



HAL
open science

Modulateurs de cohérence en optique intégrée sur semiconducteurs III.V : guide biréfringent et interféromètre de Mach-Zehnder

Sabry Khalfallah

► **To cite this version:**

Sabry Khalfallah. Modulateurs de cohérence en optique intégrée sur semiconducteurs III.V : guide biréfringent et interféromètre de Mach-Zehnder. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 1997. Français. NNT : . tel-00010242

HAL Id: tel-00010242

<https://theses.hal.science/tel-00010242>

Submitted on 22 Sep 2005

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

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

Thèse

Présentée au Laboratoire d'Analyse et
d'Architecture des Systèmes du C.N.R.S.
en vue de l'obtention du GRADE de DOCTEUR
de l'UNIVERSITÉ PAUL SABATIER de TOULOUSE
SPÉCIALITÉ : ELECTRONIQUE (OPTOELECTRONIQUE)

par **Sabry KHALFALLAH**
Ingénieur ENSERG-INPG

MODULATEURS DE COHÉRENCE EN OPTIQUE INTÉGRÉE SUR SEMICONDUCTEURS III-V : GUIDE BIRÉFRINGENT ET INTERFÉROMÈTRE DE MACH-ZEHNDER

Soutenue le 17 Décembre 1997 devant le Jury :

M. J. GRAFFEUIL	Professeur, LAAS-CNRS, Toulouse	<i>Président</i>
M. D. DECOSTER	Professeur, IEMN, Lille	<i>Rapporteurs</i>
M. H. PORTE	Chargé de Recherches, LOPMD, Besançon	
M. P. BENECH	Maître de Conférences, LEMO, Grenoble	<i>Examineurs</i>
M. F. DEVAUX	Ingénieur, Alcatel Alsthom Recherche, Marcoussis	
Mme. C. FONTAINE	Directeur de Recherches, LAAS-CNRS, Toulouse	
M. J. MARCOU	Professeur, IRCOM, Limoges	
M. J.C. MOLLIER	Professeur, ENSAE, Toulouse	
M. J.P. POCHOLLE	Ingénieur, Thomson CSF, LCR, Corbeville	
M. R. LEGROS	Chargé de Recherches, LAAS-CNRS, Toulouse	<i>Directeur de Thèse</i>

Rapport LAAS n° 97506
Thèse préparée au Laboratoire d'Analyse et
d'Architecture des Systèmes du C.N.R.S.
7, Avenue du Colonel Roche
31077 TOULOUSE Cedex

"Ce qui ne nous tue pas nous rend plus forts"
(Friedrich. Nietzsche)

A mes parents, à mes frères,

"Eat at Joe's"
(Tex Avery)

Remerciements

Ce travail a été effectué au Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes (LAAS) du CNRS à Toulouse, au sein de l'équipe "Structure Epitaxiées par Jets Moléculaires" du groupe Photonique.

Je remercie Messieurs Alain Costes et Jean-Claude Laprie, directeurs successifs du laboratoire ainsi que Monsieur Antonio Muñoz-Yagüe et Madame Chantal Fontaine, respectivement responsables du groupe Photonique et de l'équipe SEJM, de m'avoir accueilli et permis d'entreprendre cette étude.

J'ai bénéficié d'une allocation de recherches attribuée par la formation doctorale en "Optique, Optoélectronique et Micro-ondes", commune à l'Université Joseph Fourier et à l'Institut National Polytechnique de Grenoble. Je remercie Messieurs Michel Bouthinon et Germain Chartier, responsables successifs de cette formation doctorale, d'avoir permis ce rare exemple de mobilité géographique.

Tous mes remerciements vont aux membres de mon jury et plus particulièrement à Monsieur Jacques Graffeuil, Professeur à l'Université Paul Sabatier de Toulouse, qui m'a fait l'honneur de le présider ainsi qu'à Messieurs Didier Decoster, Professeur à l'Université des Sciences et Technologies de Lille, et Henri Porte, Chargé de Recherche au Laboratoire d'Optique P.-M. Duffieux de Besançon pour avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse. Messieurs Pierre Benech, Maître de Conférences à l'École Nationale Supérieure d'Électronique et de Radioélectricité de Grenoble, Fabrice Devaux, Ingénieur au Laboratoire de Recherche d'Alcatel-Alsthom à Marcoussis, Madame Chantal Fontaine, Directeur de Recherche au LAAS-CNRS, Messieurs Jacques Marcou, Professeur à l'Université de Limoges, Jean-Claude Mollier, Professeur à l'École Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, et Jean-Paul Pocholle, Ingénieur au Laboratoire Central de Recherche de Thomson CSF m'ont fait l'honneur de participer au jury de thèse.

Enfin, je remercie Monsieur René Legros, Chargé de Recherche au LAAS-CNRS, sous la direction duquel ont été menés mes travaux, pour m'avoir fait bénéficier de sa grande expérience en optique, pour m'avoir fait confiance et m'avoir laissé une grande autonomie de travail et de décision tout au long de la thèse.

Pour mener à bien cette étude j'ai été amené à me rendre à de nombreuses reprises au Laboratoire d'Optique P.-M. Duffieux de Besançon dirigé par Monsieur Jean-Pierre Goedgebuer que je remercie de son accueil. Je remercie chaleureusement Messieurs Bruno Beche et Henri Porte pour leur accueil amical et leur aide indispensable lors des expériences menées au LOPMD.

La version initiale du programme de simulation par BPM m'a été gracieusement fournie par Monsieur Rafal Warno, Doctorant de l'Université de Technologie de Varsovie. Les nombreuses modifications qui y ont été apportées par la suite sont issues d'une collaboration fructueuse dont je le remercie. Je remercie également Monsieur Mirosław Karpierz, Maître de Conférences à l'Université de Technologie de Varsovie, pour m'avoir fait bénéficier de son expérience en matière de BPM et de modélisation des composants d'optique intégrée.

Madame Chantal Fontaine a réalisé l'ensemble des croissances épitaxiales à partir desquelles ont été fabriqués les composants faisant l'objet de ce mémoire et je l'en remercie sincèrement. Madame Elena Bedel a également effectué une reprise d'épitaxie sur l'une de mes plaquettes dont je la remercie.

Remerciements

Cette étude n'aurait sans doute pu être menée à bien sans l'assistance de Monsieur Pascal Dubreuil au cours des diverses étapes de fabrication des composants en salle blanche. Qu'il trouve ici l'assurance de ma sincère reconnaissance et de mon amitié.

Je remercie vivement Messieurs Hugues Granier, Paul Fadel et Christian Solano des efforts qu'ils ont fourni pour réaliser les masques de photolithographie "exotiques" nécessaires à l'élaboration des composants. Un grand merci à tous les autres membres du service "Techniques et Equipements Appliqués à la Microélectronique" (TEAM), dirigé par Monsieur Norbert Fabre, qui ont participé, de près ou de loin, à la fabrication des composants : Mesdames Monique Benoit, Véronique Conédéra, Monique Dilhan, Messieurs Thierry Do Conto, Lionel Furgal, Guy Lacoste, Jean-Christophe Marrot, Pham Huu Hiep, Christian Prost, Madame Françoise Rossel, Messieurs Bernard Rousset et Ludovic Salvagnac.

Je remercie Monsieur Jacques Rayssac qui a microcablé les échantillons qui ont ensuite été caractérisés dans le domaine des hyperfréquences, au sein du groupe "Composants et Circuits Micro-ondes", par Monsieur Laurent Escotte que je remercie de m'avoir fait bénéficier de son expérience quant à l'interprétation des résultats.

Je remercie également Messieurs Thierry Camps et Mohamad Faleh, de l'équipe "Transistors Bipolaires à Hétérojonctions" du Groupe "Microstructures Silicium et Microsystèmes Intégrés", pour les conseils qu'ils m'ont prodigués en matière de technologie microélectronique ainsi que Monsieur Antoine Marty pour de fructueuses discussions sur la physique des semiconducteurs.

Je tiens à remercier Madame Anne Ponchet du CEMES à Toulouse pour les superbes photographies prises au microscope électronique en transmission qui n'ont malheureusement pu être présentées dans ce manuscrit.

Merci à Monsieur Antonio Muñoz-Yagüe qui a constamment suivi l'évolution de mes travaux et avec lequel les discussions ont été très enrichissantes.

Je remercie de leur soutien et de leurs encouragements les membres du groupe Photonique : Philippe Arguel, Véronique Bardinal, Sophie Bonnefont, Jacques Collet, Emmanuelle Daran, Hélène Leymarie, Françoise Lozes-Dupuy, Michel Pugnet et Georges Vassilieff.

Je tiens à remercier tout particulièrement les doctorants et post-doctorants du groupe Photonique pour leur aide amicale et leur soutien inconditionnel : Theertham Balaji, Rainer Böhleier, Béatrice Dagens, Olivier Dellea, Laurent Fesquet, Olivier Gilard, Rodolphe Grac, Christelle Guerret, Jean-Louis Iehl, Fernando Lahoz, Luc Le Gratiot, Ginés Lifante, Stéphane Mariojouis, Pablo Pernas, Christophe Serrano, Frédéric Van Dijk et Corinne Vergnenègre.

Pour ces trois années de bonne humeur je remercie également Daniel Alquier, Laurent Andrieux, Jean-Pierre Bailbé, Adel Benzina, Nabil Ben Khalifa, Christian Bergaud, Christian Berty, Farid Boussaid, Henri Camon, Alain Cazaré, Jean-Luc Debrie, Simon Desgrez, Nicolas Nohlier, François Olivier, Jean-Michel Pons, Jean-Philippe Roux, Patrice Souverain, Josiane Tasselli, Bart Van Haaren et Jacques Verdier.

Je ne saurais oublier de remercier Dominique Daurat, secrétaire du groupe Photonique, pour sa gentillesse et sa disponibilité ainsi que tous les membres du service "Documentation et Edition" qui ont assuré la reproduction et la diffusion de ce manuscrit.

Table des Matières

Introduction	1
Références bibliographiques	4
1. Modulation de Cohérence	5
1.1 Principe de la modulation de cohérence	6
1.1.1 Longueur de cohérence d'une source lumineuse	6
1.1.2 Modulation	4
1.1.3 Démodulation	10
1.2 Multiplexage de cohérence	12
1.2.1 Architecture série	13
1.2.2 Architecture parallèle	15
1.2.3 Liaison bidirectionnelle par multiplexage de cohérence	16
1.2.4 Sécurité des systèmes de communication par modulation de cohérence	17
1.3 Dispositifs optiques massifs pour modulation et multiplexage de cohérence	19
1.3.1 Interférométrie à grande différence de marche en lumière blanche	19
1.3.2 Multiplexage de cohérence à base de modulateurs électrooptiques massifs	20
1.3.3 Liaison bidirectionnelle à une seule source et modulation mixte	22
1.4 Dispositifs intégrés pour modulation et multiplexage de cohérence	24
1.4.1 Optique intégrée sur Niobate de Lithium	24
1.4.2 Modulateur hautement biréfringent	25
1.4.3 Modulateur de cohérence à électrodes à ondes progressives	26
1.4.4 Interféromètre de Mach-Zehnder intégré	27
1.4.5 Interféromètre de Mach-Zehnder déséquilibré	29
1.5 Interfaçage et multiplexage d'un réseau de capteurs	32
1.5.1 Réseaux de multicapteurs	32
1.5.2 Démonstrateur du GDR Microsystèmes	32
1.5.3 Spécifications du démonstrateur	34
Références bibliographiques	37
2. Optique intégrée en semiconducteurs III-V	39
2.1 Optique intégrée en semiconducteurs	40
2.1.1 Circuits d'optique intégrée	40
2.1.2 Intégration monolithique et hybridation	40
2.2 Propriétés optiques des semiconducteurs III-V	42

Table des Matières

2.2.1 Intérêt des semiconducteurs III-V pour l'optoélectronique	45
2.2.2 Composition et propriétés optiques	45
2.2.2.1 Indice de réfraction	45
2.2.2.2 Bande interdite	46
2.2.3 Modulation électrooptique	49
2.2.3.1 Modulation de phase et modulation d'intensité	49
2.2.3.2 Effets électrooptiques	50
2.2.3.3 Effet Pockels	51
2.2.3.4 Mise en œuvre	53
2.2.3.5 Performances	54
2.3 Guides d'onde optique	56
2.3.1 Guide trois couches	57
2.3.1.1 Solution générale du champ électrique dans un milieu d'indice n	57
2.3.1.2 Notion d'indice effectif	58
2.3.1.3 Solutions physiques pour le guide trois couches	58
2.3.1.4 Equation de dispersion, quantification des modes guidés	60
2.3.1.5 Guidage monomode	60
2.3.1.6 Facteur de confinement	62
2.3.1.7 Cas de la composante TM	62
2.3.2 Guide bidimensionnel	63
2.3.2.1 Méthode de l'indice effectif	64
2.3.2.2 Guidage monomode	66
2.3.2.3 Facteur de confinement	66
2.4 Fabrication des composants	67
2.4.1 Enchaînement des opérations	68
2.4.2 Epitaxie par jets moléculaires	70
2.4.2.1 Principe et intérêt de l'EJM	70
2.4.2.2 Système d'EJM	71
2.4.3 Photolithographie	72
2.4.3.1 Masques	73
2.4.3.2 Résines photosensibles	73
2.4.3.3 Lift-off	75
2.4.4 Gravure ionique réactive	76
2.4.5 Dépôt de spin-on glass	77
2.4.6 Dépôts métalliques	78
2.4.7 Etapes finales	79
Références bibliographiques	81
3. Modulateur biréfringent	83
3.1 Guide Multicouche	84
3.1.1 Relation entre champs à une interface	85

3.1.2	Extension aux multicouches	85
3.1.3	Expression de la matrice M_i	86
3.1.4	Relation de dispersion et modes guidés	86
3.1.5	Cas de la composante TM	87
3.1.6	Simulation Numérique	88
3.1.6.1	Recherche des modes guidés	88
3.1.6.2	Calcul du champ	89
3.1.6.3	Modèle d'indice employé	90
3.2	Milieux anisotropes, Biréfringence de forme	92
3.2.1	Indices de réfraction	92
3.2.1.1	Le tenseur de permittivité	92
3.2.1.2	Axes principaux et indices de réfraction principaux	93
3.2.1.3	Cristaux isotropes, uniaxes et biaxes	93
3.2.1.4	Ellipsoïde des indices	94
3.2.2	Propagation le long d'un axe principal	95
3.2.2.1	Modes normaux	95
3.2.2.2	Polarisation selon une direction quelconque	95
3.2.3	Biréfringence de forme dans une multicouche	96
3.2.3.1	Description par le vecteur d'onde	96
3.2.3.2	Description par la permittivité diélectrique	97
3.3	Guide d'onde optique plan biréfringent monomode en GaAlAs	100
3.3.1	Conditions de guidage des modes TE_0 et TM_0	100
3.3.2	Conception du guide plan	102
3.3.2.1	Structure	102
3.3.2.2	Dispersion	103
3.3.2.3	Robustesse	101
3.3.3	Caractérisation	106
3.3.3.1	Impossibilité d'une mesure directe de la biréfringence	106
3.3.3.2	Dispositif de mesure	108
3.3.3.3	Résultats expérimentaux	113
3.4	Modulateur à Guide ruban biréfringent en GaAlAs	117
3.4.1	Guide d'onde optique à profil "W"	117
3.4.2	Conception du guide ruban	120
3.4.2.1	Structure verticale	120
3.4.2.2	Structure horizontale	121
3.4.2.3	Dispersion	123
3.4.2.4	Biréfringence de groupe	124
3.4.3	Fabrication	126
3.4.4	Mesures optiques	128
3.4.5	Mesures électriques	131
3.4.5.1	Caractéristique courant-tension	131
3.4.5.2	Mesure de la tension demi-onde	132

Table des Matières

3.4.5.3 Caractérisation hyperfréquence	134
3.4.6 Modulation de Cohérence	138
Références bibliographiques	143
4. Interféromètre de Mach-Zehnder	145
4.1 Interféromètre de Mach-Zehnder déséquilibré	146
4.1.1 Intérêt d'un interféromètre à division d'onde	146
4.1.2 Architecture à base de guides courbes	148
4.1.3 Optimisation des éléments de l'interféromètre	151
4.1.3.1 Jonctions Y	151
4.1.3.2 Guides courbes	155
4.1.3.3 Réduction des pertes par surgravure	159
4.2 Méthode des faisceaux propagés (BPM)	161
4.2.1 BPM scalaire bidimensionnelle (2D-BPM)	161
4.2.1.1 Approximation scalaire	162
4.2.1.2 BPM 2D	162
4.2.2 Résolution par schéma aux différences finies (FD-BPM)	163
4.2.2.1 Equation d'Helmholtz scalaire avec approximation paraxiale	163
4.2.2.2 Méthode des différences finies	164
4.2.2.3 Schéma de Crank-Nicholson	164
4.2.2.4 Résolution du système tridiagonal	166
4.2.3 Méthode des conditions aux limites de transparence (TBC)	167
4.2.3.1 Variations énergétiques lors de la propagation	167
4.2.3.2 Conservation de l'énergie dans le schéma aux différences finies	168
4.2.3.3 Algorithme TBC	170
4.2.4 Programme de simulation par BPM	171
4.2.4.1 Algorithme principal	171
4.2.4.2 Champ initial	172
4.2.4.3 Données générées	173
4.2.4.4 Validation	174
4.2.5 Avantages de la FD-BPM sur la FFT-BPM	174
4.3 Etude et optimisation des différents éléments de l'interféromètre	176
4.3.1 Conception du guide ruban, Surgravure	176
4.3.1.1 Structure verticale	176
4.3.1.2 Structure horizontale	178
4.3.1.3 Dispersion	178
4.3.1.4 Surgravure	179
4.3.2 Guides courbes	181
4.3.2.1 Transformation conforme	181
4.3.2.2 Surgravure et guide trois couches asymétrique équivalent	182
4.3.2.3 Etude en fonction de la profondeur de surgravure	184
4.3.3 Jonctions Y	186

4.3.3.1 Structure surgravée	186
4.3.3.2 Etude en fonction de la profondeur de surgravure	188
4.3.4 Interféromètre de Mach-Zehnder déséquilibré	191
4.3.4.1 Structure surgravée	191
4.3.4.2 Etude en fonction de la profondeur de surgravure	193
4.4 Modulateur de cohérence à interféromètre de Mach-Zehnder	199
4.4.1 Fabrication	199
4.4.2 Observations optiques	202
4.4.3 Mesures électriques	204
4.4.3.1 Caractéristique courant-tension	204
4.4.3.2 Fonction de transfert, tension demi-onde	204
4.4.4 Modulation de cohérence	206
Références bibliographiques	209
Conclusion, Perspectives	213
Références bibliographiques	218



Introduction

Ces dernières années ont vu l'émergence, à l'échelle internationale, de deux grands thèmes de recherche dans le domaine des Sciences pour L'Ingénieur : les télécommunications optiques et les microsystèmes [1].

La pénétration de l'optique dans le secteur des télécommunications, principalement par le biais des transmissions par fibre optique [2], a stimulé le développement de nombreux dispositifs optoélectroniques destinées tant à la génération qu'à la transmission ou au traitement du signal par voie optique [3], [4]. En effet, l'incomparable bande passante de la fibre optique à cœur de silice permet seule de satisfaire les contraintes en volume et en débit posées par le trafic de données de toute nature parcourant en permanence ce qu'il est désormais convenu d'appeler les "autoroutes de l'information" [5], [6].

Parallèlement a émergé une nouvelle stratégie visant à l'intégration ou à l'assemblage de circuits microélectroniques avec diverses fonctions non-électroniques dans une configuration de type système "à l'état solide" monolithique ou hybride [7], [8]. Cette évolution permet le développement de nouvelles fonctionnalités dans un contexte de haute complexité mais avec le bénéfice d'une grande miniaturisation, une diminution de la consommation d'énergie, un accroissement de la fiabilité et une diminution des coûts par la mise en œuvre de méthodes de fabrication collective [9]. Les microsystèmes constituent ainsi un objectif industriel clairement identifié [10] dans des domaines d'application très diversifiés : automobile, domotique, microrobotique, aéronautique, espace, contrôle des processus, environnement, ingénierie de la santé et télécommunications [11], [12].

C'est dans ce contexte que le Département SPI du Centre National de la Recherche Scientifique a mis en place en 1993 un Groupe de Recherche "Microsystèmes" afin d'identifier et développer des thématiques scientifiques propres aux microsystèmes et relevant plus particulièrement des Sciences pour l'Ingénieur telles que la technologie des composants à semiconducteurs, le génie électrique, l'optique, la mécanique et le traitement de l'information.

L'un des quatre thèmes de recherche retenus, devant donner lieu à la réalisation d'un démonstrateur, portait sur l'"Interfaçage et Multiplexage pour Réseaux de Capteurs".

En effet, les réseaux de capteurs sont appelés à se développer de plus en plus dans les secteurs automobile et aéronautique ou encore en domotique. La multiplication des points de mesure requiert que les capteurs deviennent de véritables microsystèmes capables de s'insérer dans des réseaux de transmission reliés à des centrales où sont rassemblées et traitées les différentes mesures. La solution retenue pour le démonstrateur du GdR associe optique intégrée et microcapteurs afin de montrer la faisabilité d'un réseaux de multicapteurs interfacés et multiplexés par voie optique, insensible aux perturbations électromagnétiques. Le codage des signaux issus des capteurs en signaux optiques et le multiplexage des différents signaux sont assurés par des modulateurs de cohérence intégrés.

La modulation de cohérence est une technique de codage optique de l'information qui permet un multiplexage naturel des signaux codés par les différents modulateurs. L'une des grandes lignes du programme de recherche poursuivi dans le cadre du GdR consistait en des recherches exploratoires sur les possibilités d'intégration sur substrat semiconducteur des composants optiques utilisés pour effectuer les opérations de modulation et de multiplexage optique. C'est dans cette dernière thématique que s'inscrit le travail présenté dans ce mémoire. Nous avons conçu, réalisé et caractérisé les premiers modulateurs de cohérence en optique intégrée sur semiconducteurs III-V présentant des performances comparables à celles des modulateurs intégrés en Niobate de Lithium utilisés dans le démonstrateur. Ces modulateurs de cohérence en GaAlAs constituent l'objet de ce mémoire qui s'articule en quatre chapitres.

Dans le **premier chapitre** nous exposons le principe de la modulation de cohérence, technique de codage et transmission de l'information par voie optique qui repose sur l'introduction de retards optiques importants dans des composants optiques fonctionnant sur un principe interférométrique. Nous présentons également les différents dispositifs optiques, massifs ou intégrés en Niobate de Lithium, ayant à ce jour été réalisés pour la modulation et le multiplexage de cohérence. Le chapitre se conclut par la présentation du cahier des charges du démonstrateur de réseau de multicapteurs interfacés et multiplexés par voie optique ainsi que par la définition de nos objectifs.

Le **deuxième chapitre** constitue une introduction à l'optique intégrée sur semiconducteurs III-V. Nous y présentons les propriétés optiques, diélectriques et électro-optiques des matériaux que nous avons employés ainsi que les concepts de guidage optique et de modulation électro-optique. Le chapitre se conclut par une brève description des différents processus technologiques que nous avons mis en œuvre pour la réalisation de nos composants optoélectroniques.

Le **troisième chapitre** présente le premier type de modulateur de cohérence intégré en semiconducteurs III-V que nous avons réalisé : un modulateur à guide biréfringent. Il fonctionne sur un principe d'interféromètre à polarisation et présente une structure originale lui conférant une biréfringence valant 0.02 (0.01 pour le Quartz, 0.08 pour LiNbO_3) alors que les matériaux le constituant ont une biréfringence naturelle quasiment nulle.

Le **quatrième chapitre** présente le second modulateur de cohérence intégré en semiconducteurs III-V que nous avons ensuite réalisé : un interféromètre de Mach-Zehnder fortement déséquilibré. Cet interféromètre à deux ondes introduit un retard optique important entre les faisceaux se propageant dans ses deux bras de longueurs différentes. Il présente la première réalisation pratique de tranchées situées à l'extérieur des guides courbes le constituant et permettant d'abaisser les pertes dans ces derniers.

Le mémoire se conclut par une récapitulation des performances de nos modulateurs de cohérence intégrés en GaAlAs/GaAs et leur comparaison avec celles des modulateurs de cohérence intégrés en Niobate de Lithium. Les perspectives d'utilisation de ces composants comme filtres spectraux accordables dans les réseaux de télécommunications optiques multiplexés en longueur d'onde (WDM) sont également envisagées.

