lett., Vol.27, N°19, pp. 1747-1748
- [EAR 01] 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."  
2001, Elect. Lett., Vol.37, N°2, pp. 115-116.
- [FIE 87] F. FIEDLER AND A. SCHLACHETZKI  
"Optical Parameters of InP-Based Waveguides."  
1987, Solide State Electron., Vol.30, N°1, pp. 73-83



## Bibliographie

- [FISH 94] U. FISCHER, B. SCHUPPERT, K. PETERMANN  
"Optical waveguide switches in silicon based on Ge-indiffused waveguides."  
1994, IEEE. J. Quantum. Elect., Vol.6, N°8, pp.978-980
- [FRAU 99] M. A. FRANKE, H. G. WINFUL.  
"All-Optical Switching in an Angled-Grating Semiconductor Bragg Amplifier."  
1999, IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol. 11, N° 7, pp. 815-817.
- [GOH 98] T. GOH, A. HIMENO, M. OKUNO, H. TAKAHASHI, K. HATTORI.  
"High extinction ratio and low loss silica based 8x8 thermo-optic matrix switch."  
1998, IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol. 10, n°3, pp. 358-360.
- [GOU 97] A. P. GOUTZOULIS, J. M. ZOMP.  
"Development and field demonstration of an eight-element receive wavelength-multiplexed true-time-delay steering system."  
1997, Applied Optics-IP, Vol. 36, N° 29, pp. 7315-7326.
- [GRO 01] V. J. GROTE, R. A. HEYLER.  
"Optoelectronic Integrated Circuits and Packaging."  
2001, Proceedings SPIE, 2001, Vol. 42, pp. 156-162.
- [GUS 92] 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.
- [GUS 93] M.GUSTAVSSON, M.JANSON, AND L.LUNDGREN  
"Digital transmission experiment with monolithically integrated 4x4 InGaAsP/InP laser amplifier gate switch array."  
1993, Electron. Lett., correction Vol.29, N°14, p. 1310, 1993, Vol.29, N°12, pp.1083-1085.
- [HAM 92] K. HAMAMOTO, T. ANAN, K. KOMATSU, M. SUGIMOTO, I. MITO  
"First 8x8 semiconductor optical matrix switches using GaAs/GaAlAs directional couplers."  
1992, Electron. Lett., Vol.28, pp. 441-443.
- [HAM 95] K.HAMAMOTO, K.KOMATSU  
"Insertion-loss-free 2x2 InGaAsP/InP optical switch fabricated using bandgap energy controlled selective MOVPE."  
1995, Electron. Lett., Vol.31, N°20, pp. 1779-1781.
- [HAM 96] K.HAMAMOTO, T.SASAKI, T.MATSUMOTO, AND K.KOMATSU  
"Insertion-loss-free 1x4 optical switch fabricated using bandgap-energy-controlled selective MOVPE."  
1996, ECOC'96 Oslo, Norway, pp. 4.153-4.156.
- [HAU 01] R. HAUFFE, U. SIEBEL, K. PETERMANN  
"Crosstalk-optimized integrated optical switching matrices in polymers by use of redundant switch elements."  
2001, IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol. 13, N°3, pp.200-202
- [HAU 03] HAU PING CHAN, C.K. CHOW, A.K.DAS  
"A wide-angle X-junction polymeric thermo-optic digital switch with low crosstalk."  
2003, IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol. 15, N°9, pp.1210-1212
- [HER 01] Y. HERNANDEZ.  
"Etudes technologiques, expérimentales et par simulation pour la commutation optique sur InP."  
Thèse, Université de Lille 1, 18 décembre 2001.