Références bibliographiques

- [1] Direction générale des stratégies industrielles, *"Les 100 technologies clés de l'industrie française à l'horizon 2000"*, Ministère de l'Industrie (1995)
- [2] Joindot I. et M. Joindot, *"Les télécommunications par fibre optique"*, Dunod, Paris (1996)
- [3] Kaminow I.P., C.R. Doerr, C. Dragone, T. Koch, U. Koren, et al., *"A Wideband All-Optical WDM Network"*, IEEE Journal on Selected Areas in Communication, vol. **14**, no. 5, pp. 780-797 (1996)
- [4] Masetti F., J. Benoit, F. Brillouet, J.M. Gabriargues, A. Jourdan, et al., *"High Speed, High Capacity ATM Optical Switches for Future Telecommunication Transport Networks"*, IEEE Journal on Selected Areas in Communication, vol. **14**, no. 5, pp. 979-996 (1996)
- [5] Willner A.E., *"Mining the optical bandwidth for a terabit per second"*, IEEE Spectrum, vol. **34**, no. 4, pp. 32-41 (1997)
- [6] Desurvire E. et J. Chesnoy, *"Des Millions de Conversations dans une Fibre Optique"*, La Recherche, no. 297, pp. 64-71 (1997)
- [7] Institut des Microtechniques, Cétéhor, *"Recherches en Microtechniques : Réalités et Perspectives"*, Collection du Livre Vert (1992)
- [8] Institut des Microtechniques, Cétéhor, *"Micromachines au Japon"*, Collection du Livre Vert (1993)
- [9] Agence pour la Diffusion de l'Information Technologique, *"Les Technologies Microsystèmes"*, ADIT (1994)
- [10] Forster H. (Commission Européenne, DGIII), *"The Microsystems R&D Programme of the European Union"*, The Second International Micromachine Symposium, pp. 29-35 (1996)
- [11] Wise K.D., *"Integrated Microelectromechanical systems: A Perspective on MEMS in the 90s"*, IEEE Micro Electro Mechanical Systems, Nara (Japan), pp. 33-38 (1991)
- [12] Wise K.D., C.H. Mastrangelo, K. Najafi et C.T.-C. Nguyen, *"Application-Driven Research in Integrated Microsystems at the University of Michigan"*, The Second International Micromachine Symposium, pp. 37-47 (1996)

1. Modulation de Cohérence

1.1 Principe de la modulation de cohérence	6
1.1.1 Longueur de cohérence d'une source lumineuse	6
1.1.2 Modulation	7
1.1.3 Démodulation	10
1.2 Multiplexage de cohérence	12
1.2.1 Architecture série	13
1.2.2 Architecture parallèle	15
1.2.3 Liaison bidirectionnelle par multiplexage de cohérence	16
1.2.4 Sécurité des systèmes de communication par modulation de cohérence	17
1.3 Dispositifs optiques massifs	
pour modulation et multiplexage de cohérence	19
1.3.1 Interférométrie à grande différence de marche en lumière blanche	19
1.3.2 Multiplexage de cohérence à base de modulateurs électrooptiques massifs	20
1.3.3 Liaison bidirectionnelle à une seule source et modulation mixte	22
1.4 Dispositifs optiques intégrés	
pour modulation et multiplexage de cohérence	24
1.4.1 Optique intégrée sur Niobate de Lithium	24
1.4.2 Modulateur hautement biréfringent	25
1.4.3 Modulateur de cohérence à électrodes à ondes progressives	26
1.4.4 Interféromètre de Mach-Zehnder intégré	27
1.4.5 Interféromètre de Mach-Zehnder déséquilibré	29
1.5 Interfaçage et multiplexage d'un réseau de capteurs	32
1.5.1 Réseaux de multicapteurs	32
1.5.2 Démonstrateur du GDR Microsystèmes	32
1.5.3 Spécifications du démonstrateur	34
Références bibliographiques	37

1.1 Principe de la modulation de cohérence

La modulation de cohérence est une technique particulière de codage optique appliquée à la transmission et au multiplexage de signaux. Elle est basée sur l'introduction de retards optiques importants, supérieurs à la longueur de cohérence de la source de lumière utilisée [1].

1.1.1 Longueur de cohérence d'une source lumineuse

Le rayonnement issu d'une source lumineuse continue peut être modélisé comme la superposition aléatoire de trains d'onde [2]. Ces trains d'ondes ont une durée spatiale égale à la longueur de cohérence de la source et sont tous décorrélés entre eux. Chaque train d'onde ne peut donc interférer qu'avec lui-même.

La longueur de cohérence L_c d'une source est reliée à la largeur de son spectre d'émission et est d'autant plus faible que ce dernier est large. En effet, on considère comme étant le temps de cohérence de la source T_c la durée d'un train d'onde qui correspond à l'intervalle de temps pendant lequel il est possible de considérer que la source a une phase et une amplitude constantes. Cet intervalle de temps correspond, au premier ordre, à l'inverse de la largeur spectrale de la source (Figure 1.1).

$$L_c = cT_c \approx \frac{c}{\Delta\nu} = \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda} \quad (1.1)$$

où λ_0 est la longueur d'onde centrale de la source,
 $\Delta\lambda$ étant sa largeur spectrale.

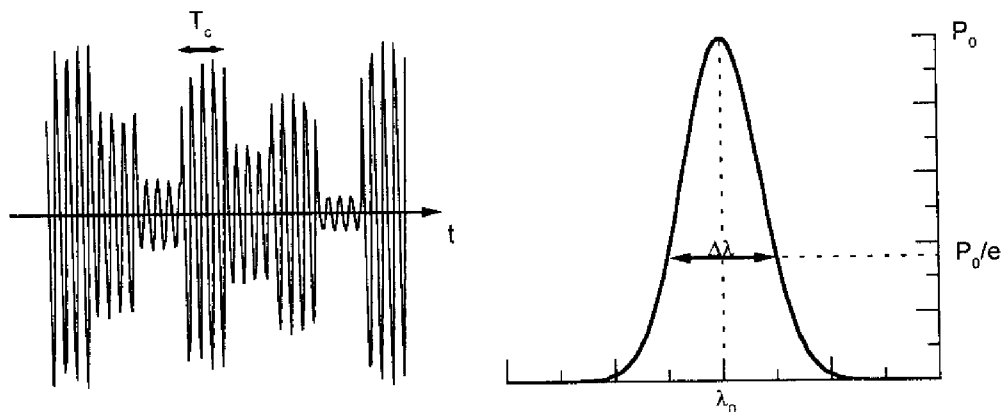


Figure 1.1 Largeur spectrale et longueur de cohérence d'une source lumineuse

Le Tableau 1.1 fournit quelques exemples de longueurs de cohérence de sources courantes.

Source	Longueur d'onde	Largeur spectrale	Longueur de Cohérence
Lumière blanche	0.6 μm	400 nm	1 μm
Diode électroluminescente	0.85 μm	50 nm	15 μm
Diode superluminescente	1.3 μm	40 nm	40 μm
Diode laser monomode	1.3 μm	100 kHz	3 km

Tableau 1.1 Exemples de sources lumineuses

1.1.2 Modulation

Lorsqu'un interféromètre à grande différence de marche est éclairé par une source à spectre large, dont la longueur de cohérence est inférieure au retard optique introduit par le dispositif, le spectre énergétique du signal transmis subit une modulation spectrale périodique (Figure 1.2) et est qualifié de spectre cannelé [3].

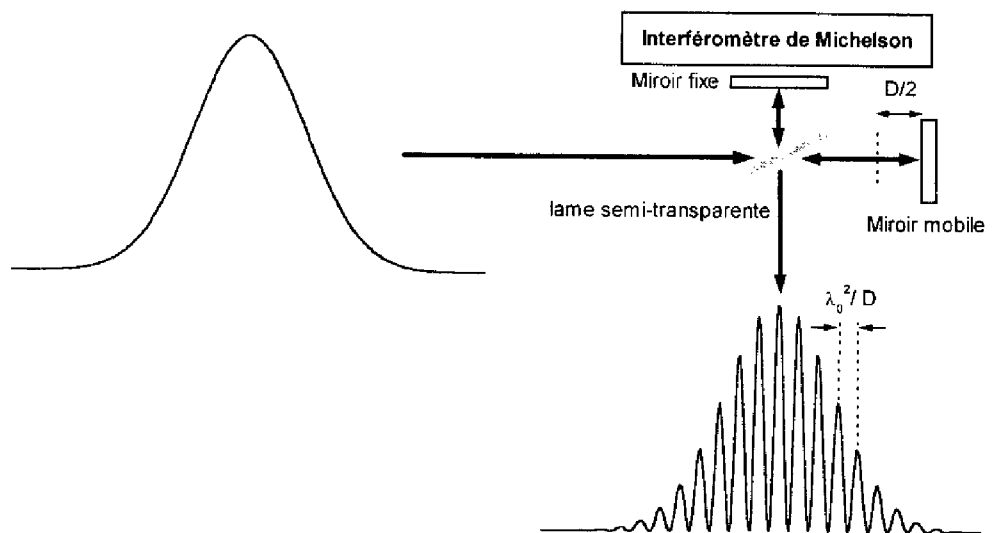


Figure 1.2 Spectre cannelé obtenu par introduction d'un retard optique supérieur à la longueur de cohérence d'une source à spectre large

Ce qui se traduit par

$$P^m(\sigma) = \frac{P(\sigma)}{2} [1 + C \cos(2\pi\sigma D)] \quad (1.2)$$

où $\sigma = \lambda^{-1}$ est le nombre d'onde,

$P(\sigma)$ la densité spectrale de puissance de la source émettrice,

C le contraste du spectre, défini par

$$C = \frac{P_{\text{Max}} - P_{\text{min}}}{P_{\text{Max}} + P_{\text{min}}} \quad (1.3)$$

D le retard optique introduit par le modulateur de cohérence.

Dans le cas d'un système idéal, sans pertes, le contraste C , appelé aussi visibilité, est égal à 1.

Le modulateur de cohérence étant destiné à transmettre une information, il introduit un retard D qui est la somme d'un retard statique et d'un retard variable : $D = D_0 + D_v(t)$ où $D_v(t)$ est de l'ordre de $\lambda_0/2$.

On considère une source à distribution spectrale gaussienne qui est notamment celle des diodes superluminescentes

$$P(\sigma) = \frac{2P_0}{\Delta\sigma\sqrt{\pi}} \exp\left(-4 \frac{(\sigma - \sigma_0)^2}{\Delta\sigma^2}\right) \quad (1.4)$$

où $\sigma_0 = \lambda_0^{-1}$, λ_0 étant la longueur d'onde centrale de la source

$\Delta\sigma = \Delta\lambda/\lambda_0^2$, $\Delta\lambda$ étant la largeur à e^{-1} du spectre.

L'expression de $P(\sigma)$ est normalisée de telle sorte que

$$\int_{-\infty}^{+\infty} P(\sigma) d\sigma = P_0 \quad (1.5)$$

où P_0 est la puissance optique totale émise par la source gaussienne.

Le calcul de l'intensité en sortie du modulateur consiste en l'intégration de $P^m(\sigma)$ sur toutes les composantes spectrales de la source. Dans le cas idéal où $C = 1$,

$$I^m(D) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} P(\sigma) d\sigma + \int_{-\infty}^{+\infty} P(\sigma) \cos(2\pi\sigma D) d\sigma \quad (1.6)$$

compte tenu de la normalisation de $P(\sigma)$, après intégration sur σ , l'intensité en sortie du modulateur a pour expression

$$I^m(D) = \frac{P_0}{2} \left[1 + \exp\left(-\frac{\pi^2 \Delta\sigma^2 D^2}{4}\right) \cos(2\pi\sigma_0 D) \right] \quad (1.7)$$

où l'on introduit l'expression de la longueur de cohérence L_c

$$I^m(D) = \frac{P_0}{2} \left[1 + \exp\left(-\frac{\pi^2 D^2}{4 L_c^2}\right) \cos(2\pi\sigma_0 D) \right] \quad (1.8)$$

La Figure 1.3 représente l'évolution du terme exponentiel de l'expression (1.8) en fonction du rapport entre le retard introduit par le modulateur de cohérence et la longueur de cohérence de la source, D/L_c .

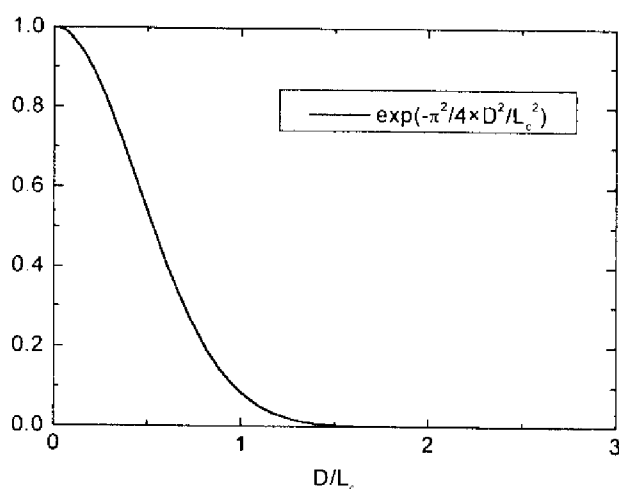


Figure 1.3 Evolution du terme exponentiel en fonction du rapport D/L_c

On constate que, lorsque le retard introduit par le modulateur est supérieur à la longueur de cohérence de la source employée, le terme exponentiel de l'expression (1.8) devient négligeable. L'intensité en sortie du dispositif devient donc

$$I^m(D \gg L_c) = \frac{P_0}{2} \quad (1.9)$$

Autrement dit, lorsque le retard introduit par le modulateur de cohérence est supérieur à la longueur de cohérence de la source, aucune modulation d'intensité n'est détectable en sortie de dispositif. Seul subsiste un fond continu de puissance $P_0/2$.

Par souci de clarté, nous n'avons pas tenu compte des phénomènes de dispersion chromatique dans les matériaux constituant aussi bien l'interféromètre à deux ondes que la ligne de transmission. En toute rigueur, après intégration, les termes de retards optiques de l'expression (1.8) correspondent à des retards de groupe.

Ainsi donc, si le signal issu d'une source lumineuse à spectre large est injecté dans un interféromètre à deux ondes introduisant un retard optique D_0 supérieur à la longueur de cohérence de la source, chaque train d'onde émis est séparé en deux trains d'onde corrélés. La

superposition d'un retard variable $D_v(t)$ de faible amplitude, lié au signal à transmettre $s(t)$, module la position relative de ces deux trains d'onde autour du retard statique D_0 qui joue en quelque sorte le rôle de "porteuse". A la sortie de l'interféromètre il n'y a pas d'interférence et donc pas de modulation d'intensité. Le signal est codé en position par $D_0 + D_v(t)$.

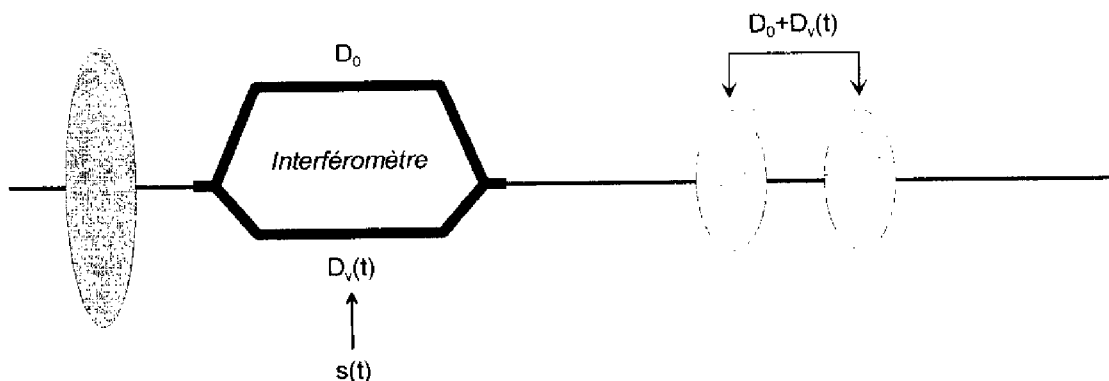


Figure 1.4 Modulation de cohérence

Il est important de noter que sur la Figure 1.4 sont représentés des trains d'onde et non des impulsions, les sources utilisées en modulation de cohérence étant des sources continues à spectre large.

Dans la suite de cet ouvrage, nous appellerons **modulateur de cohérence** un ensemble d'éléments optiques capable de séparer une onde en deux parties, d'introduire un retard optique statique important - supérieur à la longueur de cohérence de la source - de moduler ce retard et de recombinaer ces deux ondes.

1.1.3 Démodulation

La démodulation s'effectue à l'aide d'un interféromètre introduisant le même retard statique D_0 . En sortie du second interféromètre la densité spectrale de puissance devient

$$P^d(\sigma) = \frac{P^m(\sigma)}{2} [1 + C \cos(2\pi\sigma D_0)] \quad (1.10)$$

c'est à dire

$$P^d(\sigma) = \frac{P(\sigma)}{4} [1 + C \cos(2\pi\sigma D)] [1 + C \cos(2\pi\sigma D_0)] \quad (1.11)$$

où $D = D_0 + D_v(t)$ est le retard introduit par le modulateur.

Comme à la modulation, l'intensité détectée en sortie du démodulateur s'obtient par intégration sur toutes les composantes spectrales, d'où

$$I^d = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{P(\sigma)}{4} d\sigma + \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{P(\sigma)}{4} \cos(2\pi\sigma D) d\sigma + \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{P(\sigma)}{4} \cos(2\pi\sigma D_0) d\sigma \\ + \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{P(\sigma)}{8} \cos(2\pi\sigma(D + D_0)) d\sigma + \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{P(\sigma)}{8} \cos(2\pi\sigma(D - D_0)) d\sigma \quad (1.12)$$

où nous avons à nouveau considéré le cas idéal $C = 1$.

Dans le cas considéré jusqu'à présent d'une source à spectre gaussien et en considérant D_0 , D et $D+D_0$ supérieurs à la longueur de cohérence de la source L_c , l'intégration sur tout le domaine spectral conduit à

$$I^d = \frac{P_0}{4} \left[1 + \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{\pi^2 D_v(t)^2}{4 L_c^2}\right) \cos(2\pi\sigma_0 D_v(t)) \right] \quad (1.13)$$

Comme à la modulation, on retrouve un terme exponentiel associé ici au terme D_v dépendant du retard induit par le signal appliqué au modulateur. $D_v(t)$ est compris entre 0 et $\lambda_0/2$, donc est très inférieur à la longueur de cohérence de la source. Le terme exponentiel est par conséquent très proche de 1 et l'expression de l'intensité détectée en sortie du démodulateur est donc

$$I^d(t) = \frac{P_0}{4} \left[1 + \frac{1}{2} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} D_v(t)\right) \right] \quad (1.14)$$

Le signal de modulation $s(t)$ appliqué sur le modulateur se traduit ainsi par une modulation d'intensité en sortie du démodulateur. Remarquons que l'intensité transmise par le démodulateur varie sinusoidalement entre $3P_0/8$ et $P_0/8$ en fonction du terme $D_v(t)$ qui est fonction de $s(t)$, en général directement proportionnel à ce dernier de part les effets physiques mis en oeuvre dans les modulateurs décrits dans ce mémoire. Notons également que le taux de modulation n'est que de 50%, et ce dans le cas idéal, comme on peut le constater dans l'expression (1.14).

Ainsi donc, après transmission, la démodulation est assurée par l'introduction, grâce à un second interféromètre, du même retard optique statique que celui utilisé pour le codage, D_0 . Le couple de trains d'onde issu du premier interféromètre est divisé et donne naissance à deux couples de trains d'onde séparés par le même retard D_0 . Il y a alors une superposition cohérente entre deux des trains d'onde qui sont donc en état d'interférer. Les variations de

positions dues au retard variable $D_v(t)$ génèrent alors une modulation d'intensité. A la sortie du deuxième interféromètre, il y a donc modulation d'intensité directement liée au signal $s(t)$ qui est ainsi transmis. De même qu'à la modulation on pouvait, par analogie avec les ondes radiofréquences, considérer que le retard statique D_0 introduit par le modulateur jouait le rôle de "porteuse" du signal à transmettre, on peut ici considérer l'interféromètre servant à la démodulation comme un "oscillateur local" dont la "fréquence" D_0 est accordée sur celle de la porteuse afin d'extraire l'information.

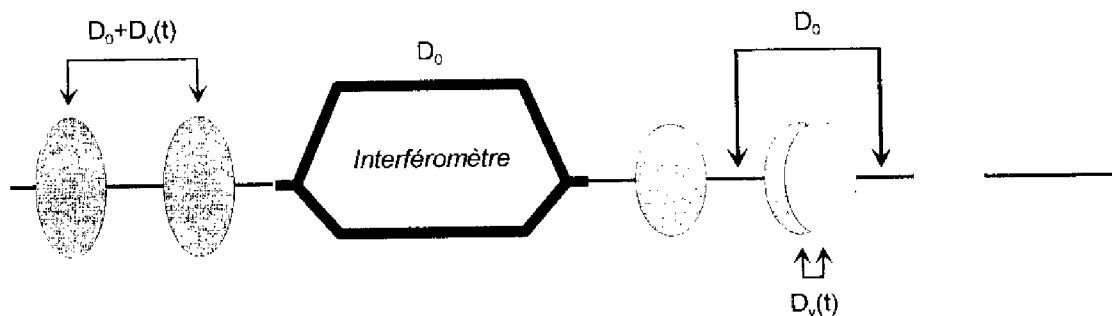


Figure 1.5 Démodulation de cohérence

Remarquons à nouveau que sur la Figure 1.5 sont représentés des paquets d'onde dans l'espace des nombres d'onde, ou encore celui des phases, et non des impulsions temporelles.

1.2 Multiplexage de cohérence

A partir de ce principe général de codage de l'information, il est possible de réaliser un procédé spécifique de multiplexage de différents signaux. En effet, supposons que l'écart entre les différences de marches introduites par différents modulateurs de cohérence organisés en réseau soit supérieur à la longueur de cohérence de la source. En bout de chaîne, un interféromètre de démodulation "accordé" sur l'un des modulateurs, c'est à dire introduisant le même retard optique que ce dernier, ne "voit" pas l'information codée par les autres modulateurs. Donc si on associe à chaque modulateur M_i - i.e. à chaque "porteuse" - un démodulateur D_i introduisant le même retard statique - i.e. "accordé sur la fréquence de la porteuse" - un détecteur placé en sortie de D_i enregistrera une modulation d'intensité liée au seul signal codé par M_i [4]. Différentes architectures de multiplexage peuvent de plus être mises en oeuvre.

1.2.1 Architecture série

Dans cette architecture les multiplexeurs sont placés en série sur la ligne de transmission qui est typiquement une fibre optique (Figure 1.6). Chacun d'entre eux introduit un retard optique spécifique et supérieur à la longueur de cohérence de la source utilisée, une diode superluminescente par exemple. Chaque train d'onde traité par un multiplexeur est séparé en deux et ce autant de fois que le nombre de multiplexeurs disposés en série sur la ligne. En sortie d'un multiplexeur le retard optique entre ces deux trains d'onde est la somme d'un retard optique statique et d'un retard variable de faible amplitude par rapport au retard statique. C'est dans ce retard optique que l'information à transmettre par le multiplexeur est codée.

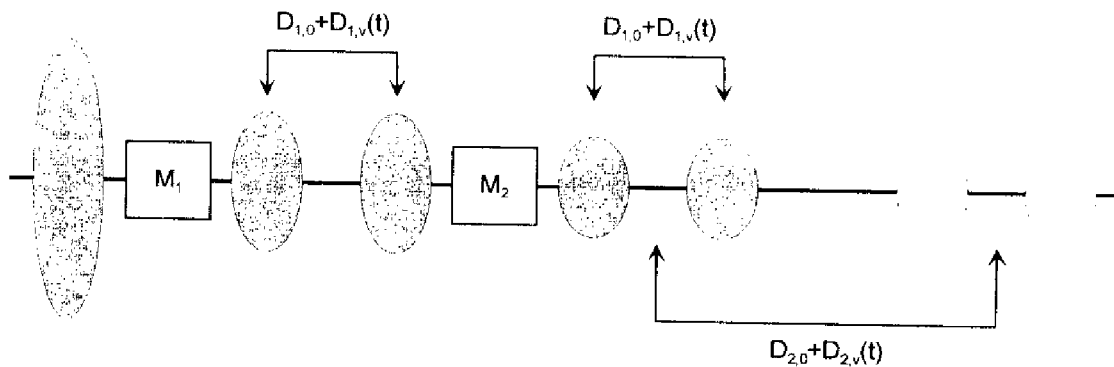


Figure 1.6 Multiplexage de deux canaux dans une architecture série

Des superpositions de trains d'onde se traduisant par un bruit d'intensité et un mélange de signaux sont bien évidemment indésirables. Pour éviter les problèmes de diaphonie les retards optiques successifs introduits par les différents modulateurs doivent suivre une série bien déterminée. Le choix des valeurs à attribuer aux retards optiques successifs dans un réseau d'interféromètres placés en série est un problème qui n'a pas une solution unique et de nombreuses solutions ont été proposées afin de réduire la diaphonie [5]. Ces solutions présentent pour la plupart une croissance exponentielle qui limite considérablement le nombre de modulateurs utilisables dans une telle topologie. Cette limite peut cependant être contournée dans des systèmes tolérant une certaine diaphonie.

A titre d'exemple nous présentons une série relativement simple pouvant être utilisée pour le calcul des valeurs successives des retards optiques des différents modulateurs :

$$D_{i,0} = C_i \cdot D_{1,0} \quad (1.15)$$

avec $C_i = 1 + C_{i-1} + \sum_{j=1}^{i-1} C_j$ (1.16)

et $C_1 = 1$

où $D_{i,0}$ est le retard optique statique du $i^{\text{ème}}$ modulateur,

$D_{1,0}$ étant celui du premier modulateur du réseau.

Ce qui correspond, par exemple, à des retards successifs de 90, 270, 720 et 1290 μm dans le cas d'une liaison à 4 canaux multiplexés.

Ainsi seuls les trains d'onde porteurs de l'information que l'on cherche à détecter seront replacés en situation d'interférence lors du décodage.

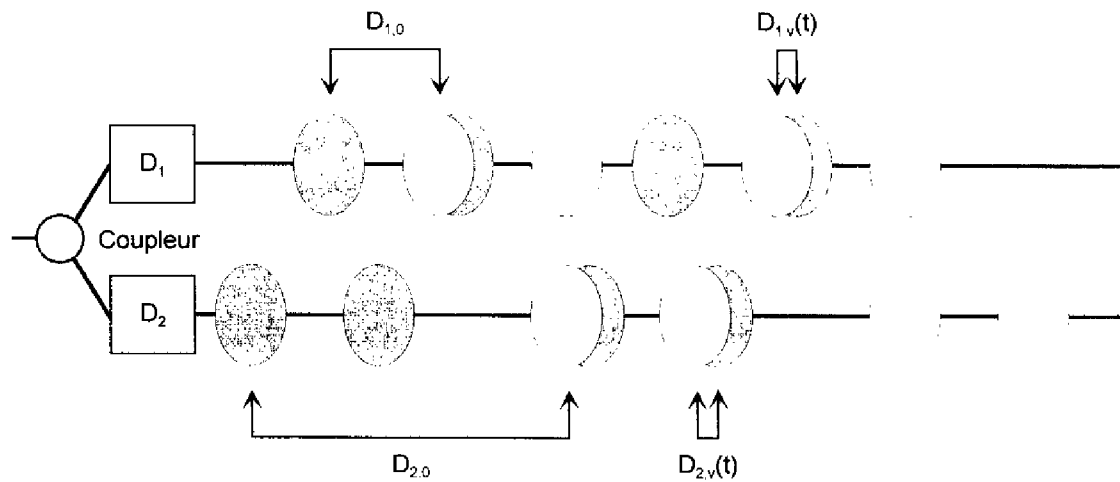


Figure 1.7 Démultiplexage de deux canaux

Bien que le taux de modulation soit de 50% quel que soit le nombre d'étages multiplexeurs du réseau, la puissance moyenne utilisable en détection diminue rapidement avec le nombre N de canaux à transmettre donc de modulateurs. En effet chaque modulateur divise par deux la puissance du signal transmis comme nous l'avons vu au paragraphe 1.1.2. De plus, pour démultiplexer le signal à la réception, il est nécessaire de répartir le faisceau optique vers autant de démultiplexeurs en parallèle qu'il y a de multiplexeurs à l'émission (Figure 1.7). Le démultiplexeur divise lui aussi par deux la puissance transmise et finalement le rapport de la puissance moyenne utilisable à la détection en bout de chaîne P_d sur la puissance moyenne à l'émission P_e décroît en fonction du nombre de canaux selon la loi

$$\frac{P_d}{P_e} = \frac{1}{N2^{N+1}} \tag{1.17}$$

et ce sans prise en compte des pertes éventuelles dues à la ligne de transmission, supposée jusqu'à présent idéale.

Par exemple, dans le cas d'une liaison à trois canaux multiplexés, ce rapport sera de 1/48, soit -17 dB, et de -43 dB dans le cas de 10 canaux. Les photodiodes pin GaInAs commercialement disponibles présentent une photosensibilité typique à 1.3 μm d'environ 1 A/W. Avec un courant d'obscurité de 0.5 nA, 10 nA permettent aisément de détecter un signal ce qui signifie que l'on peut détecter des puissances optiques de 10 nW soit -50 dBm. Une liaison série de 10 canaux multiplexés en cohérence est donc tout à fait envisageable.

1.2.2 Architecture parallèle

Une architecture parallèle permet de tirer parti de la modulation de cohérence pour coder et multiplexer différents signaux sans la diminution rapide de la puissance moyenne utilisable en bout de chaîne de transmission inhérente à l'architecture série.

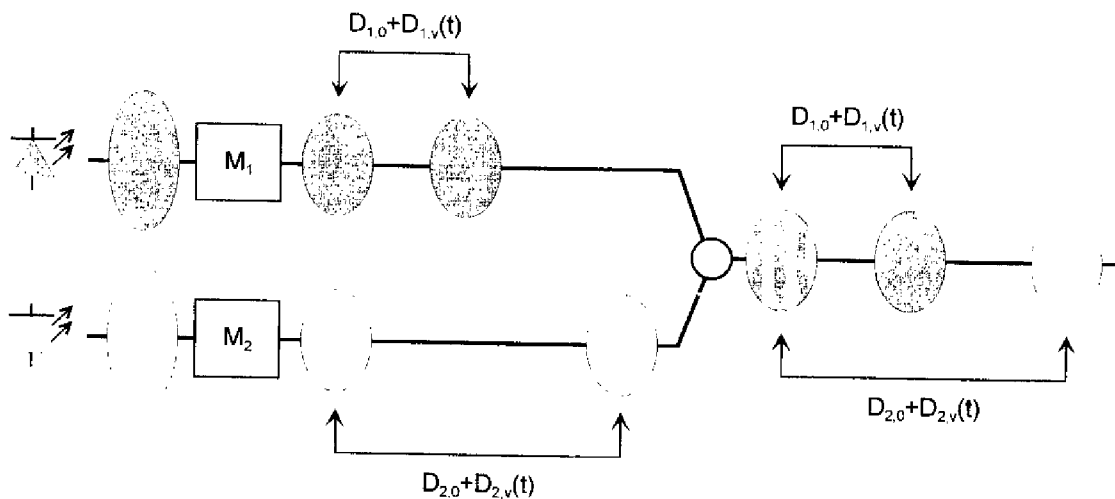


Figure 1.8 Multiplexage de deux canaux dans une architecture parallèle

Dans cette configuration les multiplexeurs sont placés en parallèle et à chacun est associée une source indépendante (Figure 1.8). Afin d'éviter les problèmes de diaphonie, les retards optiques introduits par les différents modulateurs, suivent une série linéaire

$$D_{i,0} = C_i \cdot D_{1,0} \tag{1.18}$$

avec $C_i = i$ et $i = 1, 2, 3, \dots$ etc.,

où $D_{i,0}$ est le retard optique statique du $i^{\text{ème}}$ modulateur.

$D_{1,0}$ étant celui du premier

En pratique un coupleur permet l'injection des différents signaux codés sur la ligne de transmission. Le démultiplexage s'effectue, comme précédemment, par la répartition du faisceau optique vers autant de démultiplexeurs disposés en parallèle qu'il y a de multiplexeurs. Le fonctionnement de cette architecture est indépendant des longueurs d'onde des sources employées. Dans cette configuration le rapport de la puissance moyenne utilisable à la détection en bout de chaîne P_d sur la puissance moyenne à l'émission P_e décroît en fonction du nombre de canaux selon la loi

$$\frac{P_d}{P_e} = \frac{1}{2N} \quad (1.19)$$

Le bilan de puissance en bout de chaîne est donc plus intéressant que dans le cas de la liaison série bien qu'en pratique il faille faire intervenir la nature des coupleurs utilisés.

Cette architecture nécessite l'utilisation d'une source par multiplexeur et l'on peut envisager une architecture mixte associant multiplexage de cohérence et multiplexage en longueur d'onde dans laquelle plusieurs multiplexeurs sont placés en série sur chaque voie parallèle. Le nombre de sources est ainsi diminué tout en gardant un nombre significatif de multiplexeurs donc de canaux.

1.2.3 Liaison bidirectionnelle par multiplexage de cohérence

Tout comme les fréquences dans le cas du multiplexage de sous-porteuses ou les longueurs d'onde des sources pour les liaisons bidirectionnelles par répartition en longueur d'onde, les retards introduits en modulation de cohérence jouent le rôle de porteuses d'informations et permettent la mise en oeuvre de liaisons bidirectionnelles. Le principe général d'une liaison bidirectionnelle par modulation de cohérence (Figure 1.9) consiste en l'utilisation pour chacun des canaux, montant et descendant, d'un retard optique différent, supérieur à la longueur de cohérence des sources employées à chaque extrémité de la liaison. Les deux sources sont typiquement des diodes superluminescentes et sont identiques, émettant à la même longueur d'onde.

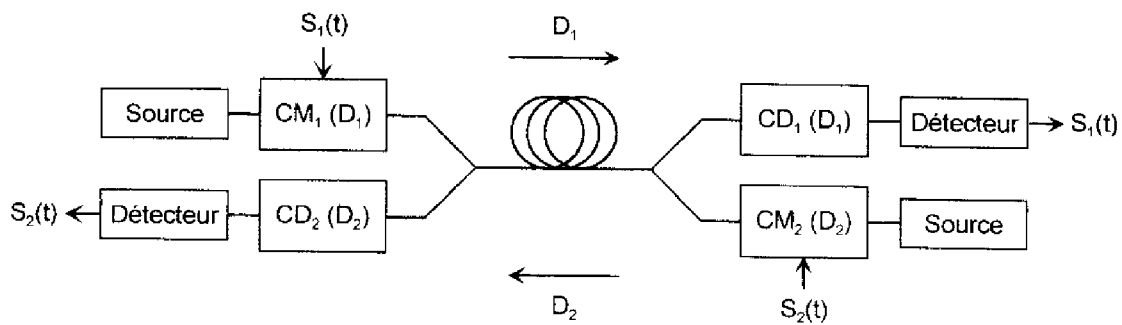


Figure 1.9 Synoptique d'une liaison bidirectionnelle par multiplexage de cohérence

Le rayonnement émis par une source continue à spectre large est modulé en cohérence par un modulateur de cohérence CM_1 introduisant un retard optique statique D_1 , supérieur à la longueur de cohérence de la source S_1 , auquel s'ajoute un retard dont l'amplitude n'excède pas une demi-longueur d'onde et dépendant du signal $s_1(t)$. Après transmission, la démodulation est assurée par un décodeur de cohérence CD_1 introduisant le même retard statique D_1 ce qui conduit à une modulation d'intensité. Un détecteur quadratique placé en sortie de D_1 permet donc de retrouver le signal descendant $s_1(t)$.

La voie montante de la liaison fonctionne sur le même principe avec un modulateur CM_2 , en aval de la ligne de transmission, et un démodulateur CD_2 , en amont, introduisant chacun un retard statique D_2 différent de D_1 . CM_2 ajoute de plus à D_2 un retard d'amplitude inférieure à la demi-longueur d'onde de la source S_2 et dépendant du signal $s_2(t)$ qui sera ainsi récupéré par détection quadratique d'une modulation d'intensité en sortie de CD_2 . Ce principe de codage permet de transmettre dans les deux sens et simultanément des signaux dans les mêmes bandes de fréquence avec des taux de diaphonie très faibles [6]. Une réalisation en optique intégrée sur Niobate de Lithium en est présentée au paragraphe 1.4.5.

1.2.4 Sécurité des systèmes de communication par modulation de cohérence

Contrairement aux systèmes basés sur une modulation d'intensité qui sont intrinsèquement vulnérables à toute "mise sur écoute", le fond continu de puissance uniquement détectable en sortie d'un modulateur de cohérence (cf. expression (1.9)) est très intéressant du point de vue de la confidentialité des communications. Dans un système de communication par modulation

de cohérence, seul un interféromètre de démodulation accordé sur le même retard optique que le modulateur utilisé peut apparemment décoder le signal transmis.

Il a été démontré récemment qu'il est possible de décoder le signal sans aucun interféromètre de démodulation [7]. Il suffit pour ce faire de détecter la modulation du spectre cannelé qui accompagne intrinsèquement la modulation du retard optique introduit par l'interféromètre de codage. Il n'est même pas nécessaire de procéder à une analyse spectrale complète de la lumière transmise, un filtre spectral suffit à détecter tout décalage des pics du spectre cannelé. Cette technique purement passive de détection est donc valide même à des débits élevés qui rendraient impossible toute analyse spectrale complète.

Nous avons vu que lorsqu'un interféromètre à deux ondes introduit un retard optique supérieur à la longueur de cohérence de la source de longueur d'onde λ_0 à spectre large employée, la densité spectrale de puissance de la lumière transmise présente une allure de spectre cannelé (cf. expression (1.2)) dont la période est directement liée au retard optique introduit par le modulateur. Toute incrémentation de $\pm\lambda_0/2$ du retard, par l'intermédiaire de la modulation de phase permettant d'imprimer le signal à transmettre sur le faisceau optique, se traduit par un décalage des maxima du spectre cannelé d'une demi-période, c'est à dire par une interversion des maxima et minima du spectre. Un filtre en longueur d'onde, dont la bande passante est équivalente à la largeur des pics du spectre cannelé, placé sur la ligne de transmission transmet donc une intensité variable avec la position des pics et permet donc de décoder le signal transmis.

Cependant une méthode relativement simple a récemment été proposée afin d'assurer la confidentialité des communications par modulation de cohérence [8]. Elle repose sur le principe même de la modulation de cohérence utilisant des interféromètres à deux ondes introduisant des retards optiques statiques accordés, afin de replacer en situation d'interférence des paquets d'onde ayant parcouru le même chemin optique. En effet, ceci est encore valable avec des retards optiques variables dans le temps à la condition expresse qu'ils soient soumis aux mêmes variations temporelles. Si l'on module donc le retard optique non seulement par le signal à coder mais également par un signal "clef", un système d'écoute utilisant un filtre en longueur d'onde détectera la superposition du signal utile et de la clef, c'est à dire un signal

crypté qui lui sera "incompréhensible". Le récepteur quant à lui applique le même signal "clef" au démodulateur de cohérence ce qui permet le décodage et le décryptage du signal utile (Figure 1.10). Bien entendu les signaux clefs de cryptage et décryptage appliqués au modulateur et au démodulateur doivent être synchronisés pour que cette méthode fonctionne. Il est également envisageable d'avoir recours à des séquences pseudoaléatoires transmises de l'émetteur au récepteur par cryptage quantique mais ces considérations dépassent le cadre de cet ouvrage.

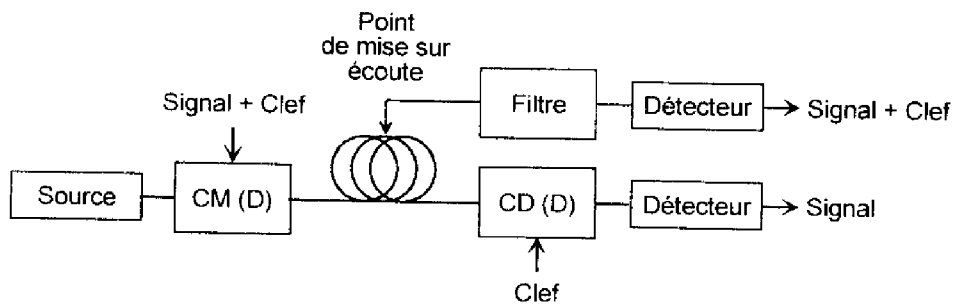


Figure 1.10 Modulation de cohérence à clé de cryptage

1.3 Dispositifs optiques massifs pour modulation et multiplexage de cohérence

1.3.1 Interférométrie à grande différence de marche en lumière blanche

Les premières expériences de transmission en modulation de cohérence ont été proposées et réalisées par P.Cielo et C.Delisle dans les années 70 [1], [9]. Le système représenté Figure 1.11 permet la transmission par multiplexage de cohérence de deux signaux. Il se compose de trois interféromètres de Michelson. Les deux premiers jouent le rôle de multiplexeurs actifs et sont munis d'un miroir monté sur cale piézoélectrique. Les retards qu'ils introduisent, supérieurs à la longueur de cohérence de la source de lumière blanche utilisée, peuvent ainsi être légèrement modulés. Les signaux à transmettre sont appliqués sous forme de tensions électriques sur les électrodes des cales piézoélectriques. Le troisième interféromètre, passif et accordable, est utilisé comme démultiplexeur permettant le décodage, au choix, de l'un des deux signaux selon

le retard optique qu'il introduit . Les tensions de commande de ce système sont de 12V et sa bande passante est de quelques kiloHertz.

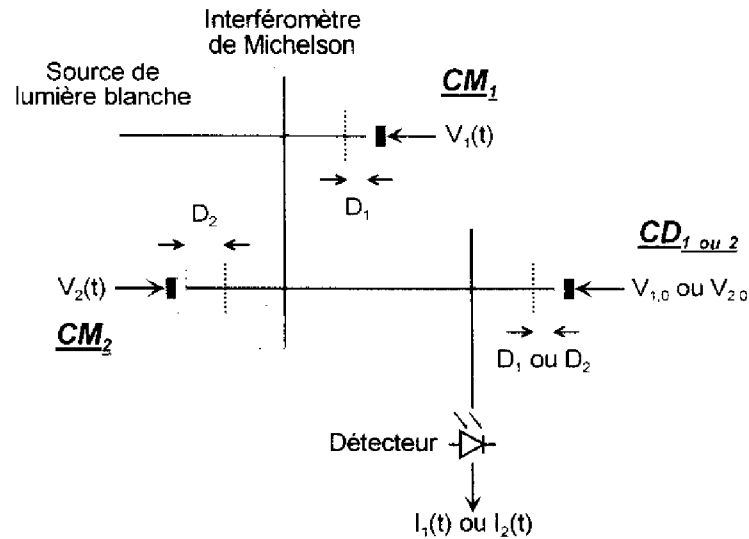


Figure 1.11 Transmission de deux signaux par multiplexage de cohérence en lumière blanche

1.3.2 Multiplexage de cohérence à base de modulateurs électrooptiques massifs

Pour augmenter la bande passante de ces chaînes de transmission et les adapter aux exigences des télécommunications modernes par fibre optique, des architectures de multiplexage associant des lames hautement biréfringentes (quartz et calcite) et des modulateurs électrooptiques faiblement biréfringents ont ensuite été développées .

La biréfringence est une forme d'anisotropie optique des matériaux cristallins dits uniaxes. Ces matériaux présentent deux directions privilégiées de propagation de la lumière auxquelles sont associés des indices de réfraction différents appelés indices ordinaire et extraordinaire. Cette notion sera détaillée ultérieurement dans cet ouvrage.

Les axes lents et rapides de la lame biréfringente sont alignés parallèlement à ceux du modulateur et orientés à 45° des directions privilégiées des polariseurs d'entrée et de sortie. Une telle configuration (Figure 1.12) réalise un interféromètre à deux ondes, interféromètre à polarisation. Chacun des bras correspond à l'une des directions de polarisation définies par les

lignes neutres des cristaux biréfringents. Cet interféromètre à polarisation est capable de générer d'importants retards optiques.

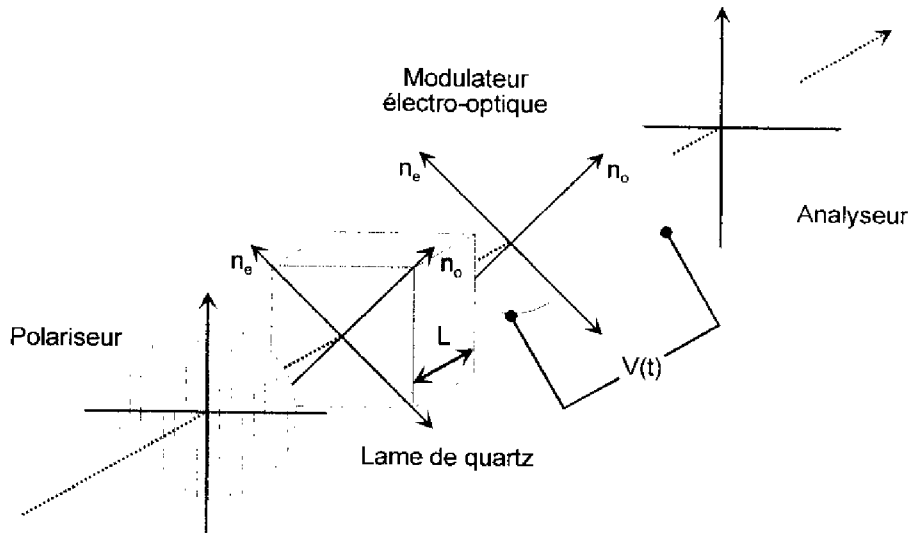


Figure 1.12 Modulateur de cohérence massif

Ce modulateur de cohérence massif est constitué de quatre éléments :

- Un polariseur permettant d'obtenir une onde incidente polarisée rectilignement selon une direction choisie.
- Une lame fortement biréfringente en quartz ou en calcite, d'épaisseur L , dont les lignes neutres sont orientées à 45° de la direction de polarisation du faisceau incident. Cette lame introduit un retard optique $D_0 = (n_e - n_o)L$ entre les trains d'onde se propageant sur chacune de ses lignes neutres auxquelles sont associés les indices ordinaire n_o et extraordinaire n_e .
- Un modulateur électrooptique d'ADP (Ammonium Dihydrogène Phosphate, $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$) dont les lignes neutres sont également orientées à 45° de la direction du polariseur d'entrée. Par effet électrooptique (détaillé ultérieurement), ce modulateur introduit entre les ondes se propageant sur ses lignes neutres un retard optique variable $D_v(t)$ proportionnel à la tension de commande $V(t)$ qui lui est appliquée.
- Un polariseur-analyseur orienté parallèlement au polariseur d'entrée recombine les polarisations des deux trains d'ondes dans un même plan.

Le retard total introduit entre les deux trains d'onde est $D_0 + D_v(t)$, $D_v(t)$ étant compris entre $-\lambda/4$ et $+\lambda/4$ afin de travailler en régime linéaire de modulation. L'information $V(t)$ est codée dans les positions respectives des différents trains d'onde.

Le démodulateur se compose d'une lame hautement biréfringente, identique à celle utilisée dans le modulateur, placée entre deux polariseurs orientés à 45° de ses lignes neutres. Le retard optique fixe introduit à la détection doit être supérieur de $\lambda/4$ au retard optique statique introduit à l'émission afin de réaliser une détection linéaire. Les trains d'onde traversant ce système sont dédoublés et placés en situation d'interférer, on repasse d'un signal modulé en retard optique à un signal modulé en intensité.

Dès le début des années 80 de tels systèmes ont permis de réaliser une chaîne de transmission multiplexée par modulation électrooptique de cohérence. Une architecture série fonctionnant en lumière blanche a ainsi permis de transmettre sur quelques dizaines de mètres deux canaux de télévision [10]. Cette architecture a ensuite été adaptée aux longueurs d'onde infrarouges correspondant aux fenêtres de transmission des fibres en silice, c'est à dire 0.8 et 1.3 μm . Deux canaux TV ont ainsi été transmis sur 1 km de fibre multimode avec -40 dB de diaphonie [11]. Une architecture parallèle de transmission de deux canaux TV couleur a également été développée ultérieurement [3].

1.3.3 Liaison bidirectionnelle à une seule source et modulation mixte

Une liaison bidirectionnelle par multiplexage de cohérence utilisant une seule source a également été réalisée en optique massive [12]. Dans cette configuration plus particulière, la voie descendante est codée par modulation de cohérence tandis que le canal remontant est codé par simple modulation d'intensité.

A l'émission, le faisceau issu d'une diode laser multimode émettant à 810 nm, de longueur de cohérence 330 μm , traverse un modulateur de cohérence massif CM_1 dont la lame de quartz introduit un retard statique $D_1 = 860 \mu\text{m}$. Le modulateur électrooptique d'ADP, piloté par le signal de modulation $s_1(t)$, génère un retard variable de l'ordre de la demi-longueur d'onde. Après propagation dans une fibre multimode, le signal $s_1(t)$ est décodé par un démodulateur de cohérence massif CD_1 , introduisant le même retard fixe D_1 , suivi d'un détecteur quadratique.

Avant cet étage de démodulation de cohérence une partie de l'énergie lumineuse, d'intensité constante (cf. expression (1.9)), est prélevée par un coupleur et dirigée vers un système de modulation d'intensité et de renvoi constitué d'un modulateur électrooptique d'ADP placé entre un polariseur et un miroir. Ce modulateur d'intensité IM_2 est piloté par le signal de retour $s_2(t)$ et, à l'autre extrémité de la liaison, une simple détection de l'énergie lumineuse modulée permet de retrouver le signal $s_2(t)$.

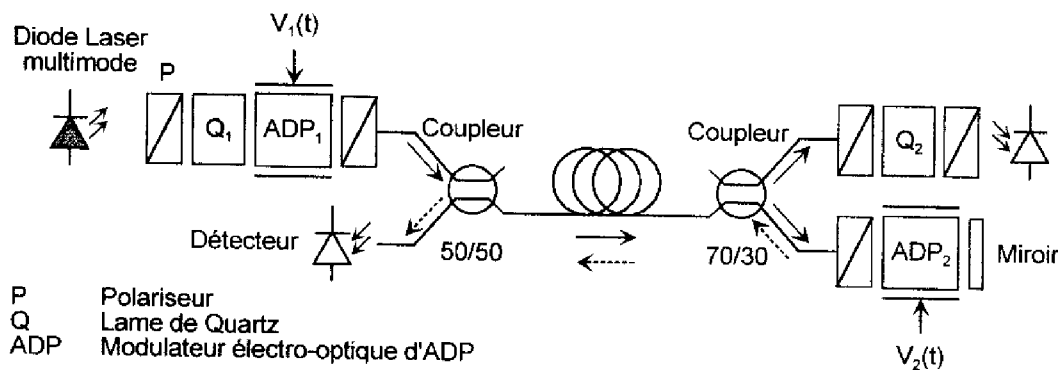


Figure 1.13 Synoptique d'une liaison bidirectionnelle par modulation de cohérence et modulation d'intensité employant une seule source

Ce dispositif a permis de transmettre simultanément deux signaux vidéo en bande de base (6 MHz), avec des taux de diaphonie de l'ordre de -30 dB.

Dans tous ces systèmes les tensions de commande des modulateurs électrooptiques massifs sont de l'ordre de 200 V et les bandes passantes d'environ 6 MHz, également limitées par l'électronique de commande. Les modulateurs de cohérence massifs, du fait de leurs tensions de commande élevées, leur encombrement et leur incompatibilité avec les systèmes fibrés, limitaient les performances et le développement des systèmes de transmission en multiplexage par modulation électrooptique de cohérence.

1.4 Dispositifs optiques intégrés pour modulation et multiplexage de cohérence

1.4.1 Optique intégrée sur Niobate de Lithium

Les liaisons multiplexées en cohérence réalisées en optique massive ont prouvé la faisabilité et l'intérêt de la modulation de cohérence appliquée à la transmission de signaux mais souffrent des défauts inhérents aux composants massifs. L'encombrement trop important et la grande sensibilité aux perturbations mécaniques interdisent la transposition en l'état de tels systèmes aux télécommunications. De plus les tensions de commande des modulateurs électrooptiques massifs en ADP, KDP (Potassium Dihydrogène Phosphate, KH_2PO_4) ou LiNbO_3 (Niobate de Lithium) sont de plusieurs centaines de Volts, nécessitent donc une électronique peu compatible avec les exigences des réseaux de télécommunications modernes et limitent les bandes passantes des systèmes.

L'optique intégrée propose des composants actifs et passifs, monolithiques et fibrés qui permettent de résoudre les problèmes liés à l'encombrement et à la sensibilité aux perturbations mécaniques. Le confinement important des faisceaux lumineux dans les guides d'onde se traduit de plus par une diminution des tensions de commande d'un facteur dix à cent. Enfin il est possible de réaliser des composants fonctionnant à 1.3 ou 1.55 μm , fenêtres privilégiées des réseaux de télécommunications par fibre optique.