- [HIM 98] A. HIMENO, K. KATO, T. MIYA.  
"Silica-based planar lightwave circuits."  
1998, IEEE. J. Quantum. Elect., Vol. 4, n° 6, pp. 913-914.
- [HOG 91] K. HOGARI, T. MATSUMOTO.  
"Electrostatically driven micromechanical 2x2 optical switch."  
1991, Applied Optics, 1991, Vol. 30, n° 10, pp. 1253-1257.
- [HUA 92] W.P. HUANG, C.L. XU, S.T. CHU, S.K. CHAUDHURI  
"A finite-difference vector beam propagation method for three-dimensional waveguide structures."  
1992, IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol. 4, N°2, pp. 148-151
- [HUA 93] W.P. HUANG, C.L. XU  
"Simulation of three-dimensional optical waveguides by a full-vector beam propagation method."  
1993, IEEE. J. Quantum. Elect., Vol. 29, pp. 2639
- [HUA 96] W.P. HUANG, C.L. XU, S.T. CHU, S.K. CHAUDHURI  
"The finite-difference beam propagation method: Analysis and Assessment."  
1996, IEEE. J. Light. Tech., Vol. 10, pp. 295-305
- [HUM 85] D. A. HUMPREYS, R. J. KING, D. JENKINS A. J. MOSELEY  
"Measurements of the absorption coefficient of Ga<sub>0.47</sub>In<sub>0.53</sub>As over the wavelength range 1.0-1.7 μm."  
1985, Electron. Lett., Vol. 21, N°25/26, pp. 1187-1189
- [HUN 85] HUNSPERGER.  
"Integrated Optics: Theory and Technics Springer Series in Optical Sciences, Second Edition 1985
- [IDO 98] T. IDO, M. KOIZUMI, H. INOUE  
"A 1×8 digital-optical switch using fluorinated-polyimide waveguides."  
1998, Optical Fiber Communication Conference and Exhibit, 1998. OFC '98, pp. 148-149
- [INO 86] H. INOUE, K. HIRUMA, K. ISHIDA, H. SATO, H. MATSUMARA.  
"Switching characteristics of GaAs directional coupler optical switches."  
1986, Applied Optics, Vol. 25, V° 9, pp. 1484-1490.
- [INO 88] 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.
- [INO 90] H. INOUE, T. KIRIHARA, Y. SASAKI, K. ISHIDA  
"Carrier-injection type optical S<sup>3</sup> switch with traveling-wave amplifier."  
1990, IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol. 2, N°3, pp. 214-215
- [INO 93] H. INOUE, T. KIRIHARA, M. OGAWA, K. ISHIDA.  
"Lossless and low crosstalk characteristics in an InP based 2x2 optical switch."  
1993, IEEE. Phot. Tech. Lett., 1993, Vol. 5, N° 9, pp. 1059-1061.
- [ISH 93] K. ISHIDA, H. NAKAMURA, H. MATSUMURA, T. KADOI, H. INOUE  
"InGaAsP/InP optical switches using carrier-induced refractive index change."  
1987, Appl. Phys. Lett., Vol. 50, N°3, pp. 141-142
- [ITO 89] F. ITO, M. MATSUURA, T. TANIFUJI  
"A carrier injection type optical switch in GaAs using free carrier plasma dispersion with wavelength range from 1.06 to 1.55 μm."  
1989, IEEE. J. Quantum. Elect., Vol. 25, N°7, pp. 1677-1681
- [JAN 92] 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."  
1992, Electron. Lett., Vol. 28, N°8, pp. 776-778.