Le Niobate de Lithium (LiNbO_3) est un matériau bien adapté à la réalisation de composants intégrés actifs. Il est transparent à 1.3 et 1.55 μm , présente des coefficients électrooptiques élevés (de l'ordre de 10^{-12} - 10^{-11} m.V^{-1}), autorisant donc l'utilisation de faibles tensions de commande, ainsi qu'une forte biréfringence ($n_o - n_e = 0.083$ à 1.3 μm) qui permet l'introduction de retards optiques importants par des composants de faible longueur.

Le multiplexage de cohérence nécessitant l'utilisation de dispositifs capables de générer des retards optiques de quelques dizaines de microns à quelques dizaines de millimètres, selon la longueur de cohérence des sources employées, différentes approches ont été explorées afin de réaliser un modulateur de cohérence à grand retard en optique intégrée sur Niobate de Lithium.

1.4.2 Modulateur hautement biréfringent

Le premier type de modulateur de cohérence intégré développé est un modulateur biréfringent générant des retards optiques de $800 \mu\text{m}$ pour un centimètre de propagation guidée [13]. Il s'agit d'un simple guide rectiligne réalisé par diffusion de Titane dans un substrat de Niobate de Lithium de coupe Y en propagation X. Il fonctionne comme un interféromètre à polarisation et, tout comme ses ancêtres réalisés en optique massive, nécessite l'utilisation de polariseurs en entrée et en sortie.

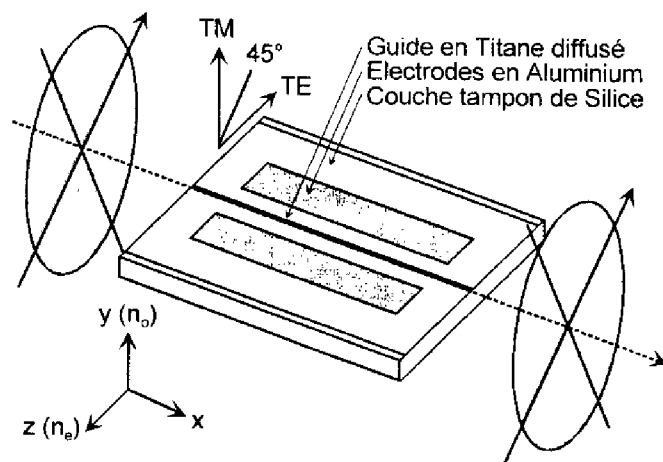


Figure 1.14 Modulateur de cohérence biréfringent intégré en LiNbO_3 de coupe Y en propagation X

Un polariseur orienté à 45° des axes principaux du cristal, placé à l'entrée du modulateur, projette le champ électrique du faisceau lumineux suivant les axes cristallographiques Z et Y du Niobate de Lithium. La lumière polarisée suivant le mode TE (selon l'axe Z) se propage dans le guide avec un indice effectif proche de l'indice extraordinaire de LiNbO_3 , n_e , tandis que celle polarisée suivant le mode TM (selon l'axe Y) se propage avec un indice effectif proche de l'indice ordinaire de LiNbO_3 , n_o . A la sortie du modulateur, de longueur L , un second polariseur, placé à 45° des axes Y et Z, recombine les deux modes perpendiculaires TE et TM. Entre les deux paquets d'onde est ainsi introduite une différence de marche optique égale, en première approximation, au produit de la biréfringence de LiNbO_3 par la longueur de propagation dans le guide : $D_0 = (n_e - n_o)L$. Une modulation de phase supplémentaire est imprimée par le biais d'un champ électrique orienté suivant Z obtenu par application d'une

tension de modulation aux bornes de deux électrodes coplanaires placées en surface du composant.

Ce composant fonctionne avec une tension de commande de 6.5 V et une bande passante de 650 MHz à comparer aux 200 V et 6 MHz de son équivalent massif utilisé dans les systèmes décrits précédemment.

1.4.3 Modulateur de cohérence à électrodes à ondes progressives

Une évolution significative a consisté en la réalisation d'un modulateur de cohérence intégré capable d'introduire un retard optique supérieur au millimètre avec une faible tension de commande et une bande passante de plusieurs GigaHertz [14].

Ce composant fonctionne comme un interféromètre à polarisation selon le même principe que le précédent. Cependant il comporte un guide optique obtenu par diffusion de Titane dans un cristal de Niobate de Lithium de coupe Z en propagation Y. A cause de la coupe Z du substrat, une couche tampon de silice doit être déposée sur le composant avant réalisation des électrodes afin d'éviter les pertes par atténuation optique du mode TM. De plus cette couche de SiO_2 permet de réduire l'écart existant entre la vitesse de propagation de l'onde optique se propageant dans le guide et celle de l'onde radiofréquence appliquée aux électrodes ce qui améliore la réponse fréquentielle du composant. La bande passante est encore augmentée par l'utilisation d'impédances adaptées et d'électrodes épaisses réalisées dans une structure d'électrodes à ondes progressives.

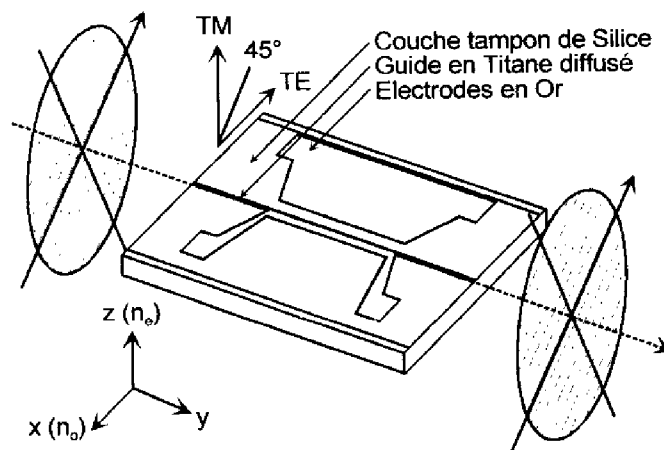


Figure 1.15 Modulateur de cohérence à électrodes à ondes progressives

Ce modulateur présente une tension de commande relativement élevée de 13 V mais fonctionne jusqu'à 10 GHz ce qui ouvre la voie aux transmissions optiques microondes utilisant le multiplexage par modulation de cohérence. Une liaison à deux canaux multiplexés utilisant deux modulateurs microondes de ce type a été testée sur une distance de 30 km avec une diaphonie inférieure à -30 dB.

Chaque modulateur biréfringent intégré devant être placé entre polariseurs, une liaison multiplexée fonctionnant par modulation de cohérence utilisant ce type de composant nécessite autant de cristaux, sur lesquels est intégré un modulateur, qu'il y a de multiplexeurs. L'étape suivante de l'intégration consiste donc en la réalisation d'un composant tel que sur un même substrat de LiNbO_3 soient intégrables plusieurs modulateurs de cohérence.

1.4.4 Interféromètre de Mach-Zehnder intégré

Une solution au problème de l'intégration de plusieurs modulateurs sur un même substrat consiste en l'utilisation du concept d'interféromètre à division d'onde utilisé en début de ce chapitre pour introduire le principe général de la modulation de cohérence. Au contraire d'un interféromètre à polarisation, cette solution ne nécessite pas l'utilisation de polariseurs entre chaque multiplexeur. Un interféromètre de Mach-Zehnder capable d'introduire une différence de marche de plusieurs centaines de microns a ainsi été réalisé.

Ce composant est intégré sur un substrat de LiNbO_3 de coupe Z en propagation Y. Il s'agit d'un interféromètre de Mach-Zehnder symétrique dont les deux bras sont de même longueur. La différence de marche optique est introduite par un accroissement local de l'indice extraordinaire du Niobate de Lithium dans l'un des deux bras de l'interféromètre. Cette modification des indices de réfraction du matériau est obtenue par échange protonique, procédé chimique qui consiste en une réaction de substitution des ions Li^+ de la surface du LiNbO_3 par des protons H^+ d'une source acide. Un nouveau composé cristallin de stoechiométrie différente de celle du substrat est ainsi créé localement en surface de ce dernier. L'indice extraordinaire du Niobate de Lithium s'en trouve fortement augmenté alors que l'indice ordinaire diminue légèrement. Ce composant fonctionne suivant la polarisation TM car les

conditions de guidage pour le mode TE ne sont plus respectées dans la zone où a été effectué l'échange protonique [15].

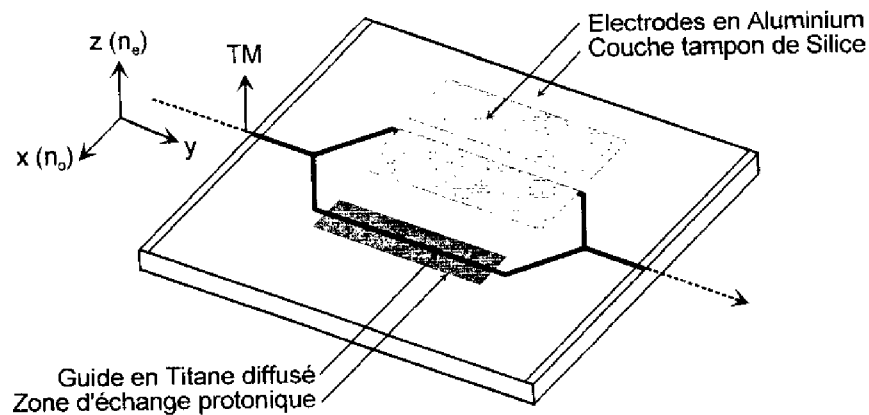


Figure 1.16 Interféromètre de Mach-Zehnder déséquilibré par échange protonique

Une onde polarisée suivant le mode TM se propage dans le premier bras de l'interféromètre avec un indice effectif proche de l'indice de réfraction extraordinaire de LiNbO_3 . Dans le second bras, traité par échange protonique, l'onde se propage avec un indice effectif supérieur à l'indice extraordinaire du cristal. La différence de marche introduite est donc égale au produit de la longueur de la zone d'échange protonique par l'accroissement d'indice ainsi créé. La modulation de phase supplémentaire permettant de coder le signal est imprimée par le biais d'un champ électrique appliqué suivant l'axe cristallographique Z du substrat entre deux électrodes coplanaires. Ce composant fonctionne à $1.3 \mu\text{m}$ avec une tension de commande de 15 V, il introduit un retard optique de $490 \mu\text{m}$ pour 6 mm de zone traitée par échange protonique. Plusieurs interféromètres de ce type peuvent être intégrés sur un même substrat et disposés selon une architecture série ou parallèle.

Le fonctionnement des composants décrits jusqu'à présent n'est pas indépendant de la polarisation du faisceau lumineux les traversant. Ils nécessitent l'utilisation de dispositifs de contrôle et/ou de maintien de la polarisation tels que polariseurs ou fibres à maintien de polarisation. Or l'un des critères majeurs de fiabilité des liaisons par fibre optique réside dans la sensibilité aux perturbations provoquées par les fluctuations de l'état de polarisation de la lumière lors de la propagation sur fibre. Les télécommunications optiques utilisent

principalement des fibres monomodes de silice à coeur circulaire et les perturbations de types mécanique ou thermique, inévitables sur des kilomètres de ligne de transmission, perturbent considérablement l'état de polarisation le long de ces fibres. C'est pourquoi il est essentiel de concevoir des composants dont le fonctionnement soit indépendant de l'état de polarisation de la lumière se propageant dans les fibres optiques.

1.4.5 Interféromètre de Mach-Zehnder déséquilibré

Une solution pour réaliser un modulateur de cohérence intégré indépendant de la polarisation est basée sur l'intégration d'un interféromètre de Mach-Zehnder déséquilibré sur Niobate de Lithium en propagation Z. La différence de marche optique est introduite géométriquement par allongement de l'un des bras de l'interféromètre. L'indice de réfraction vu par les modes TE et TM est en première approximation l'indice ordinaire de LiNbO_3 et la différence de marche optique générée est proportionnelle à la différence de longueur géométrique existant entre les deux bras de l'interféromètre et peut atteindre plusieurs centaines de microns. L'application d'un champ électrique suivant l'axe cristallographique Y conduit à une modulation de phase de même amplitude pour chaque mode et permet donc d'imprimer l'information électrique sur le faisceau lumineux sans contrôle de la polarisation en entrée ou en sortie du modulateur [16].

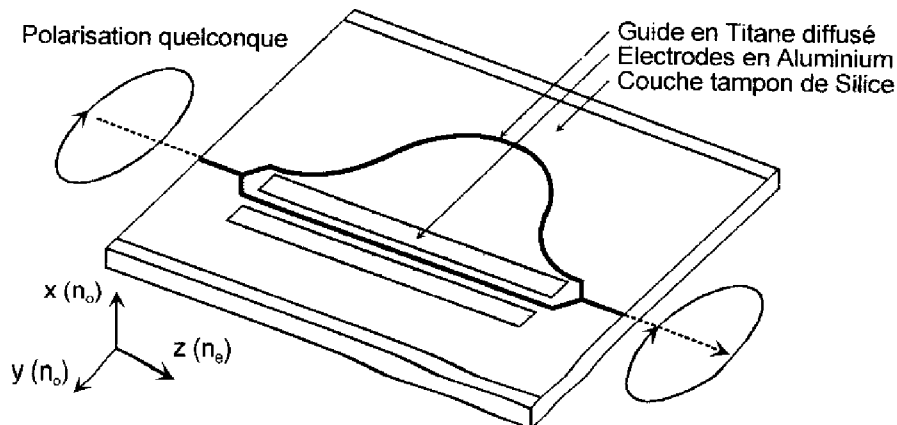


Figure 1.17 Interféromètre de Mach-Zehnder déséquilibré géométriquement

Ce composant joue le rôle d'étage de modulation ou de démodulation d'une liaison bidirectionnelle par multiplexage de cohérence à architecture parallèle (décrite au paragraphe 1.2.3). Cette liaison fonctionne à $1.3 \mu\text{m}$ pour des applications dans les réseaux locaux de

télécommunications optiques dont les distances de transmission sont de quelques kilomètres à quelques dizaines de kilomètres avec des débits de plusieurs dizaines de Mégabits par seconde, typiquement 20 Mbits.s^{-1} .

L'intégration de cette liaison bidirectionnelle a été poussée jusqu'à la réalisation d'un double modulateur/démodulateur de cohérence intégré. Ce composant monolithique se compose de deux interféromètres de Mach-Zehnder déséquilibrés reliés par une jonction Y. Les deux modulateurs en parallèle introduisent des retards optiques respectifs de $80 \text{ }\mu\text{m}$ et $130 \text{ }\mu\text{m}$ avec des pertes par courbures de l'ordre de 1 dB . La modulation par effet électro-optique est caractérisée par des tensions de commande de 15 V et des bandes passantes d'environ 100 MHz . Chaque interféromètre de ce composant peut fonctionner aussi bien comme modulateur que comme démodulateur de cohérence [17].

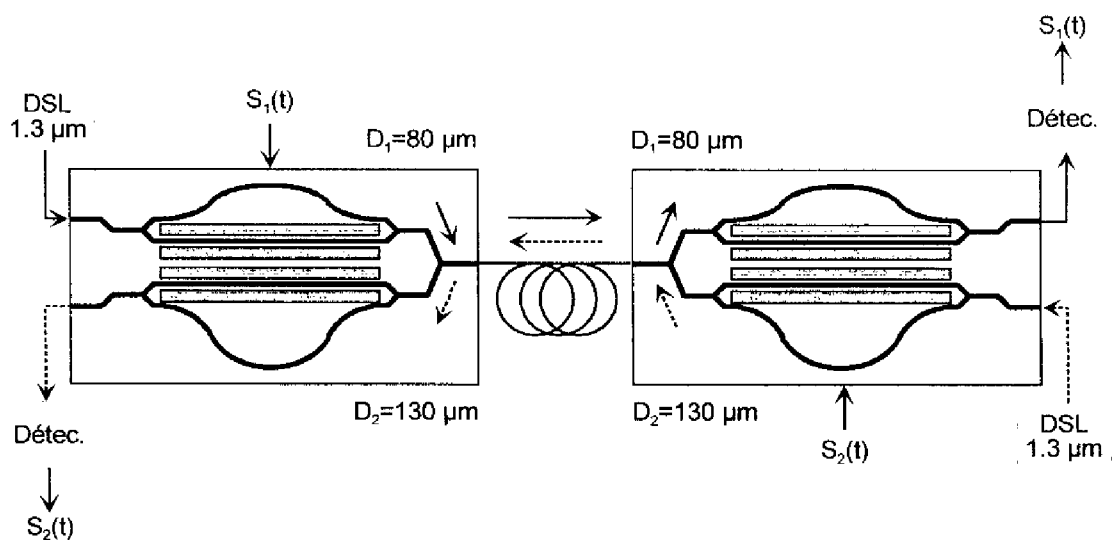


Figure 1.18 Liaison bidirectionnelle à doubles modulateurs/démodulateurs de cohérence intégrés

Chaque canal de transmission fonctionne sur la base du retard optique statique introduit par l'un des interféromètres intégrés. La lumière issue d'une diode superluminescente émettant à $1.3 \text{ }\mu\text{m}$ est injectée par une fibre monomode de silice à coeur circulaire dans le premier modulateur de cohérence CM_1 . Ce dernier introduit un retard statique D_1 de $80 \text{ }\mu\text{m}$ modulé par le signal électrique à transmettre. Le coupleur à jonction Y intégré permet de coupler l'énergie de sortie de l'interféromètre à une fibre monomode de transmission. A l'autre extrémité de la fibre un composant identique au premier permet de démoduler le signal autour du retard

moyen D_1 . Une fibre multimode relie la sortie de ce démodulateur CD_1 à un détecteur. Le canal de retour est identique au canal aller à ceci près qu'il met en jeu les seconds modulateurs de cohérence intégrés en parallèle qui génèrent un retard statique D_2 de 130 μm .

Le fonctionnement de l'ensemble est quasiment insensible aux rotations aléatoires de polarisation pouvant intervenir lors de la transmission sur la fibre monomode. Une telle configuration peut être utilisée dans les réseaux de type FTTH (*Fiber to the Home*) reliant un abonné à un central sur de courtes distances avec des débits relativement faibles. Un taux d'erreur de transmission de 10^{-9} a été obtenu avec un débit de 25 Mbit.s^{-1} dans les deux directions de propagation, les sources lumineuses étant des diodes électroluminescentes de puissance.

Le Tableau 1.2 permet de comparer les différents modulateurs de cohérence, massifs et intégrés, présentés dans ce chapitre et de constater l'évolution de leurs performances ainsi que celle de leur niveau d'intégration (e.o.p signifie électrodes à onde progressive)

	Modulateur massif	Modulateur biréfringent	Mach-Zehnder intégré	Mach-Zehnder déséquilibré
Séparation de l'onde	Projection TE,TM	Projection TE,TM	1 ^{ère} Jonction Y	1 ^{ère} Jonction Y
Retard optique fixe	Biréfringence de la lame de quartz	Biréfringence du composant	Zone d'échange protonique	Déséquilibre géométrique
Modulation du retard	Effet électro-optique	Effet électro-optique	Effet électro-optique	Effet électro-optique
Recombinaison de l'onde	Polariseur	Polariseur	2 ^{ème} Jonction Y	2 ^{ème} Jonction Y
Nombre de composants	4	3	1	1
Longueur	200 mm	20 mm	15 mm	20 mm
Tension de commande	200 V	6.5 V 13 V (e.o.p)	15 V	15 V
Bande passante	6 MHz	650 MHz 10 GHz (e.o.p)	-	100 MHz

Tableau 1.2 Comparaison de différents types de modulateurs de cohérence

1.5 Interfaçage et multiplexage d'un réseau de capteurs

1.5.1 Réseaux de multicapteurs

La modulation de cohérence apparaît donc comme une technique intéressante de codage et de multiplexage de l'information pouvant se substituer avantageusement aux méthodes plus classiques de multiplexage temporel - TDM (*Time Division Multiplexing*) dans laquelle chaque canal se voit attribuer une certaine plage temporelle de transmission - et de multiplexage en longueur d'onde - WDM (*Wavelength Division Multiplexing*) dans laquelle chaque canal est associé à une longueur d'onde propre. Les applications de la modulation de cohérence que nous avons d'ailleurs examinées jusqu'à présent ressortent des télécommunications par voie optique qui sont essentiellement réalisées par TDM et WDM.

Bien qu'il ait même été envisagé d'utiliser le multiplexage par modulation de cohérence pour les communications entre processeurs dans les ordinateurs parallèles [18], l'interfaçage de capteurs disposés en réseau est une application dans laquelle la modulation de cohérence démontre l'ensemble de ses qualités [19], [5], [20].

Les réseaux de capteurs sont appelés à se développer de plus en plus dans les secteurs automobile, domotique et aéronautique. Les points de mesure devenant de plus en plus nombreux, les capteurs doivent devenir de véritables microsystèmes, si possible énergétiquement autonomes, capables de s'insérer dans des réseaux de transmission reliés à des centrale de mesure vers lesquelles sont acheminées les différentes mesures et où sont rassemblés les organes de traitement et de décision.

1.5.2 Démonstrateur du GDR Microsystèmes

L'un des thèmes du Groupement de Recherche "Microsystèmes" du Centre National de la Recherche Scientifique consistait en la réalisation d'un démonstrateur associant optique intégrée et microcapteurs, optoalimentés ou autogénérateurs, afin de montrer la faisabilité d'un réseau de multicapteurs interfacés entre eux par voie optique, insensible aux perturbations électromagnétiques. L'une des originalités de cette étude résidait dans la démonstration de la possibilité d'effectuer un multiplexage optique des données et d'en assurer le déport, sur fibre

optique, vers une centrale de mesure unique permettant d'interroger à distance un capteur donné parmi ceux répartis sur le réseau.

Les grandes lignes du programme de recherche poursuivi furent les suivantes :

- Démonstration de la possibilité d'interfacer des capteurs optoalimentés ou autogénérateurs (c'est à dire capables de générer leurs propres signaux électriques sans apport d'énergie électrique extérieure comme les capteurs piézoélectriques, électrodynamiques, etc) à des composants optiques assurant la transformation du signal de sortie d'un capteur en une information optique.
 - Réalisation de tels composants optique sous forme intégrée, notamment sur substrat de Niobate de Lithium ou sur verre.
 - Mise en réseau de ces composants optiques intégrés pour effectuer optiquement le multiplexage et le démultiplexage des informations issues des différents capteurs présents dans le réseau.
 - Recherches sur des capteurs optiques ou non-optiques capables de fonctionner sans apport d'énergie électrique : capteurs autogénérateurs mettant en oeuvre des couches piézoélectriques ou des polymères spéciaux, capteurs optoalimentés capables de prélever une fraction de l'énergie lumineuse disponible sur la fibre optique afin de s'alimenter en énergie.
 - Recherches exploratoires sur les possibilités d'intégration sur substrats semiconducteurs des composants optiques utilisés pour effectuer les opérations de multiplexage optique.
- C'est dans cette dernière thématique que s'inscrit le travail présenté dans cet ouvrage.

La technique de modulation retenue est la modulation de cohérence pour les raisons suivantes :

- Utilisation d'une unique source lumineuse puissante à spectre large, telle qu'une diode superluminescente, afin d'alimenter l'ensemble du réseau.
- Réalisation en une seule et même opération de la modulation (réciproquement démodulation) et du multiplexage (réciproquement démultiplexage) du signal issu d'un capteur dans un unique composant d'optique intégrée.
- Nature purement optique de la méthode de codage de l'information.

Ce dernier point est particulièrement intéressant. En effet, la modulation de cohérence reposant sur l'introduction de retards optiques importants légèrement modulés autour d'une valeur moyenne par le signal à transmettre, les capteurs ne doivent pas nécessairement fournir un signal électrique au modulateur. Un capteur interfacé à un modulateur de cohérence doit donner à ce dernier un moyen de légèrement modifier la valeur de la différence de chemin optique, de la même façon qu'une lame cristalline introduite dans un interféromètre à deux ondes en optique massive.

On peut donc tout à fait imaginer d'intégrer le capteur et le modulateur en un seul et même composant ; le capteur, sensible aux variations d'un paramètre quelconque de son environnement retranscrivant directement ces variations sur la différence de chemin optique introduite par le modulateur. Par exemple, une couche de polymère sensible à la concentration d'un gaz subit des changements d'indice par absorption du gaz à détecter. Si ce polymère est déposé sur l'un des deux bras d'un interféromètre de Mach-Zehnder intégré, les modifications locales de son indice de réfraction se traduisent par des variations de l'indice effectif du mode fondamental se propageant dans ce bras et induisent donc un déphasage supplémentaire entre les deux bras de l'interféromètre.

1.5.3 Spécifications du démonstrateur

Le démonstrateur à deux voies envisagé (Figure 1.19) utilise une source unique, une diode superluminescente, délivrant typiquement une puissance de 0.5 mW (-3 dBm) à 1.3 μm avec une longueur de cohérence de l'ordre de 30 μm . La fenêtre de longueur d'onde à 1.3 μm présente l'avantage d'être dans le domaine de transparence de la plupart des matériaux de l'optique intégrée.

Bien que les fibres standards à coeur circulaire rendent le démonstrateur sensible aux rotations aléatoires de la polarisation, leur simplicité de mise en oeuvre, notamment dans le cadre d'un démonstrateur, a naturellement imposé leur utilisation comme ligne de transmission de l'information optique.

Les tensions de commande des dispositifs électrooptiques utilisés comme modulateurs de cohérence doivent être de l'ordre de 5 V, les bandes passantes devant être compatibles avec les fréquences de vibration des systèmes piézoélectriques, typiquement de 10 kHz.

Pour l'architecture à deux canaux retenue, le bilan de liaison intrinsèque est de -15 dB : 3 dB dus à la polarisation de la source, 3 dB perdus à chaque étage de modulation, 3 dB dans la jonction Y 50/50 et 3 dB perdus à la démodulation. La puissance source étant de -3 dBm et la puissance optique minimum nécessaire à la détection étant typiquement de -33 dBm, cela donne un bilan de liaison de -30 dB soit un excès de pertes autorisées de l'ordre de -15 dB réparties entre la fibre de transmission, les connecteurs et chaque composant optique intégré. Les pertes totales d'insertion par composant devraient donc être de l'ordre de -6 dB : 3 dB intrinsèques et 3 dB pour les connexions fibre-guide, pertes par propagation, par courbure, etc.

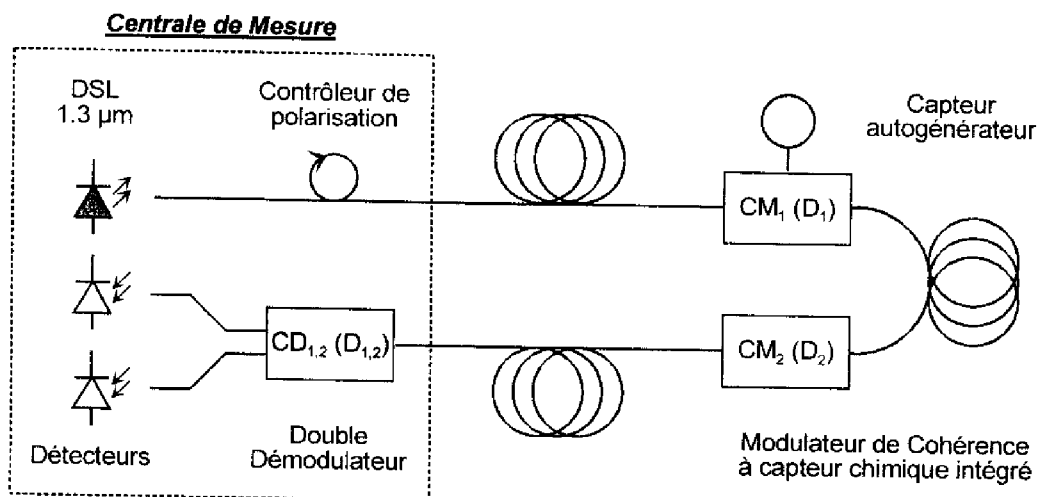


Figure 1.19 Synoptique de démonstrateur de réseau de capteurs multiplexés en cohérence

Les critères de diaphonie entre canaux imposent un rapport 3 entre les retards optiques associés aux deux canaux, la séquence retenue est donc 90 et 270 μm .

Cette architecture est prévue pour accueillir tous les types de modulateurs de cohérence possibles, réalisés aussi bien sur substrats de Niobate de Lithium, de verre ou de semiconducteurs.

Comme nous l'avons évoqué, notre participation à ce Groupement de Recherche "Microsystèmes" du CNRS, a consisté en des recherches exploratoires sur les possibilités de

réalisation de modulateurs de cohérence intégrés sur substrats semiconducteurs. De tels composants n'ayant jamais été réalisés, nous avons donc étudié la faisabilité de modulateurs de cohérence en semiconducteurs III-V, matériaux qui permettent la réalisation de composants électroniques, optiques et optoélectroniques, aussi bien actifs que passifs, et de sources émettrices de lumières sur un même substrat et donc avec un degré d'intégration inégalable.

Nos travaux ont été menés selon deux axes correspondant aux deux types d'interféromètres présentés précédemment : interféromètre à polarisation séparant un faisceau optique en deux polarisations orthogonales ayant des vitesses de propagation différentes, interféromètre à division d'onde séparant un faisceau optique entre deux bras présentant des chemins optiques différents. Nous avons donc envisagé la réalisation de deux types de modulateurs de cohérence intégrés en GaAlAs/GaAs sur substrat d'Arséniure de Gallium :

- Un modulateur hautement biréfringent, de principe identique à celui présenté au paragraphe 1.4.2, présentant une forte différence d'indices effectifs entre les deux modes fondamentaux de polarisations orthogonales pouvant s'y propager.

Les semiconducteurs III-V n'étant pas biréfringents (leur biréfringence naturelle est de l'ordre de 10^{-5} à comparer à celle du Niobate de Lithium qui est de 0.08) nous avons conçu une structure originale dont le coeur est une multicouche. Cet empilement de couches diélectriques de faibles épaisseurs donne naissance à une forme originale d'anisotropie artificielle appelée biréfringence de forme et dont l'ordre de grandeur est de 10^{-2} , identique à celui de la biréfringence naturelle de LiNbO_3 .

- Un interféromètre de Mach-Zehnder fortement déséquilibré, de principe identique à celui présenté au paragraphe 1.4.5, dont les deux bras présentent une différence de longueur de $30 \mu\text{m}$ se traduisant par une différence de chemin optique de $90 \mu\text{m}$.

Nous avons conçu une structure bidimensionnelle originale permettant de réduire les pertes par transition et par courbure dans les bras de l'interféromètre grâce à des tranchées, situées à l'extérieur des zones courbées, ayant une action compensatrice sur la déformation du profil des modes propagés.

Références bibliographiques

- [1] Delisle C. et P. Cielo, "*Application de la modulation spectrale à la transmission de l'information*", Canadian Journal of Physics, vol. **53**, pp. 1047-1053 (1975)
- [2] Born M. et E. Wolf, "*Principles of Optics*", Pergamon Press, 1959
- [3] Goedgebuer J.-P. et A. Hamel, "*Coherence Multiplexing Using a Parallel Array of Electrooptic Modulators and Multimode Semiconductor Lasers*", IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. **23**, no. 12, pp. 2224-2237 (1987)
- [4] Giovannini H., "*Le multiplexage de cohérence : principes et applications*", Ann. Phys. Fr., vol. **20**, pp. 655-663 (1995)
- [5] Bloetekjaer K., R.H. Wentworth et H.J. Shaw, "*Choosing Relative Optical Path Delays in Series-Topology Interferometric Sensor Arrays*", Journal of Lightwave Technology, vol. **5**, no. 2, pp. 229-235 (1987)
- [6] Goedgebuer J.P., A. Hamel, H. Porte et N. Butterlin, "*Analysis of Optical Crosstalk in Coherence Multiplexed Systems Employing a Short Coherence Laser Diode with Arbitrary Power Spectrum*", IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. **26**, no. 7, pp. 1217-1225 (1990)
- [7] Wacogne B. et D.A. Jackson, "*Security Vulnerability in Coherence Modulation Communication Systems*", IEEE Photonics Technology Letters, vol. **8**, no. 3, pp. 470-472 (1996)
- [8] Wacogne B. et D.A. Jackson, "*Enhanced Security in a Coherence Modulation System Using Optical Path Difference Corruption*", IEEE Photonics Technology Letters, vol. **8**, no. 7, pp. 947-949 (1996)
- [9] Cielo P. et C. Delisle, "*Multiplexage en communication optique par interférométrie à grande différence de marche en lumière blanche*", Canadian Journal of Physics, vol. **54**, pp. 2322-2331 (1976)
- [10] Goedgebuer J.P., J. Salcedo et J.-C. Vienot, "*Multiplex communication via electrooptic modulation of white light*", Optica Acta, vol. **29**, no. 4, pp. 471-477 (1982)
- [11] Goedgebuer J.-P., H. Porte et A. Hamel, "*Electrooptic Modulation of Multilongitudinal Mode Laser Diodes: Demonstration at 850 nm with Simultaneous Data Transmission by Coherence Multiplexing*", IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. **23**, no. 7, pp. 1135-1144 (1987)
- [12] Goedgebuer J.P., A. Hamel et H. Porte, "*Full Bidirectional Fiber Transmission Using Coherence-Modulated Lightwaves*", IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. **28**, no. 12, pp. 2685-2691 (1992)
- [13] Porte H., J.-P. Goedgebuer et R. Ferriere, "*An LiNbO₃ Integrated Coherence Modulator*", Journal of Lightwave Technology, vol. **10**, no. 6, pp. 760-766 (1992)
- [14] Gutiérrez-Martínez C., H. Porte et J.-P. Goedgebuer, "*Microwave integrated optics LiNbO₃ coherence modulator for high-speed optical communications*", Microwave and Optical Technology Letters, vol. **10**, no. 1, pp. 66-70 (1995)
- [15] Mollier P., H. Porte et J.P. Godgebuer, "*Proton exchanged imbalanced Ti:LiNbO₃ Mach-Zehnder modulator*", Applied Physics Letters, vol. **60**, no. 3, pp. 274-276 (1992)

- [16] Hauden J., H. Porte et J.-P. Goedgebuer, "*Quasi-Polarization-Independent Mach-Zehnder Coherence Modulator/Demodulator Integrated in Z-Propagating Lithium Niobate*", IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 30, no. 10, pp. 2325-2331 (1994)
- [17] Hauden J., H. Porte, J.-P. Goedgebuer, J. Abiven, C. Gibassier and C. Gutierrez-Martinez, "*Polarization Independent Bidirectional Fiber Link Using Coherence Multi/Demultiplexing LiNbO₃ Integrated Electrooptical Circuits*", Journal of Lightwave Technology, vol. 14, no. 7, pp. 1630-1638 (1996)
- [18] Chu K.W. et F.M. Dickey, "*Optical coherence multiplexing for interprocessor communications*", Optical Engineering, vol. 30, no. 3, pp. 337-344 (1991)
- [19] Brooks J.L., R.H. Wentworth, R.C. Youngquist, M. Tur, B.Y. Kim, et al., "*Coherence Multiplexing of Fiber-Optic Interferometric Sensors*", Journal of Lightwave Technology, vol. 3, no. 5, pp. 1062-1072 (1985)
- [20] Porte H., J.-P. Goedgebuer, W. Elflein, A. Terras, F. Ledeventec et N. Butterlin, "*Linear Phase Tracking in a Coherence Modulation Electrical Sensor System using Integrated LiNbO₃ Modulator/Demodulator*", IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 2, no. 2, pp. 319-325 (1996)

2. Optique intégrée en semiconducteurs III-V

2.1 Optique intégrée en Semiconducteurs	40
2.1.1 Circuits d'optique intégrée	40
2.1.2 Intégration monolithique et hybridation	40
2.2 Propriétés optiques des semiconducteurs III-V	42
2.2.1 Intérêt des semiconducteurs III-V pour l'optoélectronique	42
2.2.2 Composition et propriétés optiques	45
2.2.3 Modulation électrooptique	49
2.3 Guides d'onde optique	56
2.3.1 Guide trois couches	57
2.3.2 Guide bidimensionnel	63
2.4 Fabrication des composants	67
2.4.1 Enchaînement des opérations	68
2.4.2 Epitaxie par Jets Moléculaires	70
2.4.3 Photolithographie	72
2.4.4 Gravure ionique réactive	76
2.4.5 Dépôt de spin-on glass	77
2.4.6 Dépôts métalliques	78
2.4.7 Etapes finales	79
Références bibliographiques	81

2.1 Optique intégrée en Semiconducteurs

2.1.1 Circuits d'optique intégrée

Les différents dispositifs optiques existants, sources lumineuses, détecteurs, modulateurs et guides optiques, peuvent être assemblés et interconnectés en un circuit d'optique intégrée à la manière d'un circuit intégré électronique. Ceci se traduit par une réduction des dimensions, une augmentation de la densité, une simplification de l'assemblage et du conditionnement, une amélioration de la robustesse, une élimination des parasites, une augmentation de la vitesse de fonctionnement et souvent une diminution des coûts. L'optique intégrée en semiconducteurs tire parti des procédés de fabrication de masse de l'industrie des semiconducteurs pour réaliser de véritables microsystemes optiques intégrés sur une unique "puce".

Les possibilités de cette véritable "circuiterie" optoélectronique sont basées sur l'usage judicieux de structures de guides d'onde optique réalisées dans les mêmes matériaux semiconducteurs que les sources ou détecteurs. De tels circuits sont appelés Circuits Intégrés Photoniques (PICs *Photonic Integrated Circuits*), s'ils ne comportent que des composants optiques ou photoniques, ou Circuits Intégrés Optoélectroniques (OEICs *Optoelectronic Integrated Circuits*), s'ils incluent des parties électroniques ou une électronique de commande, bien que la distinction entre ces deux appellations ne soit pas toujours pertinente.

On distingue de plus l'intégration monolithique, dans laquelle tous les éléments d'un même circuit sont fabriqués à partir d'un unique substrat semiconducteur, de l'hybridation qui consiste en l'assemblage de parties d'origines diverses et/ou de matériaux différents. Cependant tous ces composants sont des dispositifs d'optique intégrée dans la mesure où les fonctions optiques sont réalisées *on-chip* et, par conséquent, essentiellement à base de guides d'onde intégrés.

2.1.2 Intégration monolithique et hybridation

L'intégration monolithique utilise la même approche que les circuits intégrés électroniques pour fabriquer tous les composants nécessaires au fonctionnement d'un circuit optoélectronique sur un unique substrat semiconducteur. Elle tire parti des techniques de fabrication de masse de la

microélectronique, notamment la photolithographie, pour fabriquer simultanément des composants robustes, insensibles aux vibrations ou au vieillissement et relativement faciles à conditionner. Cependant les techniques requises pour la fabrication d'éléments de nature différente sur une même plaquette peuvent être très complexes et posent bien souvent des problèmes d'isolation. Le choix des matériaux employés résulte ainsi souvent d'un compromis entre performance et complexité de fabrication.

L'hybridation quant à elle permet de choisir les matériaux les plus adaptés aux différentes fonctions à réaliser, par exemple GaAs pour un laser, Si pour la circuiterie, un polymère pour une structure mécanique ou chimique. Cette flexibilité représente un avantage important car les techniques de fabrication de chaque élément peuvent être simplifiées. Cependant Les opérations d'assemblage des différents éléments et de conditionnement peuvent devenir très complexes et onéreuses. De plus la robustesse et la durée de vie de tels composants ne sont pas aussi bonnes que celles des composants intégrés monolithiquement.

Aucune de ces deux approches ne saurait s'imposer d'elle-même et le choix entre intégration monolithique et hybridation est dicté par les fonctions visées, le cahier des charges du système et les conditions extérieures auxquelles il sera soumis. La Figure 2.1 représente ce que pourrait être un circuit optoélectronique comportant aussi bien des éléments intégrés qu'hybrides afin de réaliser une fonction complexe [1].

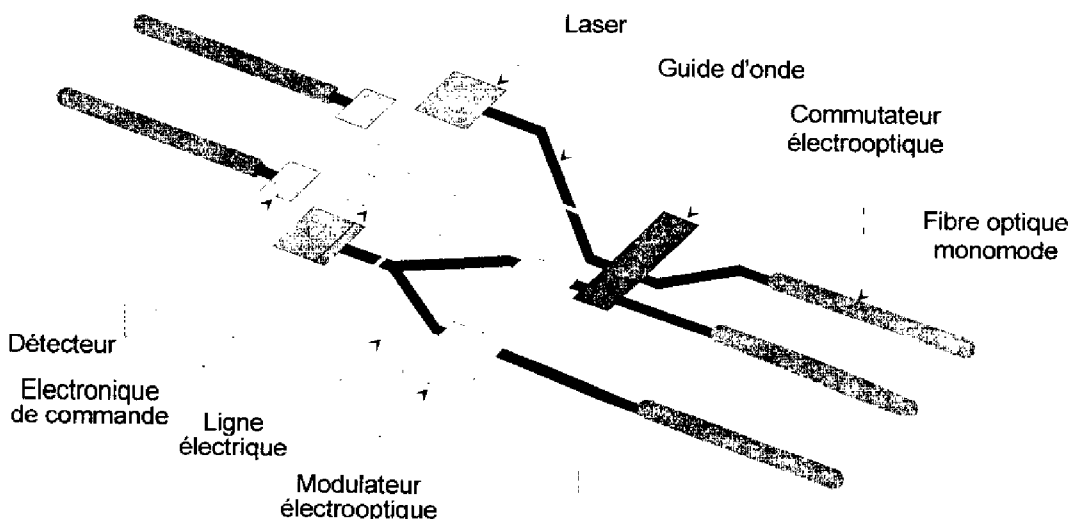


Figure 2.1 Circuit optoélectronique intégré en semiconducteurs

2.2 Propriétés optiques des semiconducteurs III-V

2.2.1 Intérêt des semiconducteurs III-V pour l'optoélectronique

Les semiconducteurs III-V constituent la famille de matériaux dominante de l'optoélectronique car ils comprennent une grande quantité de composés aux propriétés distinctes et variées. Bien que le Silicium ait démontré son utilité pour la réalisation de photodétecteurs et de composants passifs d'optique intégrée, les composés III-V ont l'avantage déterminant d'être capables d'émettre de la lumière efficacement et donc de permettre la réalisation de composants optiquement actifs tels que les lasers et les diodes électroluminescentes.

Les composés III-V, comme leur nom l'indique, sont des semiconducteurs constitués d'une combinaison d'éléments des colonnes III et V de la table périodique. Les composés binaires que sont l'Arséniure de Gallium (GaAs) et le Phosphure d'Indium (InP) forment la base de cette famille de matériaux et la plupart des autres composés III-V sont obtenus par croissance cristalline sur des substrats de GaAs ou d'InP. La très grande flexibilité de la famille III-V s'explique par la possibilité d'utiliser des composés ternaires ou quaternaires. Il s'agit de matériaux semiconducteurs cristallins constitués de trois ou quatre éléments dont les concentrations relatives peuvent être ajustées arbitrairement et indépendamment.

Ainsi $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ est un alliage ternaire dont la concentration relative en Aluminium peut varier entre $x = 0$ (GaAs) et $x = 1$ (AlAs), les atomes Al et Ga occupant des sites équivalents dans la maille de ce composé cristallin. Bien que le paramètre de maille de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ varie linéairement avec x , le désaccord de maille existant entre GaAs et AlAs n'excède pas 0.15% ce qui est exceptionnel et permet une croissance épitaxiale aisée de couches de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (avec x quelconque), de très bonne qualité cristalline, quasi-accordées en maille sur un substrat de GaAs. Cette propriété d'accord de maille est l'une des raisons du succès et de la popularité du système AlGaAs/GaAs dans les applications optoélectroniques. De plus, par variation de la fraction molaire d'Aluminium, il est possible de tirer parti des variations concomitantes des propriétés électriques et optiques de ces matériaux comme nous le verrons plus loin.

Les alliages quaternaires offrent un degré de liberté supplémentaire et d'ailleurs nécessaire à la résolution des problèmes d'accord de maille. Par exemple, dans $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_{1-y}\text{P}_y$

les rapports Indium/Gallium et Arsenic/Phosphore peuvent être ajustés indépendamment et ce matériau peut être accordé en maille au Phosphure d'Indium en choisissant des concentrations relatives de Gallium et d'Arsenic adéquates. Il ne s'agit que d'un simple exemple parmi les dizaines de possibilités envisagées par la recherche ou mises en oeuvre dans des applications.

Les composés III-V ont certes leurs limitations. Comparés au Silicium, ils sont difficiles à traiter et sont notamment délicats à manipuler à cause de leur plus grande fragilité. L'une des étapes fondamentales de la microélectronique sur Silicium, la croissance d'une couche de passivation en SiO_2 (Silice) et son élimination aisée et sélective, n'a pas de semblable dans le domaine des III-V. De plus les arséniures ne peuvent supporter de traitement à très hautes températures sans être encapsulés afin d'éviter les dégradations dues à l'évaporation en surface de l'un des composés de l'alliage. Enfin, et il ne s'agit pas du moindre frein à l'expansion de leurs domaines d'applications, les plaquettes de semiconducteurs III-V sont considérablement plus chères que les *wafers* de Silicium.

Cependant les variations de composition de ces alliages, obtenues par changement des taux x ou y , se traduisent par des variations de la largeur de leur bande interdite ainsi que de leur indice de réfraction. Il est ainsi possible de sélectionner les longueurs d'onde d'émission ou d'absorption ainsi que les autres propriétés optiques de ces matériaux en fonction de l'application envisagée et de son domaine de longueur d'onde. De plus la plupart des composés III-V possèdent d'importants coefficients électrooptiques facilitant la réalisation de modulateurs électrooptiques.

Le domaine de longueur d'onde détermine le choix des composés III-V dont l'utilisation est envisageable pour réaliser une application donnée. Le système AlGaAs/GaAs est certainement le plus connu et le plus abouti à ce jour puisqu'il a été développé dès les années 60 pour l'électronique rapide mais aussi pour l'optique et l'optoélectronique. Les lasers réalisés à partir de ces matériaux ont une longueur d'onde d'émission comprise entre 780 et 850 nm ; ils sont désormais disponibles en grandes quantités et à faibles coûts.

Les avancées des télécommunications à fibre optique ont fourni une impulsion décisive au développement de lasers à plus grandes longueurs d'onde et à l'usage du système InGaAsP

que l'on peut faire croître avec un accord de maille quasiment parfait sur substrat d'InP. Objet d'intenses recherches depuis les années 70, les lasers InGaAsP émettent dans le domaine de longueur d'onde 1.3-1.6 μm . Ce domaine renferme les deux longueurs d'onde d'intérêt des communications par fibre optique : 1.3 μm , longueur d'onde à laquelle la dispersion des fibres de silice est nulle et 1.55 μm pour laquelle l'absorption est minimale. Grâce aux degrés de libertés supplémentaires quant à la composition des alliages permis par l'usage de composés quaternaires, les domaines de paramètres de maille et de largeurs de bande interdite sont plus étendus que dans le cas de GaAlAs.

Un autre composé intéressant est InGaAs qui, de par le désaccord de maille existant entre GaAs et InAs, peut croître sous forme de couches contraintes sur substrat GaAs. Ce matériau présente une importante mobilité électronique et permet la réalisation de transistors fonctionnant à très hautes fréquences ainsi que de lasers. AlGaInP connaît lui aussi un développement considérable car il permet la réalisation de lasers opérant dans le visible, entre 600 et 700 nm. La Figure 2.2 fournit un résumé des longueurs d'onde "couvertes" par les plus importants des composés III-V, ternaires comme quaternaires [2].

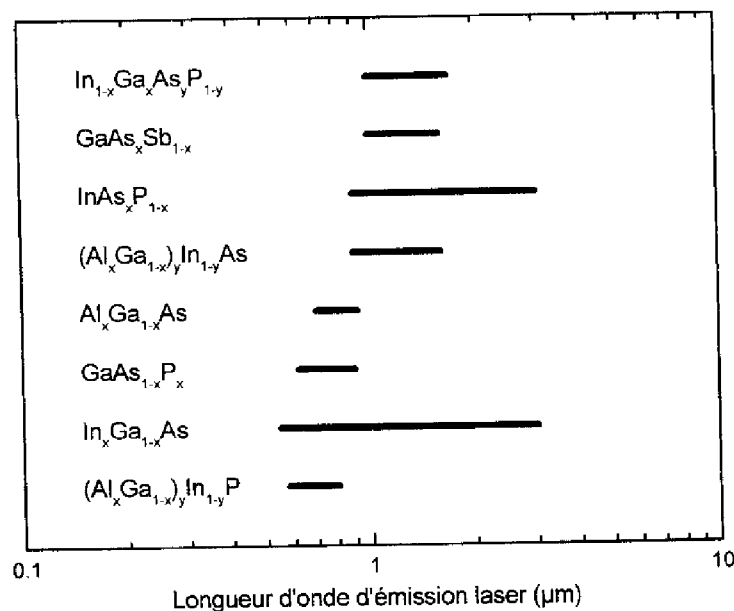


Figure 2.2 Domaines de longueurs d'onde des principaux composés III-V

2.2.2 Composition et propriétés optiques

Comme nous l'avons évoqué précédemment, les variations de composition des semiconducteurs III-V se traduisent par des variations de leur largeur de bande interdite et de leur indice de réfraction. La possibilité de pouvoir ajuster ces paramètres à des valeurs déterminées permet une grande flexibilité dans la conception de dispositifs optiques à semiconducteurs. Dans la suite de ce chapitre nous ne nous intéresserons plus qu'au système AlGaAs qui est celui que nous avons utilisé dans le travail présenté dans ce mémoire. De plus nous ne nous intéresserons pas aux propriétés semiconductrices proprement dites de ces matériaux mais à leurs propriétés optiques, essentiellement indice de réfraction et coefficient d'absorption. En effet nous avons utilisé le système AlGaAs comme matériau diélectrique constituant de nos guides d'onde optique utilisés dans la région de transparence de ces composés.

2.2.2.1 Indice de réfraction

L'indice de réfraction est l'un des paramètres importants à prendre en compte lors de la conception de structures guidantes comme nous le verrons ultérieurement dans ce chapitre. L'un des intérêts du système AlGaAs réside dans le fait que l'indice de réfraction est fonction de la fraction molaire d'Aluminium (x dans $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$) de sorte qu'il est possible de faire croître des couches d'indices différents, accordées en maille, intercalées et formant une structure guidante. Les variations de l'indice de réfraction ont fait l'objet d'études approfondies mais il est possible de modéliser assez simplement l'indice de réfraction n d'un matériau à l'aide d'une équation dite de Sellmeier [3]. Pour $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, n s'exprime par

$$n^2 = 10.906 - 2.92x + \frac{0.97501}{\lambda^2 + C} - 0.002467(1.41x + 1)\lambda^2 \quad (2.1)$$

où x est la fraction molaire en Aluminium,

λ la longueur d'onde [μm]

$$C = \begin{cases} (0.52886 - 0.735x)^2 & \text{pour } x \leq 0.36 \\ (0.30386 - 0.105x)^2 & \text{pour } x \geq 0.36 \end{cases} \quad (2.2)$$

La Figure 2.3 représente les variations de l'indice de réfraction décrites par l'équation (2.1). L'indice varie plus fortement avec la longueur d'onde près du gap du matériau et sa valeur

décroit lorsque la fraction molaire d'Aluminium augmente. Signalons de plus que l'indice de réfraction varie avec la température.