- [JIN 97] J.G. JIN  
"Nouvelles techniques de modélisation optique application à quelques composants d'optique intégrée."  
Thèse, Université de Lille 1, 4 juillet 1997
- [JON 95] 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."  
1991, IEEE. J. Quantum. Elect., Vol. 1, N°2, pp.408–415
- [KAH 95] M. N.KAHN, J. E.ZUCKER, L. L.BUHL, B. I.MILLER, AND C. A.BURUS  
"Fabrication-tolerant, low loss and high speed digital optical switches in InGaAsP/InP quantum wells."  
1995, ECOC'95 Brussels, Belgium, Vol.1, pp.103-106.
- [KEI 96] N. KEIL, H.H. YAO, C. ZAWADZKI  
"(2×2) digital optical switch realised by low cost polymer waveguide technology."  
1996, Elect. Lett., Vol. 32, N°16, pp.1470-1471
- [KEI 96] N. KEIL, HUIHAI YAO, C. ZAWADZKI  
"A novel type of 2x2 digital optical switch realized by polymer waveguide technology."  
1996, 22nd European Conference on Optical Communication, ECOC '96., Vol.2, pp.71-74
- [KEI 00] N. KEIL, C. WEINERT, W. WIRGES, H. H. YAO, S. YILMAZ, C. ZAWADZKI, J. SCHNEIDER, J. BAUER, K. LÖSCH, K. SATZKE, W. WISCHMANN, J. WIRTH.  
"Thermo-optic vertical coupler switches using hybrid polymer/silica integration technology."  
2000, Elect. Lett., Vol. 36, N° 5, pp. 430-431.
- [KHA 94] M.N. KHAN, J.E. ZUCKER, T.Y. CHANG, N.J. SAUER, M.D. DIVINO, T.L. KOCH, C.A. BURRUS, H.M. PRESBY  
"Design and demonstration of weighted-coupling digital Y-branch optical switches in InGaAs/InGaAlAs electron transfer waveguides."  
1994, IEEE J. Lightwave Technol., Vol. 12, N°11, pp.2032-2039
- [KIR 93] T. KIRIHARA, M. OGAWA, H.INOUE, K.ISHIDA  
"Lossless and low-crosstalk characteristics in an InP-based 2×2 optical switch."  
1993, IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol. 5, N°9, pp.1059–1061
- KIR 94] T. KIRIHARA, M. OGAWA, H. INOUE, H. KODERA, K. ISHIDA  
"Lossless and low-crosstalk characteristics in an InP-based 4×4 optical switch with integrated single-stage optical amplifiers."  
1994,IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol. 6, N°2, pp.218–221
- [KIT 94] 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.
- [KRA 01] R. KRAHENBUHL, M.M. HOWERTON, J. DUBINGER, A.S. GREENBLATT, S.T. VOHRA, S.T  
"Reflective digital optical switch (RDOS) for DWDM optical network applications."  
2001, IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol. 13, N°1, pp.34-36
- [KRA 02] R. KRAHENBUHL, M.M. HOWERTON, J. DUBINGER, A.S. GREENBLATT  
"Performance and modeling of advanced Ti:LiNbO<sub>3</sub> digital optical switches."  
2002, IEEE J. Lightwave Technol., Vol. 20, N° 1, pp.92-99
- [OH 94] KWANG-RYONG OH, KI-SUNG PARK, DAE-KON OH, HONG-MAN KIM, HYUNG MOO PARK, KWYRO LEE  
"A very low operation current InGaAsP/InP total internal reflection optical switch using p/n/p/n current blocking layers."  
1994, IEEE. Phot. Tech. Lett., ,Vol. 6, N°1, pp.65–67