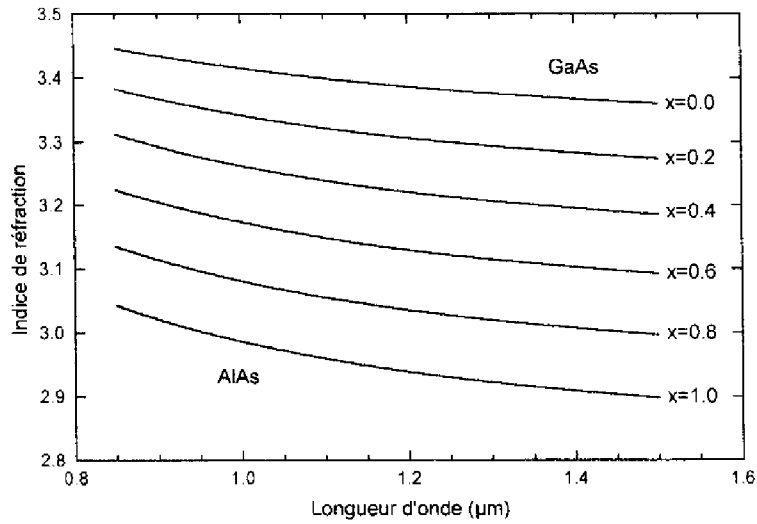


Figure 2.3 Variations de l'indice de réfraction de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

2.2.2.2 Bande interdite

La bande interdite, située entre les bandes de conduction et de valence des semiconducteurs III-V, varie avec la composition du matériau ce qui, dans le cas de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, implique la possibilité d'une variation continue de E_g , largeur de cette bande interdite, en fonction de la fraction molaire d'Aluminium. Ces variations de E_g au point Γ , centre de la zone de Brillouin, s'expriment empiriquement par [4]

$$E_g = \begin{cases} 1.424 + 1.247x & \text{pour } x \leq 0.45 \\ 1.424 + 1.247x + 1.147(x - 0.45)^2 & \text{pour } x \geq 0.45 \end{cases} \quad (2.3)$$

Au point X, extrémité de la direction [100] de la zone de Brillouin, elles s'expriment par [4]

$$E_g = 1.9 + 0.125x + 0.143x^2 \quad (2.4)$$

Les variations de ces largeurs de bande interdite sont représentées sur la Figure 2.4. Il apparaît que $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ devient un semiconducteur à gap indirect pour $x \geq 0.45$ puisque à partir de cette valeur le point X de la zone de Brillouin présente une largeur de bande interdite inférieure à celle du point Γ . La nature directe ou indirecte du gap est un paramètre tout aussi important que sa valeur dans la conception d'un dispositif émetteur de lumière à base de semiconducteurs

III-V, seuls les matériaux à gap direct étant susceptibles d'émettre de la lumière. Tout comme l'indice, la largeur de bande interdite est sensiblement fonction de la température.

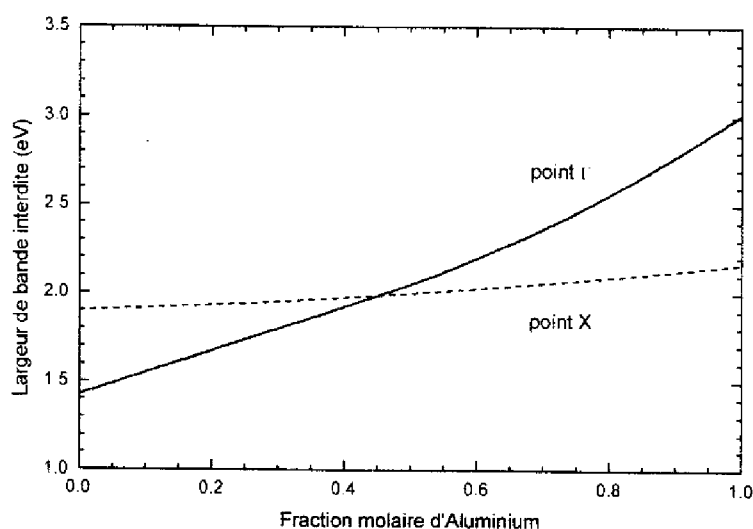


Figure 2.4 Variations des largeurs de bande interdite aux points Γ et X de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

Dans un semiconducteur les photons d'énergie supérieure au gap peuvent être absorbés en cédant leur énergie à un électron de la bande de valence qui peut ainsi passer dans la bande de conduction. L'absorption interbandes est inhérente aux semiconducteurs et augmente rapidement lorsque l'énergie des photons propagés approche de l'énergie de bande interdite du matériau. L'absorption interbandes constitue donc une limite inférieure fondamentale aux longueurs d'onde utilisables par un dispositif à semiconducteurs puisque les longueurs d'onde inférieures à la longueur d'onde d'absorption seront fortement absorbées. Cette longueur d'onde d'absorption λ_g se calcule simplement à partir de la largeur de bande interdite E_g

$$\lambda_g = \frac{hc}{qE_g} = \frac{1.23985}{E_g} \quad (2.5)$$

où E_g s'exprime en eV et λ_g en μm .

Par exemple, pour GaAs la longueur d'onde d'absorption est d'environ 870 nm.

Malheureusement, l'existence d'une "queue" d'absorption se traduit par une absorption notable aux longueurs d'onde légèrement supérieures à la longueur d'onde d'absorption. En effet, le seuil d'absorption n'est pas abrupt mais s'étend dans la bande interdite. Cette extension est connue sous l'appellation de queue de bande et est due à des imperfections de la structure

crystalline ainsi qu'à la présence d'impuretés. Il en résulte que le coefficient d'absorption α , fonction de l'énergie des photons, ne présente pas l'augmentation discontinue au niveau du gap représentée en traits continus sur la Figure 2.5 mais s'étend plutôt de façon exponentielle dans la bande interdite comme le montre la courbe en tirets. Ce comportement est connu sous le nom de loi d'Urbach [5].

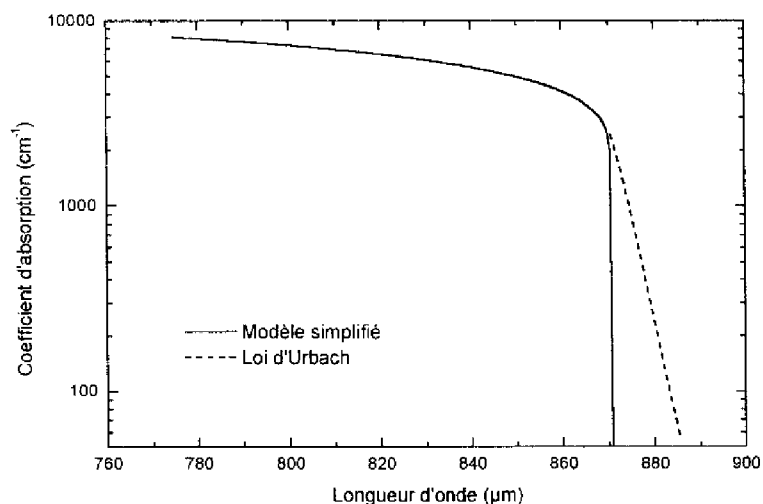


Figure 2.5 Absorption de GaAs à 300 K

Ainsi, pour GaAs, α est supérieur à 1 cm^{-1} à 950 nm, soit près de 100 nm au-delà de la longueur d'onde du gap. Un faisceau lumineux à cette longueur d'onde voit donc son intensité divisée par e après 1 cm de propagation dans une couche de GaAs.

Pour qu'un guide d'onde optique réalisé dans un tel semiconducteur présente peu de pertes, il est donc nécessaire qu'il soit utilisé à des longueurs d'onde suffisamment éloignées du gap. L'absorption est souvent exprimée sous la forme d'une partie imaginaire de l'indice de réfraction du matériau qui est alors représenté par un nombre complexe

$$n = n_r + j.n_a \tag{2.6}$$

où $n_a = \frac{\alpha\lambda}{4\pi}$ (2.7)

λ étant la longueur d'onde

Nous ne nous étendrons pas plus sur ces problèmes d'absorption car les composants réalisés dans le cadre de notre travail fonctionnent tous à des longueurs d'onde suffisamment éloignées

des gaps des matériaux les constituant, c'est à dire dans la zone de transparence de ces derniers.

2.2.3 Modulation électrooptique

2.2.3.1 Modulation de phase et modulation d'intensité

Pour transmettre et traiter de l'information par voie optique il est nécessaire de disposer de composants capables de modifier les caractéristiques d'un faisceau lumineux afin d'y imprimer l'information à transmettre, c'est à dire moduler la lumière. A quelques exceptions près qui dépassent le cadre de ce mémoire, la plupart des modulateurs optiques sont basés sur une variation de la partie réelle et/ou de la partie imaginaire de l'indice de réfraction du matériau dans lequel se propage le faisceau lumineux. Ces variations de l'indice conduisent à des variations de paramètres macroscopiques mesurables tels que l'intensité ou la polarisation.

De l'indice de réfraction complexe d'un matériau optique $n = n_r + j.n_i$ nous pouvons déduire la constante de propagation complexe $k [m^{-1}]$ d'un faisceau optique se propageant dans ce matériau

$$k = \beta + j.\alpha/2 \quad (2.8)$$

où $\beta = 2\pi n_r / \lambda_0$ ($= k_z$ dans le cas d'une propagation selon l'axe z) est la partie réelle de la constante de propagation faisant intervenir la partie réelle de l'indice,

α est la constante d'atténuation qui représente les pertes (cf. (2.7)).

Le champ électrique a l'expression classique suivante, en considérant une propagation dans l'unique direction z ,

$$E = E_0.e^{jkz} = E_0.e^{j(\beta - \alpha/2)z} \quad (2.9)$$

Si un modulateur modifie l'indice de réfraction du matériau n_r et/ou son coefficient d'absorption α , n_0 et α_0 représentant les valeurs de l'indice et de l'absorption en l'absence de toute modulation, nous pouvons écrire que $n \rightarrow n_0 + \Delta n$ et $\alpha \rightarrow \alpha_0 + \Delta \alpha$.

Ainsi après propagation sur une distance L , le champ devient

$$E' = E_0.e^{j \left[\frac{2\pi}{\lambda_0} (n_0 + \Delta n)L \right]} . e^{-\frac{\alpha_0 + \Delta \alpha}{2} L} \quad (2.10)$$

Il apparaît donc que les modifications de n et α se traduisent par des modifications de la phase

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta n \cdot L \quad (2.11)$$

et de l'intensité du faisceau propagé ($I \propto E \cdot E^*$)

$$\frac{I}{I'} = e^{\Delta\alpha \cdot L} \quad (2.12)$$

Le rapport I/I' est appelé contraste de la modulation, facteur d'extinction ou encore profondeur de modulation. Il est souvent exprimé en décibels (dB) par $10 \cdot \log_{10}(I/I')$.

2.2.3.2 Effets Electrooptiques

L'application d'un champ électrique aux semiconducteurs III-V (contrairement au Silicium) se traduit directement par une variation des parties réelle et imaginaire de l'indice de réfraction. La variation Δn de la partie réelle en fonction du champ électrique est appelée électroréfraction tandis que la variation $\Delta\alpha$ de la partie imaginaire est appelée électroabsorption. Les champs électriques nécessaires sont généralement créés dans la structure semiconductrice à l'aide d'une barrière Schottky de surface ou d'une diode p-i-n.

De nombreux phénomènes permettent une modification de l'indice complexe d'un matériau semiconducteur par application d'un champ électrique :

- L'effet Pockels est un effet électrooptique linéaire qui se traduit par une variation de l'indice de réfraction directement proportionnelle à l'amplitude du champ électrique appliqué ($\Delta n \propto |E|$) ; il n'est présent que dans les semiconducteurs dont la structure n'est pas centrosymétrique (ce qui exclut Si).
- L'effet Kerr se traduit quant à lui par une dépendance quadratique, $\Delta n \propto |E|^2$, et est présent dans de nombreux semiconducteurs mais est beaucoup plus faible que l'effet Pockels dans les III-V [6].
- L'effet Franz-Keldish, dans lequel le passage par effet tunnel d'électrons dans la bande de conduction permet l'absorption de photons d'énergie inférieure au gap, donne lieu à la fois à de l'électroréfraction et de l'électroabsorption [3]. Hormis près du gap des matériaux, cet effet est négligeable.
- L'effet Stark quantique-confiné est basé sur l'application d'un champ électrique sur une structure à puits quantiques. Sous l'action du champ les bandes d'énergie s'inclinent ce qui se

traduit par un important changement du coefficient d'absorption aux longueurs d'onde proches du gap [7].

Bien que la modulation d'intensité basée sur une modification du coefficient d'absorption d'un matériau semiconducteur soit très couramment employée dans les systèmes modernes de télécommunications par fibre optique [8], dans la suite de ce mémoire nous ne nous intéresserons plus qu'à la modulation électrooptique utilisant une modification de l'indice de réfraction dans un domaine de transparence du matériau. En effet, les composants réalisés dans le cadre de notre travail utilisent tous l'effet Pockels pour réaliser la modulation électrooptique.

2.2.3.3 Effet Pockels

En général la constante diélectrique d'un matériau et par conséquent son indice de réfraction dépendent de la direction cristalline considérée. Il en est de même pour l'effet électrooptique de sorte que les coefficients électrooptiques sont représentés par des tenseurs 6×3 . Les matériaux III-V ayant une structure cristalline cubique de type $\bar{4}3m$ (blende de zinc) ont trois coefficients électrooptiques non-nuls et identiques, $r_{41} = r_{52} = r_{63}$.

En l'absence de champ électrique, l'ellipsoïde des indices définissant les indices de réfraction dans les trois directions cristallines x, y, z est décrit par l'équation suivante

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad (2.13)$$

pour les matériaux à structure zincblende tels que $Al_xGa_{1-x}As$. Dans ce dernier l'indice de réfraction est isotrope de sorte que $n_x = n_y = n_z = n_0$; l'ellipsoïde des indices est donc une sphère.

Lors de l'application d'un champ électrique E cette sphère se déforme en un ellipsoïde [9]

$$\frac{x^2 + y^2 + z^2}{n_0^2} + 2r_{41}(E_x yz + E_y zx + E_z xy) = 1 \quad (2.14)$$

Supposons un champ électrique appliqué selon la direction z , $E = E \cdot z$. L'équation (2.14) devient

$$\frac{x^2 + y^2 + z^2}{n_0^2} + 2r_{41}Exy = 1 \quad (2.15)$$

Il est évident que l'axe z reste axe de symétrie du système. Effectuons le changement de repère

$$\begin{cases} x' = \frac{x}{\sqrt{2}} + \frac{y}{\sqrt{2}} \\ y' = \frac{-x}{\sqrt{2}} + \frac{y}{\sqrt{2}} \end{cases} \text{ soit } \begin{cases} x = \frac{x'}{\sqrt{2}} - \frac{y'}{\sqrt{2}} \\ y = \frac{x'}{\sqrt{2}} + \frac{y'}{\sqrt{2}} \end{cases} \text{ et } z' = z \quad (2.16)$$

[10] L'ellipsoïde des indices admet alors pour équation

$$x'^2 \left(\frac{1}{n_0^2} + r_{41} E \right) + y'^2 \left(\frac{1}{n_0^2} - r_{41} E \right) + \frac{z'^2}{n_0^2} = 1 \quad (2.17)$$

Ce qui définit les nouveaux axes optiques du matériau qui devient biaxe sous l'action d'un champ électrique et présente trois indices de réfraction principaux (Figure 2.6).

Ainsi sous l'action d'un champ électrique E appliqué dans la direction $[001]$ (c'est à dire normal au plan (001) qui est la surface de croissance la plus courante pour GaAs), l'indice de réfraction admet les expressions suivantes selon les trois directions orthogonales

$$\begin{aligned} n' &= n_0 - \Delta n \quad \text{dans la direction } [110] \\ n' &= n_0 + \Delta n \quad \text{dans la direction } [\bar{1}10] \\ n' &= n_0 \quad \text{dans la direction } [001] \end{aligned} \quad (2.18)$$

où $\Delta n = \frac{1}{2} n_0^3 r_{41} E$ (2.19)

Ainsi, bien que les directions $[\bar{1}10]$ et $[110]$ appartiennent toutes deux à la famille de directions cristallines $\langle 110 \rangle$, elles ne sont pas électrooptiquement équivalentes. De plus, la relation (2.19) montre que le sens d'application du champ électrique a aussi une importance reflétée par le signe de Δn .

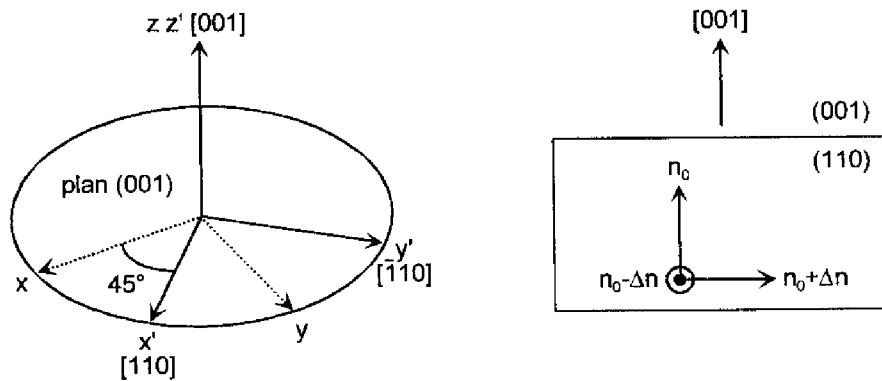


Figure 2.6 Effet Pockels dans les cristaux de structure blende de zinc

Pour GaAs, à la longueur d'onde de $1 \mu\text{m}$, r_{41} vaut $-1.44 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$ avec $n_0 = 3.45$. Ces valeurs dépendent peu de la longueur d'onde et indiquent qu'une modification d'indice de l'ordre de $\Delta n \approx 10^{-3}$ est envisageable avec un champ électrique $E = 4 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$ dans GaAs.

L'effet Pockels est très intéressant pour la modulation électrooptique en raison de cette variation linéaire de n en fonction du champ électrique appliqué (et donc de la tension appliquée) et de sa faible dispersion en longueur d'onde. Il permet ainsi de réaliser des modulateurs fonctionnant dans un domaine de longueur d'onde éloigné du gap des matériaux les constituant et ne présentant donc pas de pertes par absorption.

2.2.3.4 Mise en oeuvre

Nous avons vu au paragraphe 2.2.3.1 que lorsqu'un faisceau lumineux de longueur d'onde λ_0 traverse un matériau d'épaisseur L et d'indice de réfraction n_0 , son champ électrique subit un déphasage $\Delta\phi_0 = 2\pi n_0 L / \lambda_0$. Si on applique un champ électrique E par le biais de deux électrodes placées transversalement à la direction de propagation de la lumière, supposée être $[\bar{1}10]$ (Figure 2.7), on obtient alors, pour une onde polarisée rectilignement dans la direction $[110]$, un déphasage

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_0 - \Delta n) L = \Delta\phi_0 - \pi \frac{r_{41} n_0^3 L}{\lambda_0} \quad (2.20)$$

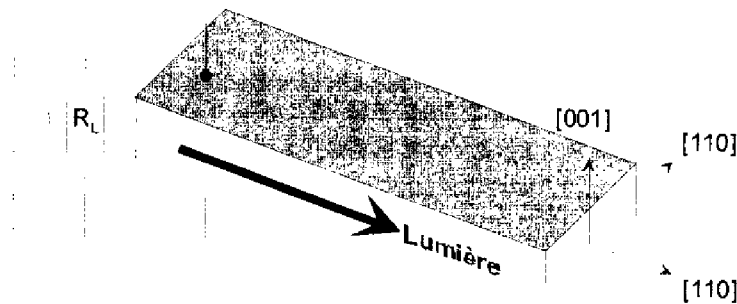


Figure 2.7 Modulateur électrooptique transverse

E étant obtenu par application d'une tension électrique V entre les deux électrodes séparées par une épaisseur d de matériau vaut V/d et l'expression précédente peut s'écrire

$$\Delta\phi = \Delta\phi_0 - \pi \frac{V}{V_\pi} \quad (2.21)$$

où $V_\pi = \frac{d}{L} \frac{\lambda_0}{r_{41} n_0^3}$ (2.22)

V_π est appelée tension demi-onde. Il s'agit de la tension à appliquer pour obtenir un déphasage de π ; ce paramètre caractéristique d'un modulateur dépend des propriétés physiques du

matériau (n_0 et r_{41}), de la longueur d'onde et du rapport de forme d/L . L'équation (2.21) montre que la relation entre le déphasage et la tension appliquée est linéaire et que l'on peut donc moduler la phase d'une onde lumineuse par variation de la tension appliquée aux bornes du matériau électrooptique dans lequel s'effectue la propagation.

Cette modulation de phase peut être convertie en modulation d'intensité en plaçant ce dispositif entre polariseurs ou dans l'un des bras d'un interféromètre à deux ondes tel qu'un interféromètre de Mach-Zehnder [2]. Il s'agit là des deux configurations que nous avons retenues afin de réaliser un modulateur de cohérence intégré en semiconducteurs III-V. Rappelons cependant qu'en sortie d'un modulateur de cohérence les deux parties de l'onde (polarisations orthogonales ou faisceaux propagés dans deux bras différents) ne sont plus en état d'interférer et qu'il ne peut y avoir de modulation d'intensité. La modulation de phase obtenue par application d'un champ électrique va donc se traduire uniquement par une modulation du retard optique afin de coder l'information à transmettre dans le déphasage, supérieur à la longueur de cohérence de la source, séparant les deux parties d'un paquet d'onde dédoublé (cf. Paragraphe 1.1.2). Ainsi, dans les modulateurs de cohérence que nous avons réalisés, le retard optique statique D_0 ($D_0 > L_c$) est obtenu par propagation soit dans un milieu biréfringent soit dans deux bras de longueurs différentes, tandis que le retard variable $D_v(t)$ est obtenu par application d'un champ électrique se traduisant par une modification de la phase de l'onde et par suite du retard optique.

2.2.3.5 Performances

Les deux plus importants critères permettant d'évaluer les performances d'un modulateur électrooptique sont sa tension de commande et sa bande passante.

L'un des facteurs de mérite les plus couramment utilisés (à l'origine pour les modulateurs massifs) est la puissance électrique utile par unité de bande passante, $P/\Delta f$ [1]. Considérons un modulateur à éléments discrets considéré comme une capacité commandée par un circuit à 50Ω terminé par une impédance adaptée de 50Ω .

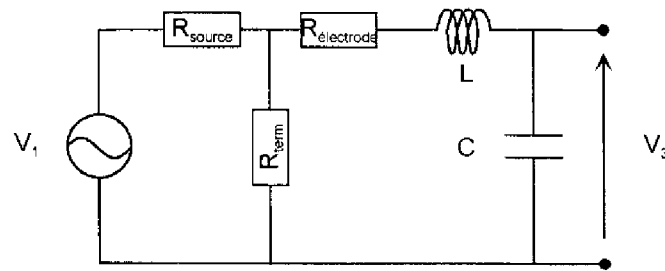


Figure 2.8 Circuit équivalent d'un modulateur à éléments discrets

Le circuit équivalent (Figure 2.8) comprend les effets de la résistance série et de l'inductance liée aux effets de propagation sur la ligne. A basse fréquence l'inductance est négligeable et on calcule que

$$P/\Delta f = \pi C V^2 \quad (2.23)$$

où C est la capacité du modulateur.

Si le circuit n'est pas adapté par une impédance à 50Ω ($R_{\text{term}} = \infty$), la puissance électrique utile est divisée d'un facteur 4 tandis que la bande passante à 3 dB l'est d'un facteur 2 ; $P/\Delta f$ étant donc divisée d'un facteur 2.

Dans un guide intégré en semiconducteurs à structure p-i-n où le coeur du guide optique est constitué par la zone faiblement dopée, la capacité C s'exprime simplement

$$C = \epsilon S/d \quad (2.24)$$

où S est la surface de l'électrode déposée sur la surface du guide,

d la largeur de la zone de déplétion et

ϵ la constante diélectrique du matériau.

Pour une tension de polarisation suffisamment importante, on peut considérer d comme étant égale à l'épaisseur de la zone i constituant le coeur du guide optique. La valeur de C peut également être calculée à partir des expressions de la physique des semiconducteurs [5] dans les cas de déplétion partielle, hétérojonctions, jonctions graduelles, etc.

La tension de commande nécessaire à la réalisation d'une profondeur de modulation donnée est déterminée par calcul du changement d'indice effectif, obtenu par recouvrement des champs électrique et optique dans le guide, selon une expression plus complexe que (2.19),

$$\Delta n = \frac{1}{2} n_0^3 r_{41} \frac{\iint E_e E_o^2 dx dy}{\iint E_o^2 dx dy} \quad (2.25)$$

où E_o est le champ optique et

E_e le champ électrique.

On peut remplacer le rapport d'intégrales rendant compte du recouvrement entre les champs optique et électrique par l'expression ηE_e ce qui définit le facteur de recouvrement η [11].

Dans le cas simple considéré jusqu'ici on peut donc écrire que

$$\Delta n = \frac{1}{2} n_0^3 r_{41} \eta \frac{V}{d} \quad (2.26)$$

La tension applicable est en général essentiellement limitée par le champ de claquage du semiconducteur et l'expression précédente montre qu'il est préférable d'avoir une épaisseur d aussi faible que possible. Bien entendu, d ne peut être diminuée sans précautions pour des raisons de confinement du mode guidé.

2.3 Guides d'onde optique

Un guide d'onde est une structure permettant à une onde optique de se propager en son sein par de multiples réflexions totales entre deux interfaces ou plus. Dans la configuration la plus simple, la lumière est guidée entre deux interfaces parallèles ; cette structure est appelée guide plan, la lumière étant confinée dans un film plan. Si l'onde est confinée dans une dimension supplémentaire par addition d'autres interfaces, elle est alors guidée dans deux dimensions et il se forme un véritable "canal optique". Ce véritable "câble" lumineux, fibre optique ou guide ruban, a pour fonction de guider la lumière tout en maintenant une certaine densité de puissance afin de la mener vers des dispositifs capables de remplir diverses fonctions tels que détecteurs, modulateurs, coupleurs, etc, ces composants étant bien souvent eux-mêmes à base de guides d'onde optique.

Dans ce paragraphe sont rappelés les modèles et résultats essentiels à la compréhension des phénomènes optiques dans les guides d'onde. Pour plus de précisions le lecteur est invité à se reporter aux références bibliographiques [2], [3], [12], [13] et [14].