- [LAL 91] E. LALLIER, A. ENARD, D. RONDI, G. GLASTRE, R. BLONDEAU, M. PAPUCHON, N. VODJANI  
 "InGaAsP/InP 4x4 optical switch matrix with current injection tuned directional couplers."  
 1991, ECOC/IOOC Paris, France, pp. 44-47.
- [LEC 95] D. LECLERC, P. BROSSON, F. POMMEREAU, R. NGO, P. DOUSSIE&GRAVE, RE, F. MALLECOT, P. GAVIGNET, I. WAMSLER, G. LAUBE, W. HUNZIKER, W. VOL.T, H.MELCHIOR  
 "High-performance semiconductor optical amplifier array for self-aligned packaging using Si V-groove flip-chip technique."  
 1995, IEEE Photon. Technol. Lett., Vol.7, pp. 476-478.
- [LE B 96] 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."  
 1996, ECOC'96 Oslo, Norway, pp. 4.93-4.96.
- [LEE 96] SANG-SHIN LEE, SEH-WON AHN, MIN-CHEOL OH, SANG-YUNG SHIN  
 "Integrated optical high-Voltage sensor based on a polymeric Y-branch digital optical switch."  
 1996, IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol. 8, N°7, pp.921-923
- [LEU 96] J. LEUTHOLD, J. ECKNER, Ch. HOLTSMANN, R. HESS, H. MELCHIOR.  
 "All-optical 2x2 switches with 20dB extinction ratios."  
 1996, Electronics Letters, Vol. 32, N° 24, pp. 2235-2236.
- [LEU 98] J. LEUTHOLD, P. A. BESSE, J. ECKNER, E. GAMPER, M. DULK, H. MELCHIOR.  
 "All optical space switches with gain and principally ideal extinction ratios."  
 1998, IEEE. J. Quantum. Elect., Vol.34, N°4, pp.622-633
- [LI 99] B. LI, G. LI, E. LIU, Z. JIANG, J. QIN, X. WANG  
 "Low-loss 1x2 multimode interference wavelength demultiplexer in silicon-germanium alloy."  
 1999, Phot. Tech. Lett., IEEE, Vol.11, N°5, pp.575-577
- [LI 01] B. LI AND S. J. CHUA,  
 "2x2 optical waveguide switch with bow-tie electrode based on carrier-injection total internal reflection in SiGe alloy."  
 2001, IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol.13, pp.206-208
- [LI 02] B. LI, S. CHUA  
 "Reflection-type optical waveguide switch with bow-tie electrode."  
 2002, IEEE J. Lightwave Technol., Vol.20, N°1, pp.65-70
- [LI 03] B. LI, S. CHUA  
 "Two-mode interference photonic waveguide switch,"  
 2003, IEEE J. Lightwave Technol., Vol.21, N°7, pp.1685-1690
- [LIN 90] S. LINDGREN, M. G. ÖBERG, J. ANDRE, S. NILSSON, B. BROBERG, B. HOLMBERG, L. BÄCKBOM.  
 "Loss-compensated optical Y-branch switch in InGaAsP-InP."  
 1990, IEEE Journal of Lightwave Technology, Vol. 8, N° 10, pp. 1591-1594.
- [LIU 94] Y.L. LIU, E.K. LIU, S.L. ZHANG, G.Z. LI, J.S. LUO  
 "Silicon 1x2 digital optical switch using plasma dispersion."  
 1994, Elect. Lett., Vol. 30, N°2, pp.130-131
- [LMR 02] <http://www.lmgr.net>, 2002
- [MAD 82] O. MADELUNG, M. SCHULZ, H. WEISS  
 "Numerical Data and Functional Relationships in science and technology."  
 1982, Landolt-Börnstein, Vol.17 semiconductors, SubVolume A Physics of Group IV Elements and III-V Compound.

- [MAD 91] O. MADELUNG  
"Data in science and technology."  
1991, Springer-Verlag, Semiconductors Group IV Elements and III-V Compound
- [MAG 98] V. MAGNIN.  
"Contribution à l'étude et à l'optimisation de composants optoélectroniques."  
Thèse, Université de Lille 1, 22 oct. 1998.
- [MAN 83] J. MANNING, R. OLSHANSKY, CHIN SU  
"The carrier-induced index change in AlGaAs and 1.3  $\mu\text{m}$  InGaAsP diode lasers"  
1983, IEEE. J. Quantum. Elect., Vol. 19, N°10, pp.1525–1530
- [MAR 99] C. MARXER, N. F. DE ROOIJ.  
"Micro-opto-mechanical 2x2 switch for single-mode fibers based on plasma-etched silicon mirrors and electrostatic actuation."  
1999, IEEE J. Lightwave Technol., Vol. 17, n° 1, pp. 2-6.
- [MAY 05] MAY-ARRIOJA, D.A.; BICKEL, N.; LIKAMWA, P.;  
"Optical beam steering using InGaAsP multiple quantum wells."  
2005, IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol17,N°2, pp.333-335
- [MCG 91] A. MCGUIRE, M. SCOTT, A.P. THOMAS, R.C. BOOTH  
"Practical low Voltage 2x2 polarisation independent LiNbO<sub>3</sub> digital optical switch."  
1991, Elect. Lett., Vol. 27, N°12, pp.1025-1026
- [MEL 00] A. MELLONI, M. CHINELLO, M. MARTINELLI.  
"All-Optical Switching in Phase Shifted Fiber Bragg Grating."  
2000, IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol. 12, N° 1, pp. 42-44.
- [MOO 97] R. MOOSBURGER, C. KOSTRZEWA, C.; FISCHBECK, G.; PETERMANN, K.;  
"Shaping the digital optical switch using evolution strategies and BPM."  
1997, IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol. 9, N°11, pp.1484-1486
- [MOO 98] R. MOOSBURGER, B. SCHUPPERT, G. FISCHBECK, C. KOSTRZEWA, K. PETERMANN  
"Polymeric 4x4 digital optical switch matrix based on oversized rib waveguides."  
1998, Optical Fiber Communication Conference and Exhibit, 1998. OFC '98, pp.150-151
- [MUL 90] G. MULLER, L. STOLL, G. SCHULTE-ROTH, U. WOLFF  
"Low current plasma effect optical switch on InP."  
1990, Elect. Lett., Vol. 26, N°2, pp.115 – 117
- [MUR 93] S. MURATA, A. TOMITA, A. SUZUKI  
"Influence of free carrier plasma effect on carrier-induced refractive index change for quantum-well lasers."  
1993, IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol. 5, N°1, pp.16–19
- NAK 00] K. NAKATSUHARA, T. MIZUMOTO, S. HOSSAIN, S. H. JEONG, Y. TSUKISHIMA, B. J. MA, Y. NAKANO.  
"GaInAsP-InP distributed feedback waveguides for all-optical switching."  
2000, IEEE. J. Quantum. Elect., Vol. 6, N° 1, pp 143-149.
- [NELS 92] W.H NELSON, A.N.M.M. CHOUDHURY, M. ABDALLA, R. BRYANT, W. NILAND, E. VAUGHAN, W. POWAZINIK  
"Performance And Design Of High Extinction Ratio X- And Y-junction InP/InGaAsP Digital Optical Switches."  
1992, LEOS '92, Conference Proceedings, pp.608-609
- [NEL 94] W.H. NELSON, A.N.M. MASUM CHOUDHURY, M. ABDALLA, E. MELAND, W. NILAND  
"Wavelength- and polarization-independent large angle InP/InGaAsP digital optical switches with extinction ratios exceeding 20 dB."  
1994, IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol. 6, N° 11, pp.1332-1334