2.3.1 Guide trois couches

Un guide trois couches, représenté sur la Figure 2.9, est constitué d'un substrat et d'un superstrat (*cover*) semi-infinis d'indices n_c et n_s entre lesquels se trouve une couche centrale (*film*) d'indice n_f appelée coeur. z est la direction de propagation, x celle de confinement et y n'intervient pas s'il n'y a pas de confinement latéral et si l'on ne s'intéresse pas à la propagation en espace libre i.e. si on recherche des solutions invariantes selon y .

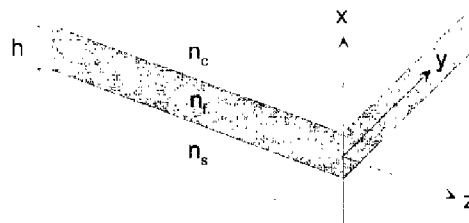


Figure 2.9 Guide d'onde trois couches

2.3.1.1 Solution générale du champ électrique dans un milieu d'indice n

On considère des ondes progressives monochromatiques en régime harmonique. La composante TE de la lumière est définie par $H_y = E_x = E_z = 0$. Aux limites entre milieux, les équations de Maxwell imposent qu'il y ait continuité des composantes E_y et $H_z = \frac{j}{\omega\mu} \frac{\partial E_y}{\partial x}$.

De plus E_y doit vérifier l'équation de propagation

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = (\beta^2 - n^2 k^2) E_y = -\kappa^2 E_y \quad (2.27)$$

où $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c}$ est le vecteur d'onde dans le vide,

nk le vecteur d'onde dans le milieu d'indice n , représenté sur la Figure 2.10,

β est la composante selon z de ce vecteur d'onde et

κ sa composante selon x .

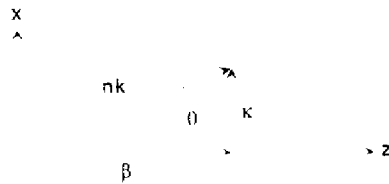


Figure 2.10 Vecteur d'onde dans un milieu d'indice n

Soient les variables

$$U(x) = E_y(x) \tag{2.28}$$

$$V(x) = \omega\mu H_z(x) \tag{2.29}$$

l'équation (2.1) devient alors

$$U''(x) = -\kappa^2 U(x) \tag{2.30}$$

dont les solutions générales sont de la forme

$$U(x) = Ae^{-j\kappa x} + Be^{+j\kappa x} \tag{2.31}$$

$$V(x) = \kappa[Ae^{-j\kappa x} - Be^{+j\kappa x}] \tag{2.32}$$

2.3.1.2 Notion d'indice effectif

On s'intéresse à la propagation dans la direction **z**. On introduit l'indice effectif n_{eff} qui représente l'indice du milieu isotrope équivalent à la structure étudiée, il est défini par

$$\beta = n_{\text{eff}}k \tag{2.33}$$

Il peut être relié à l'angle θ que fait le vecteur d'onde avec la direction **x**, normale à la direction de propagation, par

$$\beta = nk \cdot \sin\theta \tag{2.34}$$

$$n_{\text{eff}} = n \cdot \sin\theta \tag{2.35}$$

2.3.1.3 Solutions physiques pour le guide trois couches

En considérant les relations de continuité aux deux interfaces, les équations (2.31) et (2.32) donnant le champ peuvent être complètement résolues. Les solutions mathématiques ainsi obtenues dépendent de l'indice effectif donc de l'angle d'incidence et l'on retrouve ainsi les conséquences des lois de la réflexion et de la réfraction. La Figure 2.11 présente les différents cas possibles pour E_y [3].

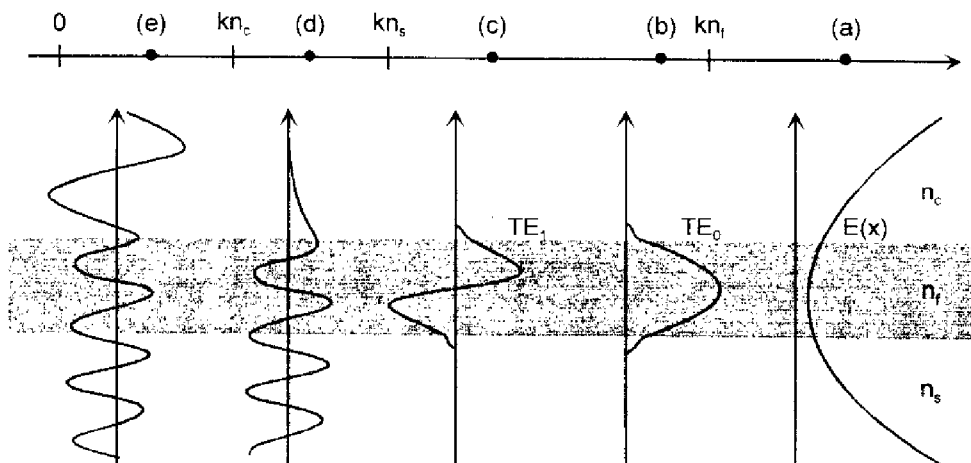


Figure 2.11 Diagramme des modes possibles dans un guide d'onde optique plan

(a) $n_{\text{eff}} > n_f$

Solution non physique car de forme exponentielle tendant vers l'infini à l'infini

(b), (c) $n_c < n_s < n_{\text{eff}} < n_f$

Modes guidés : dans la couche la solution est sinusoïdale, dans le substrat et le superstrat elle est exponentielle décroissante. L'onde est donc confinée dans le coeur du système et se propage selon la direction z par réflexions successives sur les interfaces (Figure 2.12.a).

(d) $n_c < n_{\text{eff}} < n_s$

Modes de substrat : la solution est sinusoïdale dans la couche et le substrat. Ces solutions ne sont pas quantifiées mais constituent un continuum de solutions de l'équation de propagation. Elles ne peuvent être excitées individuellement : on obtient un spectre continu de couplage à un groupe de modes, chacun transportant une partie de l'énergie couplée au guide. La structure guidante est alors le siège d'interférences entre ces différents modes : interférences lentement destructives dans le coeur, constructives hors de ce dernier. L'énergie couplée au guide est donc progressivement rayonnée hors de ce dernier et ces modes ne sont pas guidés (Figure 2.12.b).

(e) $n_{\text{eff}} < n_c$

Modes d'air : la solution est partout sinusoïdale, le guidage est impossible (Figure 2.12.c).

Ces modes constituent également un continuum et ne sont pas guidés.

Signalons que nous passons sous silence les modes imaginaires purs.

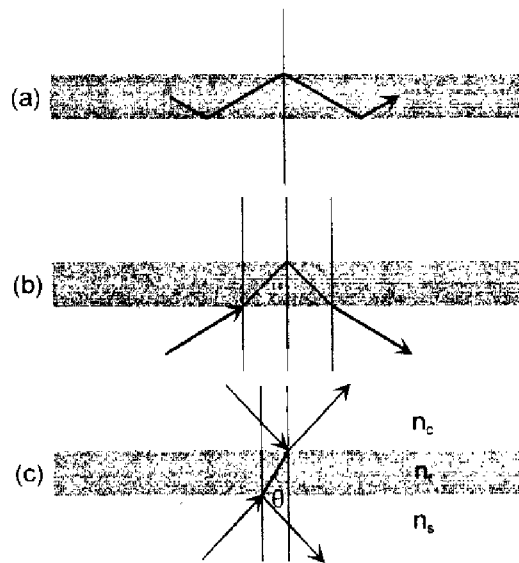


Figure 2.12 Trajets optiques correspondant aux modes (a) guidés (b) de substrat (c) d'air

2.3.1.4 Equation de dispersion, quantification des modes guidés

Dans le cas du guidage, l'onde doit s'être déphasée d'un multiple de 2π , après les deux réflexions sur les interfaces coeur-superstrat et coeur-substrat ainsi que la traversée du coeur d'épaisseur h , afin d'assurer son propre accord de phase. Ce qui impose que

$$2knh \cdot \cos\theta - 2\varphi_c - 2\varphi_s = 2p\pi \quad (2.36)$$

où φ_c et φ_s sont les déphasages dus aux réflexions sur les parois du superstrat et du substrat.

Ces déphasages dépendent non seulement des indices mais également de θ . Cette équation admet un nombre discret de solutions θ , β ou n_{eff} . Il s'agit de l'équation de dispersion du guide. Il y a autant de modes guidés que de solutions différentes à cette équation. Les modes correspondant aux cas (b) et (c) de la Figure 2.11 sont ainsi appelés modes TE_0 et TE_1 , ils correspondent aux deux indices effectifs les plus élevés.

2.3.1.5 Guidage monomode

Pour la plupart des applications de l'optique intégrée les guides d'ondes doivent être conçus afin de réaliser uniquement le guidage du mode fondamental, d'ordre zéro. Ceci est notamment essentiel dans les structures interférométriques ou celles dans lesquelles la dispersion due aux vitesses de propagations différentes des divers modes est un facteur critique.

Considérons le cas élémentaire d'un guide d'onde trois couches symétrique, c'est à dire dont le substrat et le superstrat sont composés du même matériau d'indice n_s . Près de la coupure, un mode commence à avoir une partie réelle oscillante dans les couches de confinement et $\beta \rightarrow k_{0n_c} = k_{0n_s}$ de sorte que $k_{zs} = k_{zc} \rightarrow 0$. Comme $k_{zs} = k_0(n_{\text{eff}}^2 - n_s^2)^{1/2}$, la coupure implique $n_{\text{eff}} \rightarrow n_s$ et donc la constante de propagation dans le coeur devient $k_x = k_0(n_f^2 - n_{\text{eff}}^2)^{1/2} = k_0(n_f^2 - n_s^2)^{1/2}$. Pour avoir guidage exclusivement du mode TE fondamental, l'équation aux modes propres doit satisfaire la condition

$$2 \tan^{-1} \left(\frac{k_{zs}}{k_{zf}} \right) < k_{zf} h < \pi + 2 \tan^{-1} \left(\frac{k_{zs}}{k_{zf}} \right) \quad (2.37)$$

où les deux termes \tan^{-1} tendent vers zéro puisque $k_{zs} \rightarrow 0$. Donc cette relation s'écrit

$$0 < k_0 h \sqrt{n_f^2 - n_s^2} < \pi \quad (2.38)$$

ce qui peut se traduire par une relation faisant intervenir la longueur d'onde

$$0 < 2h \sqrt{n_f^2 - n_s^2} < \lambda_0 \quad (2.39)$$

Si l'épaisseur du coeur ne satisfait pas cette inégalité alors des modes d'ordre supérieur sont guidés. Cette relation peut aussi s'écrire relativement au saut d'indice existant entre le coeur et les deux couches de confinement en supposant que $n_f \approx n_s$

$$\Delta n = n_f - n_s < \frac{\lambda_0^2}{8h^2 n_f} \quad (2.40)$$

ce qui définit un saut d'indice maximum à ne pas dépasser pour obtenir un fonctionnement monomode. Un saut d'indice relatif de l'ordre de 1% permet généralement le guidage exclusif du mode fondamental.

Ces relations sont généralisables aux guides plans asymétriques et/ou comportant plusieurs couches. Elles impliquent que, pour des matériaux donnés, les guides minces supporteront moins de modes que les guides épais comme on pourrait intuitivement s'y attendre. De même, pour un guide d'épaisseur donnée, les valeurs des indices de réfraction déterminent les valeurs des sauts d'indice aux interfaces et plus ces derniers sont importants plus le guide supportera de modes d'ordre supérieur. Rappelons qu'un guide symétrique supporte toujours au moins le mode fondamental.

2.3.1.6 Facteur de confinement

Les modes guidés ayant un comportement de décroissance exponentielle hors du coeur de la structure guidante, seule une portion de l'énergie du faisceau lumineux est localisée dans le coeur. La détermination de la fraction de l'énergie totale se trouvant dans le guide d'onde est essentielle car elle rend compte de l'efficacité du guidage. On la représente usuellement par le facteur de confinement Γ défini par

$$\Gamma = \frac{\int_{-h/2}^{+h/2} E_y^2(x) dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} E_y^2(x) dx} \quad (2.41)$$

Un guide à coeur mince confine moins bien un mode qu'un guide épais, tout spécialement lorsque le mode se trouve dans des conditions proches de la coupure. Bien qu'il soit en pratique impossible d'obtenir un facteur de confinement Γ valant 1, il s'agit de l'optimum à approcher afin de fortement confiner les modes guidés. Un mode bien confiné est moins sujet à diffraction ou absorption par des imperfections situées à l'extérieur du coeur et peut plus aisément être modulé par application d'un champ électrique. En effet un bon confinement optique permet de réaliser un meilleur recouvrement des champs optique et électrique.

2.3.1.7 Cas de la composante TM

L'ensemble de l'exposé précédent concernant la composante TE de la lumière est directement transposable à la composante TM en utilisant les relations appropriées tirées des équations de Maxwell.

$$E_y = H_z = H_x = 0 \quad (2.42)$$

Continuité aux limites du champ ainsi que de sa dérivée

$$E_z = -\frac{j}{\omega\mu} \frac{\partial H_y}{\partial x} \quad (2.43)$$

Equation de propagation

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} = (\beta^2 - n^2 k^2) H_y = -\kappa^2 H_y \quad (2.44)$$

On définit les variables

$$U(x) = H_y(x) \quad (2.45)$$

$$V(x) = \omega\epsilon E_z(x) \quad (2.46)$$

et l'équation de propagation devient

$$U''(x) = -\kappa^2 U(x) \quad (2.47)$$

qui admet comme solution générale

$$U(x) = Ae^{-j\kappa x} + Be^{+j\kappa x} \quad (2.48)$$

$$V(x) = -\frac{\kappa}{n^2} [Ae^{-j\kappa x} + Be^{j\kappa x}] \quad (2.49)$$

Les solutions physiques pouvant se propager dans le guide sont donc du même type que celles correspondant aux modes TE et on définit de même les modes TM par leur indice effectif, le profil d'amplitude du champ électrique dans le guide et leur facteur de confinement.

2.3.2 Guide bidimensionnel

Les guides plans étudiés au paragraphe précédent ne confinent la lumière que dans la direction x normale au plan des couches les constituant. Un guide optique bidimensionnel confine les modes optiques dans les deux directions x et y afin de former une sorte de canal optique permettant de guider et diriger la lumière. Ces guides bidimensionnels forment la base des composants d'optique intégrée car ils y jouent un rôle analogue à celui des pistes électriques des composants électroniques.

Nous avons vu qu'un saut d'indice relativement faible entre deux matériaux permet d'obtenir une réflexion interne totale pour de grands angles d'incidence et donc le guidage d'un faisceau optique dans une couche plane. Réaliser un guidage avec confinement dans deux dimensions revient à réaliser un tel saut d'indice, réel ou effectif, dans la direction transverse.

Ce problème bidimensionnel n'admet généralement pas de solutions analytiques et la plupart des structures guidantes bidimensionnelles font l'objet d'une analyse numérique par des méthodes dépassant le cadre de ce mémoire telles que la méthode de l'indice spectral [15], la méthode des différences finies [16] ou celle des éléments finis [17]. Il existe cependant des méthodes permettant par simplifications et approximations de déterminer les caractéristiques des guides d'ondes à deux dimensions. La méthode Marcatili des "zones d'ombre" [13] et la méthode de l'indice effectif sont ainsi toutes deux basées sur la réduction du problème bidimensionnel en deux problèmes unidimensionnels couplés. Elles permettent toutes deux d'obtenir des valeurs approximatives mais adéquates des constantes de propagation et des

indices effectifs. Dans la suite de cet exposé nous ne nous intéresserons qu'à la méthode de l'indice effectif que nous avons choisi pour sa simplicité et son efficacité.

2.3.2.1 Méthode de l'indice effectif

Cette méthode ne vise pas à résoudre l'équation de propagation dans deux dimensions mais à réduire la distribution bidimensionnelle d'indices de réfraction en une structure plane semblable à celle considérée précédemment. En effet, la structure de guide ruban (*strip loaded waveguide*) représentée Figure 2.13 peut être considérée comme la combinaison de deux guides d'onde plans orientés dans des directions orthogonales. A partir d'une coupe dans la direction x nous pouvons déterminer les indices effectifs des deux structures planes considérées comme infinies correspondant aux deux parties du guide, sous le ruban n_{eff} et sur les cotés $n_{L\text{eff}}$. Puis une coupe dans la direction orthogonale y donne une structure de guide plan infini dont le coeur est considéré comme ayant un indice n_{eff} et les couches de confinement un indice $n_{L\text{eff}}$. Ce problème à une seule dimension est résolu de la même façon que les deux précédents ce qui conduit à la détermination de l'indice effectif N_{eff} de la structure bidimensionnelle.

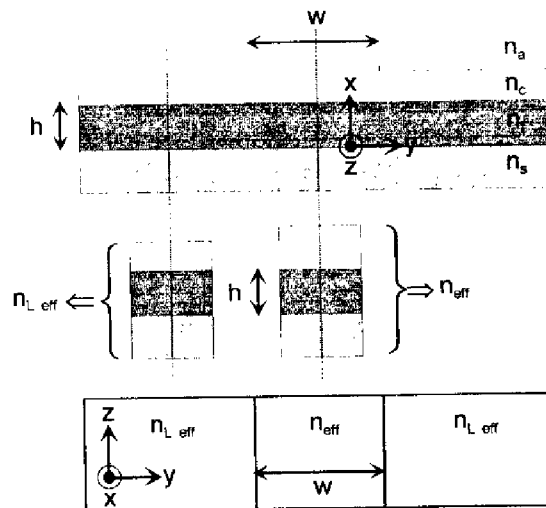


Figure 2.13 Décomposition d'une structure de guide ruban en deux guides plans orthogonaux

Considérons le mode TE dont le champ électrique est orienté selon y . La résolution de l'équation de dispersion permettant la détermination des modes propres d'un guide trois

couches asymétrique [13] donne comme expression de la constante de propagation dans la direction x

$$k_x = k_0 \sqrt{n_f^2 - n_{\text{eff}}^2} \quad (2.50)$$

et nous pouvons donc donner comme expression de l'indice effectif

$$n_{\text{eff}}^2 = n_f^2 - \left(\frac{k_x}{k_0}\right)^2 \quad (2.51)$$

L'indice effectif associé au champ dans la structure latérale à l'extérieur du ruban est calculé de même à partir d'une constante de propagation k_{xL} , qui donne $n_{\text{eff}L}$.

Les paramètres n_{eff} et $n_{\text{eff}L}$ sont ensuite considérés comme étant les indices respectivement du coeur et des couches de confinement de la structure de guide plan obtenue en considérant une coupe de la structure dans la direction y . Il faut alors résoudre l'équation de dispersion permettant la détermination des modes propres d'un guide trois couches symétrique mais pour le mode TM puisque dans ce cas les champs électriques sont orientés selon y , direction normale au plan des couches.

$$2k_{y\text{eff}}w - m\pi = 2 \tan^{-1} \left[\frac{\left(\frac{n_{\text{eff}}}{n_{\text{eff}L}}\right)^2 \frac{k_{yL}}{k_{y\text{eff}}}}{\right]} \quad (2.52)$$

La résolution de cette équation fournit $k_{y\text{eff}}$, constante de propagation dans la direction y au centre du guide ruban, dans la zone d'indice effectif n_{eff} , k_{yL} étant la constante d'atténuation de l'onde évanescente dans les zones latérales d'indice effectif $n_{\text{eff}L}$. On déduit de cette constante de propagation l'expression de N_{eff} , indice effectif du guide bidimensionnel

$$N_{\text{eff}}^2 = n_{\text{eff}}^2 - \left(\frac{k_{y\text{eff}}}{k_0}\right)^2 \quad (2.53)$$

Cette méthode permet donc une détermination simple et rapide des constantes de propagation et des indices effectifs d'un guide bidimensionnel. Il s'agit cependant d'approximations et pour d'importants sauts d'indice, des structures complexes, des modes faiblement confinés ou proches de leur coupure la méthode de l'indice effectif est inappropriée. Notons de plus qu'elle ne fournit pas les profils des champs. Il s'agit cependant de la méthode la plus employée pour l'analyse de structures de guides d'onde optique bidimensionnels à sauts d'indice et fort confinement car elle donne des résultats équivalents à ceux obtenus par simulations numériques.

2.3.2.2 Guidage monomode

De nombreuses applications d'optique intégrée ont comme élément de base un guide d'onde optique bidimensionnel monomode. A partir de la méthode de l'indice effectif et d'une analyse similaire à celle présentée au paragraphe 2.3.1.5 nous pouvons déterminer les conditions d'un comportement monomode pour un guide bidimensionnel.

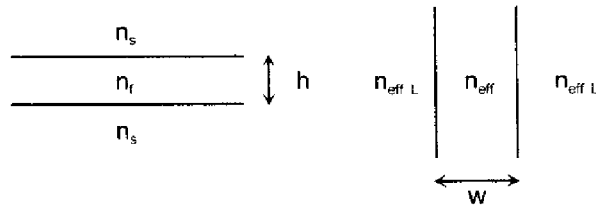


Figure 2.14 Structures planes symétriques équivalentes à un guide ruban

La résolution du problème en deux dimensions est à nouveau réduite à l'analyse de deux problèmes unidimensionnels. Supposons une structure symétrique (Figure 2.14), nous avons vu que pour avoir guidage monomode dans la direction x les indices du coeur et des couches de confinement doivent remplir la condition

$$0 < 2h\sqrt{n_r^2 - n_s^2} < \lambda_0 \quad (2.39)$$

De même, pour avoir guidage monomode selon la direction y en considérant la deuxième structure plane équivalente, les indices effectifs sous le ruban et dans les parties latérales doivent satisfaire la condition

$$0 < 2w\sqrt{n_{\text{eff}}^2 - n_{\text{eff L}}^2} < \lambda_0 \quad (2.54)$$

2.3.2.3 Facteur de confinement

Pour déterminer la portion de l'énergie du faisceau lumineux localisée dans le coeur du guide ruban on peut également appliquer le principe de la méthode de l'indice effectif. En effet on peut considérer la distribution bidimensionnelle de l'énergie comme la combinaison de deux distributions planes et définir un facteur de confinement bidimensionnel

$$\Gamma = \sqrt{\Gamma_x \Gamma_y} \quad (2.55)$$

où Γ_x et Γ_y sont les facteurs de confinement (définis comme au paragraphe 2.3.1.6) des deux guides plans équivalents (cf. Figure 2.14).

2.4 Fabrication des composants

La fabrication des composants optoélectroniques en semiconducteurs III-V fait appel aux procédés et techniques développés pour l'industrie microélectronique. Deux aspects essentiels de l'industrie des semiconducteurs sont mis à profit : la petite taille des structures réalisées (micronique voir moins) et leur fabrication simultanée en grande quantité (jusqu'à plusieurs milliers d'éléments). Ces deux caractéristiques sont constamment améliorées au prix d'efforts considérables portant sur l'extrême propreté de l'environnement dans lequel s'effectuent les opérations, la grande reproductibilité de ces dernières et la conception d'équipements permettant la définition et la fabrication de structures aux dimensions inférieures à 100 nm.

Les progrès de la microélectronique visent en effet essentiellement à réduire la taille des composants réalisables. Les dimensions en sont typiquement dans le domaine micrométrique et de nombreuses structures ont des dimensions de l'ordre de la dizaine de nanomètres. A ces échelles, un grain de poussière est relativement grand et la propreté devient donc une considération primordiale. La fabrication des composants s'effectue en salle blanche avec des paramètres de température et d'humidité régulés et une atmosphère filtrée à très faible densité de particules. Les salles blanches sont ainsi identifiées par leur classe N, N étant le nombre moyen de particules de diamètre supérieur à 0.5 μm dans un pied-cube d'air.

Certaines étapes, la photolithographie par exemple, nécessitent même des conditions encore plus strictes, par exemple une régulation de la température à 0.1°C. Toutes les surfaces de travail doivent être parfaitement propres, exemptes de poussière, d'huiles et autres contaminants. Une attention particulière doit être portée à la présence de métaux et autres sources d'espèces atomiques pouvant jouer le rôle de dopants dans les matériaux traités. En dépit des gants, des combinaisons et même des masques, les éléments les plus "salissants" d'une salle blanche restent les opérateurs humains.

La plupart des procédés et techniques de fabrication en salle blanche ont été mis au point pour l'industrie microélectronique du Silicium. Malgré quelques différences essentielles, les techniques employées pour la fabrication des composants optoélectroniques en semiconducteurs III-V leur sont pour la plupart similaires [18].

2.4.1 Enchaînement des opérations

Sur la Figure 2.15 est représenté schématiquement l'enchaînement des opérations employées pour la fabrication des composants optoélectroniques en AlGaAs/GaAs [12] réalisés dans le cadre du travail présenté dans ce mémoire. Tous comportent comme éléments de base un guide optique ruban et des électrodes métalliques permettant l'application d'un champ électrique à travers le coeur du guide afin de moduler la phase du faisceau s'y propageant.

Les composants sont réalisés à partir d'une plaquette d'Arséniure de Gallium dopée n sur laquelle sont déposées par épitaxie par jets moléculaires les couches successives de AlGaAs constituant la structure verticale du guide (Figure 2.15a).

Une couche de résine photosensible est ensuite déposée sur la surface à l'aide d'une tournette et un motif est insolé sur la plaquette à l'aide d'un masque et d'une machine d'alignement. Le motif est ensuite développé pour laisser un masque de résine définissant géométriquement le guide ruban (Figure 2.15b). Par gravure ionique réactive les couches de semiconducteurs sont attaquées et éliminées à travers ce masque de résine, laissant un ruban gravé en surface de la plaquette (Figure 2.15c). La résine restante est alors délaquée de la surface du guide ruban par un bain d'acétone, la plaquette nettoyée et préparée pour le dépôt d'une fine (400 nm) couche de *spin-on glass*, diélectrique qui joue le rôle d'isolant électrique et protège la surface d'une éventuelle oxydation (Figure 2.15d).