- [OKA 91] OKAYAMA, H.; USHIKUBO, T.; KAWAHARA, M.;  
"Low drive Voltage Y-branch digital optical switch."  
1991, *Elect. Lett.*, Vol. 27, N°1, pp.24-26
- [OKA 93] H. OKAYAMA, M. KAWAHARA  
"Ti:LiNbO<sub>3</sub> digital optical switch matrices."  
1993, *Elect. Lett.*, Vol. 29, N°9, pp.765-766
- [OKA 93] H. OKAYAMA, M. KAWAHARA  
"Reduction of Voltage-length product for Y-branch digital optical switch."  
1993, *IEEE J. Lightwave Technol.*, Vol. 11, N° 2, pp.379-387
- [OKA 94] H. OKAYAMA, M. KAWAHARA  
"Low-crosstalk 2x2 digital optical switch."  
1994, *Elect. Lett.*, Vol. 30, N°5, pp.403-405
- [OKU 99] M. OKUNO, K. KATO, R. NAGASE, A. HIMENO, Y. OHMORI, M. KAWACHI.  
"Silica-based 8x8 optical matrix switch integrating new switching units with large fabrication tolerance."  
1999, *IEEE J. Lightwave Technol.*, Vol. 17, n° 5, pp. 771-781.
- [OLL 95] E. OLLIER, P. LABEYE, F. REVOL.  
"Micro-opto mechanical switch integrated on silicon."  
1995, *Elect. Lett.*, Vol.31, N°23, pp. 2003-2005.
- [OLS 84] R. OLSHANSKY, C. SU, J. MANNING, W. POWAZINIK  
"Measurement of radiative and nonradiative recombination rates in InGaAsP and AlGaAs light sources."  
1984, *IEEE J. Quantum. Elect.*, Vol. 20, N°8, pp.838-854
- [OOB 00] N. Ooba, S. TOYODA, T. KURIHARA.  
"Low crosstalk and low loss polymeric 1x8 digital optical switch."  
2000, *Japanese Journal of Applied Physics*, 2000, Part 1, Vol. 39, N° 4B, pp. 2369-2371
- [PAI 97] F. PAIN, R. COQUILLE, B. VINOUBE, N. WOLFFER, P. GRAVEY.  
"Comparison of twisted and parallel nematic liquid crystal polarisation controllers. Application to a 4x4 free space optical switch at 1.5  $\mu\text{m}$ ."  
1997, *Optics Communications*, Vol. 139, p. 199.
- [PEA 80] T. P. PEARSALL, G. BEUCHET, J.P. HIRTZ, N. VISENTIN M. BONNET  
"Electron and hole mobility in Ga<sub>0.47</sub>In<sub>0.53</sub>As."  
1980, *Gallium Arsenide and related compound*, Conference Series N°56, pp. 639-649.
- [PEA 82] T. P. PEARSALL  
"GaInAsP alloy semiconductors."  
1982, John Wiley & sons, New Jersey.
- [PEY 93] J.-L. PEYRE, A. GOUTELLE, P. PAGNOD-ROSSIAUX, J.F. VINCHANT  
"Improved fabrication of 4 x 4 polarisation insensitive switch matrices on InP by introduction of an etch stop layer."  
1993, *Fifth International Conference on Indium Phosphide and Related Materials*, Proceedings, pp.84-87
- [RAB 01] F.L.W. RABBERING, J.F.P. VAN NUNEN, L. ELDADA  
"Polymeric 16x16 digital optical switch matrix."  
2001, *ECOC '01. 27th European Conference on Optical Communication*, Vol.6, pp.78-79
- [REN 95] M.RENAUD, J. F.VINCHANT, A.GOUTELLE, B.MARTIN, G.RIPOCHE, M.BACHMANN, P.PAGNOD, AND F.GABORIT,  
"Compact digital optical switches for low insertion loss large switch arrays on InP."  
1995, *ECOC'95 Brussels*, Belgium, Vol.1, pp. 99-102.

- [REN 96] M. RENAUD, M. BACHMANN, M. ERMAN  
Semiconductor optical space switches."  
1996, IEEE. J. Quantum. Elect., Vol.2, N° 2, pp.277-288
- [SAL 91] B. E. A. SALEH, M. C. TECH.  
"Fundamentals of Photonics."  
1991, Wiley Series in Pure and Applied Optics, J. W. Goodman, series editor, 1991.
- [SAN 99] SANG-SHIN LEE; SANG-YUNG SHIN;  
"Polymeric digital optical switch incorporating linear branch with modified coupling region."  
1999, Elect. Lett., Vol. 35, N°15, pp.1245-1246
- [SCH 91] G. SCHRAUD, G.MULLER, L. STOLL, U. WOLFF  
"Simple measurement of carrier induced refractive-index change in InGaAsP PIN ridge waveguide structures."  
1991, Elect. Lett., Vol. 27, N°4 , pp.297-298
- [SHE 94] G.SHERLOCK, J. D.BURTON, P. J.FIDDYMENT, P. C.SULLY, A. E.KELLY, AND M. J.ROBERTSON,  
"Integrated 2x2 optical switch with gain."  
1994, Electron. Lett., Vol.30, N°2, pp. 137-138.
- [SHI 97] A. SHISHIDO, O. TSUTSUMI, A. KANAZAWA, T. SHIONO, T. IKEDA, N. TAMAI.  
"Rapid optical switching by means of photoinduced change in refractive index of azobenzene liquid crystals detected by reflection-mode analysis."  
1997, Journal of American Chemical Society, Vol. 119, p. 7791.
- [SIE 01] U. SIEBEL, R. HAUFFE, J. BRUNS, K. PETERMANN  
"Polymer digital optical switch with an integrated attenuator."  
2001, IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol. 13, N°9, pp.957-959
- [SNE 96] A. SNEH, J.E. ZUCKER, B.I. MILLER, L.W. STULZ  
"Compact, low-crosstalk, and low-propagation-loss quantum-well Y-branch switches."  
1996, IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol. 8, N°12, pp.1644-1646
- [SNE 97] A. SNEH, J.E. ZUCKER, B.I. MILLER, L.W. STULZ  
"Polarization-insensitive InP-based MQW digital optical switch."  
1997, IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol. 9, N°12, pp.1589-1591
- [STO 92] L. STOLL, G. MULLER, M. HONSBURG, M. SCHIENLE, J. EICHINGER, U. WOLF  
"4x4 optical matrix switch on InP with low switching current."  
1992, AEO, Vol.46, pp. 116-118.
- [STO 94] A. STOHR, O. HUMBACH, R. HULSEWEDE, A. WIERSCH, D. JAGER  
"An InGaAs/GaAs MQW optical switch based on field-induced waveguides."  
1994, IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol. 6, N°7, pp.828-830
- [TAK 96] H. TAKEUCHI, Y. HASUMI, K. KONDO, Y. NOGUCHI  
"4x4 directional coupler switch matrix with an InGaAlAs/InAlAs multiple quantum well structure."  
1993, Electron. Lett., Vol.29, no. 6, pp. 523.
- [THE 92] L.THERY  
"La modulation de phase pour la commutation optique dans le système InP/GaInAsP."  
92, Thèse, Institut National Polytechnique de Grenoble.
- [TOY 00] S. TOYODA, N. Ooba, Y; KATOH, T. KURIHARA, T. MARUNO, T.;  
"Low crosstalk and low loss 2x2 thermo-optic digital optical switch using silicone resin waveguides."  
2000, Elect. Lett., Vol. 36, N°21, pp.1803-1804

- [VAN 95] W.VAN BERLO, M.JANSON, L.LUNDGREN, A.-C.MORNER, J.TERLECKI, M.GUSTAVSSON, P.GRANESTRAND, P.SVENSSON  
"Polarization-insensitive, monolithic 4x4 InGaAsP-InP laser amplifier gate switch matrix."  
1995, IEEE Photon. Technol. Lett., Vol.7, pp. 1291-1293.
- [VIN 92] J.F. VINCHANT, M. RENAUD, A.GOUTELLE, M. ERMAN, P. SVENSSON, L.THYLEN  
"Low driving Voltage or current digital optical switch on InP for multiwavelength system applications."  
1992, Elect. Lett., Vol. 28, N°12, pp.1135-1137
- [VIN 93] J.F. VINCHANT, M. RENAUD, M. ERMAN, J.L. PEYRE, P. JARRY, P. PAGNOD-ROSSIAUX  
"InP digital optical switch: key element for guided-wave photonic switching."  
1993, IEE Proceedings J. of Optoelectronics, Vol. 140, N° 5, pp.301-307
- [VIN 93] J. F.VINCHANT, A.GOUTELLE, B.MARTIN, F.GABORIT, P.PAGNOD ROSSIAUX, J. L.PEYRE, J.LE BRIS, AND M.RENAUD  
"New compact polarization insensitive 4x4 switch matrix on InP with digital optical switches and integrated mirrors."  
1993, ECOC'93, post-deadline paper Montreux, Switzerland.
- [VIN 95] 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 "  
1995, OFC'95, pp. 281-282.
- [WEI 03] WEI YUAN, SEONGKU KIM, D.H. CHANG, CHENG ZHANG, W.H. STEIER, H.R. FETTERMAN  
"Electrooptic polymeric digital optical switches (DOS's) with low switching Voltage."  
2003, Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO '03, pp.775-776
- [WES 86] L.D. WESTBROOK, B. ENG., Ph.D.  
"Carrier-induced MESFET optical switches for photonic integration."  
1986, Optoelectronics, IEE Proceedings J, Vol.133, N°2, pp.135-142
- [YAN 03] Q. YAN, J. YU, S. CHEN, Z. FA, J. XIA, Z. LIU  
"2x2 electrooptical switch in silicon-on-insulator waveguide."  
2003 IEEE Conference on Electron Devices and Solid-State Circuits, pp.91-94
- [YEV 89] D. YEVICK, B. HERMANSSON  
"New formulations of the matrix beam propagation method: application to rib waveguides."  
1989, IEEE. J. Quantum. Elect., Vol.25, N°2, pp.221-229
- [YOU 04] N. YOUNG-OUK, K. JONG-MIN, Y. MI-SUNG, C. HEE-JIN, L. HYUNG-JONG, W. YONG-HYUB, H. SEONG-YU  
"Thermo-optic 2x2 asymmetric digital optical switches with zero-voltage operation state."  
2004, IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol.16, N 2, pp.446-448
- [YUA 04] W. YUAN, S. KIM, G. SADOWY, C. ZHANG, C. WANG, W.H. STEIER, H.R. FETTERMAN  
"Polymeric electro-optic digital optical switches with low switching Voltage."  
2004, Elect. Lett., Vol.40, N°3, pp.195-197
- [ZEG 04] M. ZEGAOU, J. HARARI, J.P. VILCOT, MOLLOT, F.; DECOSTER, D.; LI, H.W.; J. CHAZELAS  
"Determination of carrier-induced optical index and loss variations in GaInAsP/InP heterostructures from static and dynamic Mach-Zehnder interferometer measurements."  
2004, Elect. Lett., Vol.40, N°16, pp.1019-1020
- [ZHO 97] CE ZHOU ZHAO, AI HUA CHEN, E.K. LIU, G.Z. LI  
"Silicon-on-insulator asymmetric optical switch based on total internal reflection."  
1997, IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol.9, N°8, pp.1113-1115



# **PUBLICATIONS SCIENTIFIQUES**



Articles dans une revue internationale avec comité de lecture

S. Dupont, A. Beaurain, P. Miska, M. Zegaoui, J-P. Vilcot, H.W. Li, M. Constant, D. Decoster, J. Chazelas.  
"Low-loss InGaAsP/InP submicron optical waveguides fabricated by ICP etching."  
Electronics Letters, Vol.40, N°14, pp. 865-866, 2004.

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., Vol.40, N°16, pp. 1019-1020, 2004.

M. Zegaoui, D Decoster, J. Harari, JP Vilcot, F Mollot, V. Magnin, J. Chazelas.  
"Comparaison between carrier-induced optical index, loss variations and carrier life-time in GaInAsP/InP heterostructures for 1.55 $\mu$ m DOS application."  
Electronics Letters, 2005, à paraître juin/juillet 2005.

S. Elfilali, JP Vilcot, S. Maricot, M. Zegaoui, A.Aboudou, A. Hamdoun, A. Sabir.  
"Conception d'un démultiplexeur à réseau de phase accordable par effet électro-optique sur filère InP."  
2005 soumis à PCN journal.

Communications nationales avec actes

M. Zegaoui, J. Harari, V. Magnin, D. Decoster.  
"Etude et optimisation de commutateurs DOS à haute diaphotie sur InP."  
JNOG 2003, p281-283.

M. Zegaoui, J. Harari, V. Magnin, D. Decoster.  
"Variation d'indice et d'absorption obtenus par effet plasma dans les hétérostructures InGaAsP/InP : Mesure à 1.3 $\mu$ m et à 1.55 $\mu$ m."  
JNMO 2004.

M. Zegaoui, J. Harari, V. Magnin, D. Decoster.  
"Commutateurs optique de type DOS sur InP à haute diaphotie et faible consommation."  
colloques international TELECOM'2003 et 3<sup>ème</sup> journée Franco-Maghrébines des micro-ondes et leurs applications, p367-370, 15-17 oct. 2003.

Conférence invitée (l'exposant est le premier auteur)

D. Lauvernier, M. Zegaoui, G. Ullac, P Miska, A. Beaurain, K. Blary, J. Harari, H. Li, V. Magnin, D. Decoster, J. Chazelas.  
Nanophotonic MMICs for RF signal processing  
Microphotonics Technology Day, ESA / ESTEC, Noordwijk, The Netherlands, 26 march 2004.