Une nouvelle étape de photolithographie est effectuée afin de définir des ouvertures dans le *spin-on glass* pour les prises de contact électrique. Cette étape n'emploie pas de ruban de résine mais plutôt un négatif, une ouverture après développement de la résine négative recouvrant la plaquette. Le *spin-on glass* est attaqué à travers cette fenêtre réalisée dans la résine afin de mettre à nu la surface de semiconducteur (Figure 2.15e). Après nettoyage, une photolithographie supplémentaire est effectuée afin de réaliser une zone ouverte dans la résine dans laquelle on va déposer une électrode métallique. Une série de couches métalliques réalisant un contact de type p est déposée sur toute la surface de la plaquette puis la résine est délaquée à l'acétone. Lors de cette opération appelée *lift-off* la résine dissoute emporte toute couche métallique déposée à sa surface ne laissant de métal que dans les zones précédemment ouvertes (Figure 2.15f).

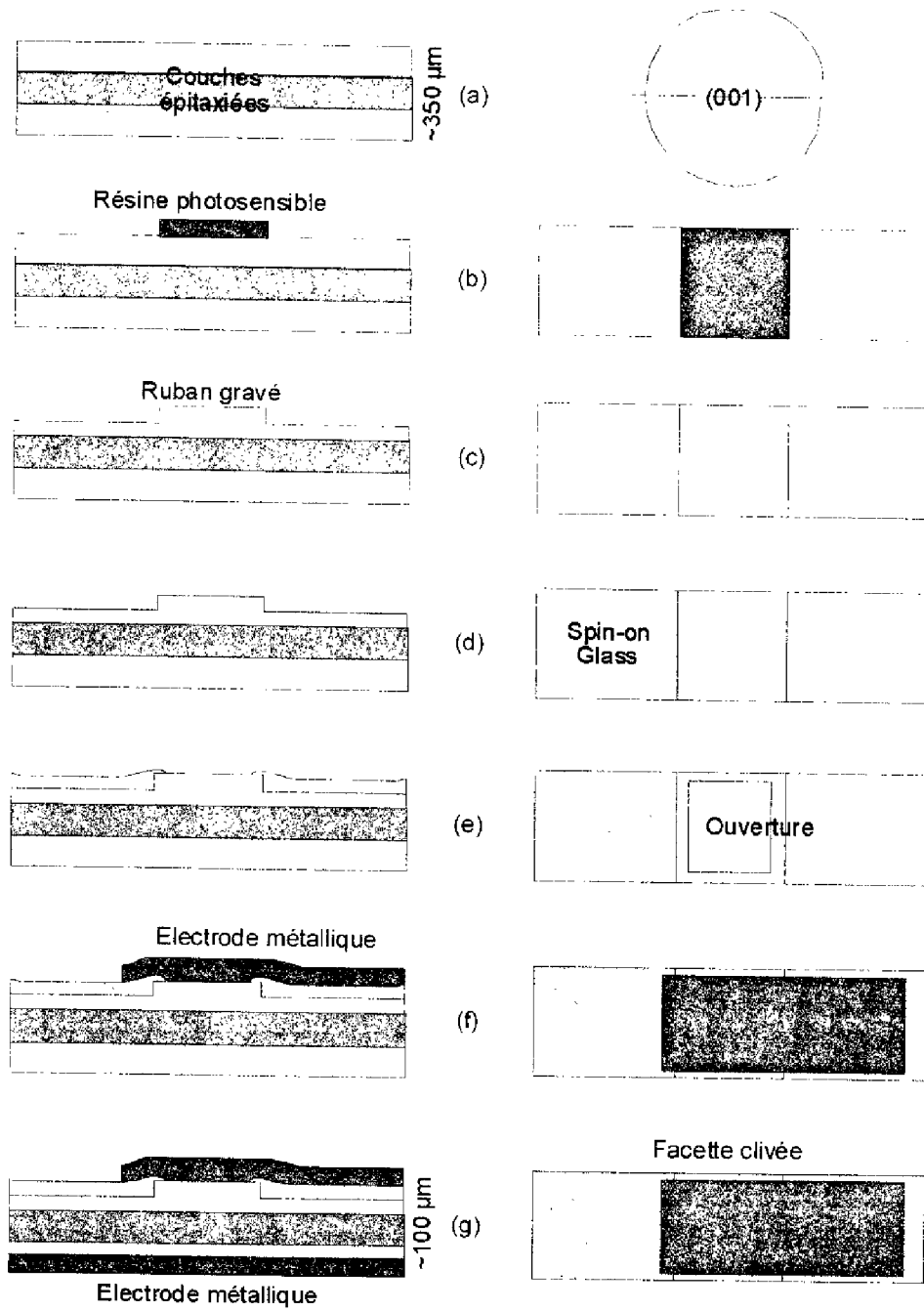


Figure 2.15 Schéma des opérations de fabrication de composants optoélectroniques à base de guides d'onde optique ruban réalisés en AlGaAs/GaAs

Afin de faciliter son clivage la plaquette est ensuite amincie à une épaisseur comprise entre 100 et 200 μm par abrasion mécanique. Une série de couches métalliques réalisant un contact de type n est alors déposée sur toute sa surface arrière. Enfin les différents modules sont séparés par clivage de la plaquette de semiconducteur, les faces miroirs ainsi obtenues permettant le couplage de la lumière dans le guide ruban (Figure 2.15g).

2.4.2 Epitaxie par Jets Moléculaires

2.4.2.1 Principe et intérêt de l'EJM

Le principe de l'épitaxie par jets moléculaires (EJM ou *MBE: molecular beam epitaxy*) consiste en l'interaction dans une enceinte sous ultravide (pression de l'ordre de 10^{-10} Torr) de flux atomiques ou moléculaires et leur condensation sur un substrat monocristallin porté à une température adaptée. Les flux des espèces en interaction sont généralement obtenus par évaporation thermique.

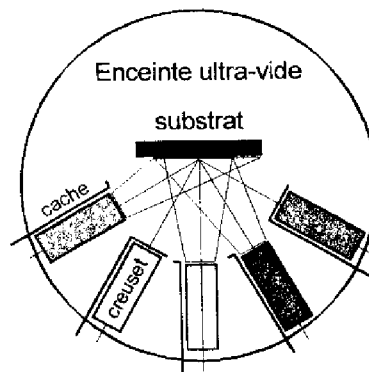


Figure 2.16 Schéma de principe de l'épitaxie par jets moléculaires

Les éléments constituant la couche à élaborer (Arsenic, Gallium, Aluminium, etc) sont contenus dans des creusets (Figure 2.16) portés à des températures déterminées pour obtenir à la surface du substrat les flux atomiques ou moléculaires désirés. L'incorporation d'impuretés dopantes s'effectue par utilisation de cellules d'évaporation supplémentaires contenant les éléments choisis (Béryllium, Silicium, etc). Le substrat est porté à une température permettant une croissance épitaxiale conduisant à l'obtention de couches cristallines.

L'EJM est parfaitement adaptée à la croissance de couches minces cristallines. Elle permet en effet l'obtention de vitesses de croissance faibles, comprises entre 0.1 et 1 $\mu\text{m}/\text{heure}$, correspondant pour les semiconducteurs usuels à une vitesse de croissance de l'ordre d'une monocouche par seconde.

La température à laquelle est portée le substrat (entre 450 et 600°C pour GaAs), plus faible que pour les autres techniques d'épitaxie, permet de limiter les phénomènes d'interdiffusion aux interfaces. De plus cette technique permet des changements abrupts de matériau et de composition par simple mouvement des caches placés devant les cellules d'évaporation des espèces à déposer.

L'ensemble de ces caractéristiques rend possible la réalisation de structures complexes composées d'empilements de couches d'épaisseur, composition et dopage différents et bien contrôlés. L'EJM est donc parfaitement adaptée à la croissance de composants optoélectroniques à base d'alliages $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

2.4.2.2 Système d'EJM

La Figure 2.17 représente le plan général d'un bâti d'EJM.

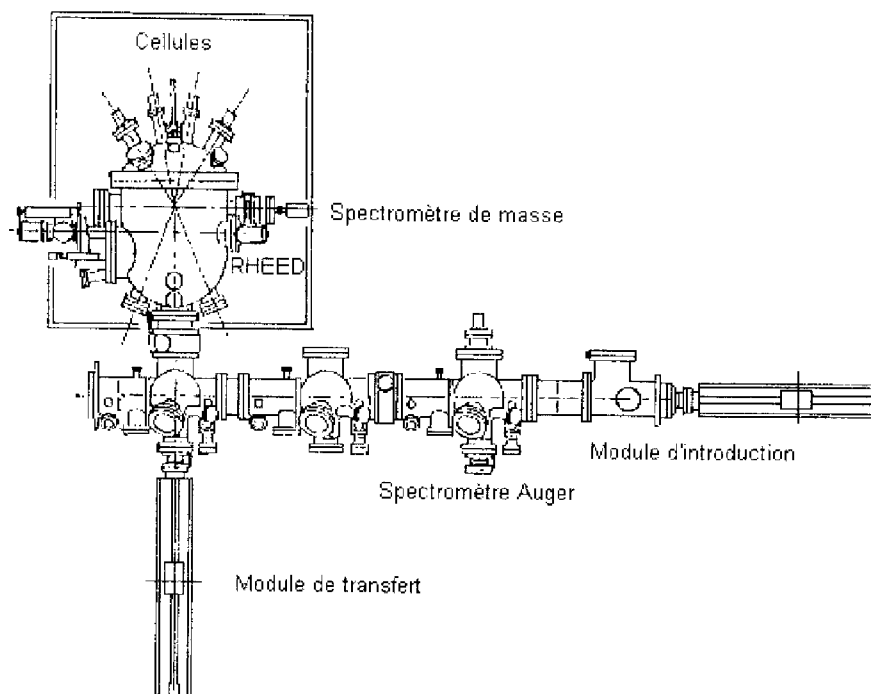


Figure 2.17 plan général du bâti d'épitaxie par jets moléculaires employé

On distingue :

- le sas d'introduction dans lequel sont introduits les échantillons à la pression atmosphérique sous flux d'azote et dans lequel on peut obtenir un vide primaire grâce à une pompe turbomoléculaire.
- la chambre d'introduction soumise à un vide primaire (10^{-5} Torr) à chaque introduction d'échantillon dans laquelle on peut atteindre un vide secondaire de l'ordre de 10^{-9} Torr.
- la chambre de transfert, intermédiaire entre la chambre d'introduction et la chambre de croissance, dans laquelle les substrats peuvent être stockés sous ultravide (10^{-10} Torr). Elle est équipée d'un spectromètre d'électrons Auger permettant l'analyse chimique des surfaces.
- la chambre de croissance, maintenue sous ultravide, dont les panneaux sont refroidis par circulation d'azote liquide afin d'atteindre un vide limite de quelques 10^{-11} Torr. Dans cette chambre se trouvent
 - les cellules d'évaporation ayant des caches manipulables depuis l'extérieur. Ces cellules contiennent dans des creusets les éléments III (Al, Ga) et V (As) ainsi que les dopants (Si pour le dopage n, Be pour le dopage p).
 - le porte-substrat monté sur un manipulateur et animé d'un mouvement de rotation autour de son axe afin d'améliorer l'uniformité des dépôts.
 - Les moyens d'analyse : spectromètre de masse pour le contrôle de la qualité du vide et diffracteur d'électrons de haute énergie en incidence rasante (RHEED) pour le contrôle de la qualité cristalline des dépôts et de l'ordre atomique des surfaces.

Un moyen d'analyse supplémentaire et original est disponible sur le bâti d'EJM du LAAS, il s'agit d'un système de contrôle in situ des épaisseurs en cours de croissance par réflectométrie dynamique accordable [19]. Cette méthode est basée sur la mesure des variations de l'intensité d'un faisceau laser, de longueur d'onde accordable, réfléchi par la surface de l'échantillon en cours de croissance.

2.4.3 Photolithographie

La photolithographie est la technique employée pour former à la surface des *wafers* les motifs à partir desquels les composants vont être réalisés. La photolithographie permet de délimiter les

zones à graver, à métalliser (ainsi que celles à implanter ou à doper par diffusion) et représente une part importante de tout procédé de fabrication de composants à semiconducteurs.

La photolithographie comporte elle-même de nombreuses étapes. La plaquette est d'abord enduite de résine à la tournette puis placée sur une machine d'alignement de masque permettant d'aligner (par contact ou par proximité) les motifs du masque et ceux déjà réalisés sur le *wafers* avec une précision de l'ordre du micron. Une fois alignée la plaquette enduite est insolée à travers le masque par rayons ultraviolets. La résine est ensuite développée et les motifs formés restent en surface ; l'étape suivante (gravure, métallisation, etc) peut alors être effectuée.

2.4.3.1 Masques

Les masques déterminent les motifs à reproduire sur les *wafers*. Il s'agit de plaques de verre de haute qualité recouvertes d'une couche de chrome où sont gravés ces motifs. Les motifs chromés sont opaques aux ultraviolets alors que les zones gravées sont transparentes.

Nous avons utilisé des masques à l'échelle 1 et sur la Figure 2.18 sont représentés schématiquement les masques employés pour réaliser les opérations de fabrication c, e et f schématisées sur la Figure 2.15 en supposant l'utilisation d'une résine positive.

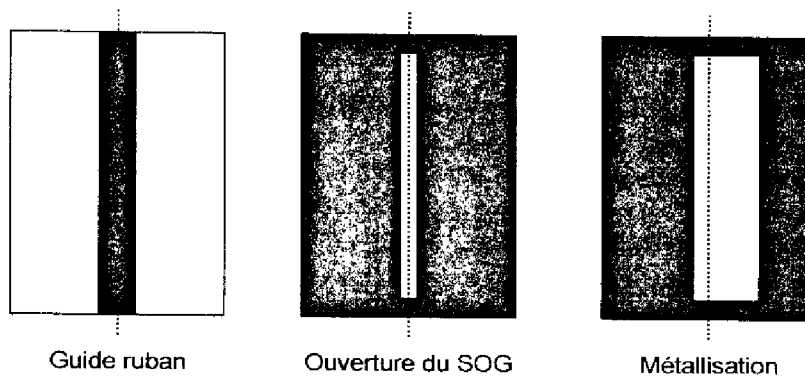


Figure 2.18 Motifs des masques employés pour réaliser le composant de la Figure 2.15

2.4.3.2 Résines photosensibles

La fonction de la photolithographie est le transfert des motifs d'un masque sur la plaquette de semiconducteurs. Les résines photosensibles réalisent cette opération sur la surface de la

plaquette. Ce sont des polymères photosensibles en solution dans des solvants, classés en deux catégories, résines positives et résines négatives, ayant des avantages distincts. Les résines positives ont une meilleure résolution et s'éliminent facilement tandis que les résines négatives plus sensibles et nécessitant des temps d'exposition inférieurs ont une résolution inférieure mais une résistance aux produits chimiques plus importante.

Le *wafer* est uniformément enduit à l'aide d'une tournette ayant une vitesse de rotation de quelques milliers de tours par seconde (pendant 30 à 60 s) dont dépend l'épaisseur de résine. L'hygrométrie et la température de l'environnement sont primordiales et les plaquettes sont déshydratées par recuit avant enduction afin d'éliminer tout résidu d'humidité en surface. L'enduction est suivie d'un recuit afin d'évacuer les solvants de la résine et d'améliorer son adhérence.

L'exposition s'effectue sous une lampe à vapeur de mercure, le masque étant placé entre la lampe et la plaquette. Le spectre d'émission du mercure comporte de nombreuses raies, la raie g (436 nm) est couramment employée tandis que la raie i (365 nm) constitue l'état de l'art. Le temps d'exposition est fonction de l'intensité de la source et est de l'ordre de quelques secondes, l'intégrale de la puissance sur toute la durée d'insolation (l'énergie) étant le paramètre important. Les mécanismes mis en jeu dépendent alors du type de résine. Dans une résine positive les éléments photosensibles de la résine sont transformés sous l'action du flux lumineux et permettent la dissolution de cette dernière lors du développement. Dans une résine négative les éléments photosensibles transformés chimiquement par le flux lumineux favorisent la formation de liaisons avec le polymère de base qui n'est plus dissout lors du développement. Les parties exposées d'une résine positive sont donc éliminées lors du développement alors qu'elles deviennent insolubles dans le cas d'une résine négative (Figure 2.19).

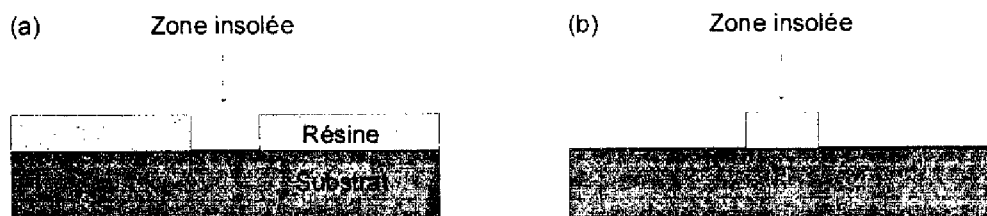


Figure 2.19 Résines positive (a) et négative (b)

L'exposition est suivie d'un développement dans une solution à base d'hydroxyde de potassium (KOH). La résine est ensuite durcie par postrecuit ce qui en améliore l'adhérence et la résistance aux produits chimiques.

La plaquette est alors prête à subir l'étape suivante du procédé de fabrication. La résine résiste à cette étape et les zones ainsi protégées ne sont pas traitées. C'est ainsi que la zone définissant le ruban sur la Figure 2.15 n'est pas gravée. La résine doit ensuite être éliminée dans un bain d'acétone et il est souvent nécessaire d'en éliminer les résidus à l'aide d'un plasma d'oxygène de haute énergie (400 W), l'oxydation des éléments contaminants en surface étant très efficace et inoffensive pour le substrat.

2.4.3.3 Lift-off

Il est très intéressant d'obtenir un profil de *lift-off* comme présenté Figure 2.20. Ce profil comporte une pente d'inclinaison négative de sorte que tout matériau, en général un métal, déposé sur la surface ne vient pas recouvrir les flancs. Le délaquage de la résine élimine donc ensuite le métal en surface ne laissant de métal que dans les zones exposées. Il s'agit d'une façon simple de réaliser des motifs métalliques sans avoir à recourir à une étape de gravure du métal qui pourrait détériorer les couches de semiconducteurs. Nous avons retenu cette méthode pour la réalisation des électrodes en forme de ruban placées en surface de nos composants.

Le profil de *lift-off* est obtenu par utilisation d'une résine dite "réversible" permettant d'obtenir une image négative d'un motif de masquage. Après insolation initiale, le *wafér* est recuit puis soumis à une seconde insolation totale, sans masque, ce qui a pour effet de convertir la résine positive en résine négative. Les flancs du motif réalisé ont alors un profil inversé.

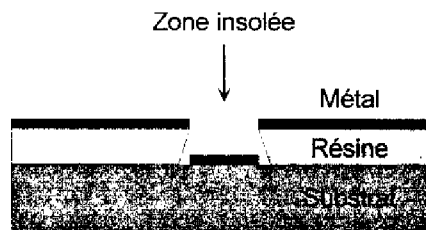


Figure 2.20 Profil inversé pour *lift-off*

2.4.4 Gravure ionique réactive

Les procédés de gravure permettent d'enlever de la matière en surface de la plaquette de semiconducteur. Le procédé de fabrication présenté Figure 2.15 comporte deux gravures, l'une pour réaliser la structure de ruban permettant un guidage bidimensionnel de la lumière, l'autre pour ouvrir une fenêtre de dépôt métallique dans le *spin-on glass*. Ces deux opérations ont été réalisées par gravure ionique réactive.

La gravure ionique réactive (*RIE reactive ion etching*) utilise un plasma afin d'attaquer la surface à traiter ; il s'agit d'un procédé aussi bien physique que chimique. Cette gravure sèche (par opposition aux gravures par voie humide employant des solutions chimiques) permet un contrôle précis des profondeurs de gravure et des profils des flancs gravés. Elle est basée sur l'utilisation d'un plasma formé par décharge alternative (120 W à 13.56 MHz) dans un milieu gazeux à faible pression (~ 0.1 Torr). La surface est soumise à un bombardement d'ions énergétiques qui induit et accélère les mécanismes des réactions chimiques de la gravure. Les espèces réactives générées dans le plasma diffusent jusqu'à la surface du matériau à graver où elles sont adsorbées. Il y a alors réaction chimique en surface avec formation de produits volatils (tels que GaCl_3 , AsCl_3 ou AlCl_3) qui sont désorbés, diffusés dans le volume de l'enceinte de gravure et évacués par pompage.

L'échantillon à graver est placé sur la cathode à laquelle est appliquée la puissance RF (Figure 2.21) par une liaison capacitive avec le générateur RF. Cette capacité de liaison C_p provoque l'apparition d'une tension d'autopolarisation entre anode et cathode qui permet d'accentuer l'effet de bombardement d'ions. L'anode supérieure, par laquelle les gaz de gravure sont admis, est reliée directement à la masse. Les espèces gravantes sont des gaz réactifs à base de Chlore ou de Fluor. Nous avons utilisé SiCl_4 pour la gravure de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ et CF_4 pour celle du *spin-on glass*.

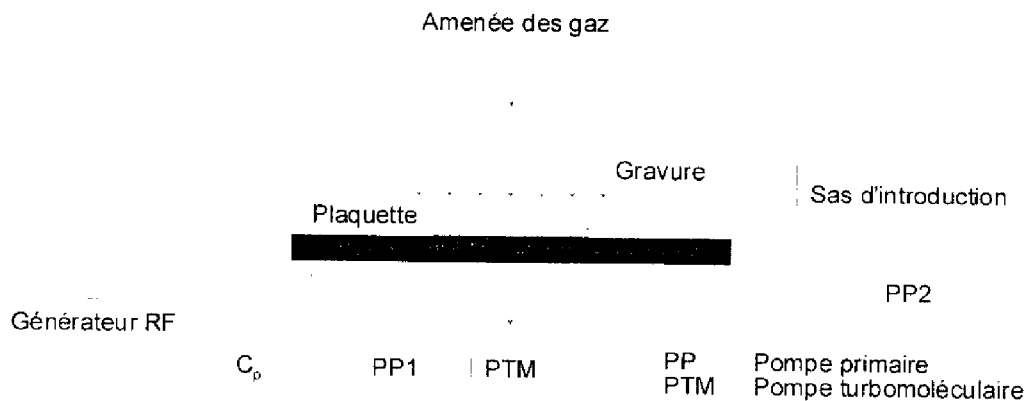


Figure 2.21 Schéma d'un bâti de gravure ionique réactive

Le bâti de RIE que nous avons utilisé comporte de plus un système de réflectométrie laser permettant de contrôler précisément les épaisseurs de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ gravées par mesure des variations de l'intensité du faisceau laser rouge réfléchi par la structure en cours de gravure [20]. Ce système est comparable à celui employé pour contrôler les épaisseurs des couches déposées par EJM en réflectométrie dynamique accordable (cf. paragraphe 2.4.2.2).

2.4.5 Dépôt de spin-on glass

Le diélectrique le plus couramment employé en technologie des semiconducteurs III-V, par exemple pour isoler la surface avant métallisation, est le Nitrure de Silicium Si_3N_4 . La méthode de dépôt de Si_3N_4 sur GaAs n'étant pas disponible dans notre laboratoire, nous avons employé du *spin-on glass* (SOG), liquide à base de polymères à radical Si-O dissouts dans des solvants organiques courants tels qu'alcools, cétones ou esters [21]. Il est déposé à la tournette sur la plaqueette de semiconducteurs qui est ensuite recuite pour densifier le SOG en une couche solide de 400 nm d'épaisseur.

La couche de *spin-on glass* permet de protéger les flancs gravés par RIE d'une éventuelle oxydation (pour les couches contenant de l'Aluminium) et assure de plus une planarisation de la surface qui facilite ensuite le dépôt d'une électrode métallique. Pour assurer le contact de cette électrode avec le semiconducteur, le SOG est enlevé par RIE (avec du CF_4) dans les zones où doit s'effectuer le dépôt.

Pour éviter toute apparition de cloques à la surface de l'électrode, problème que nous avons rencontré et identifié comme provenant d'un dégazage du *spin-on glass* postérieur à son recuit, nous avons mis au point un procédé plus poussé de densification du SOG. Il est déposé à la tournette en deux étapes avec un recuit sur plaque chauffante à 200°C pendant 30' entre les deux enductions. La densification finale s'effectue en four à 450°C pendant 180' sous flux d'azote. A l'issue de ce traitement le diélectrique ne dégaze plus d'eau lors des étapes suivantes.

2.4.6 Dépôts métalliques

L'une des dernières étapes de la fabrication d'un dispositif optique fonctionnant par application d'un champ électrique est le dépôt d'électrodes métalliques. Nos composants utilisent une électrode en forme de ruban métallique en face avant et une deuxième métallisation plane en face arrière. Les métaux sont déposés sur le semiconducteur ou sur le diélectrique par évaporation au canon à électrons ou par pulvérisation cathodique.

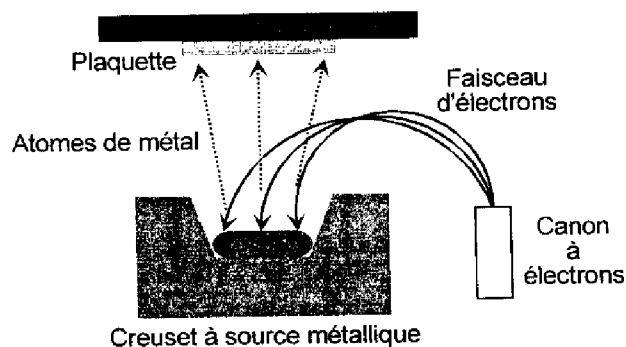


Figure 2.22 Dépôt d'un métal par évaporation au canon à électrons

L'évaporation repose sur l'échauffement de la source métallique par un faisceau d'électrons comme le montre la Figure 2.22. Les plaquettes sont disposées à une certaine distance de la source métallique et le canon à électrons bombarde le creuset afin de fondre le métal dont les atomes sont évaporés sur la surface du wafer. L'électrode en forme de ruban en surface de nos composants est déposée ainsi ; il s'agit de 1000 Å de Titane, comme couche d'accrochage sur GaAs, suivis de 8000 Å d'Or.

La pulvérisation cathodique repose, quant à elle, sur l'utilisation de l'énergie d'atomes neutres dans un plasma, en général de l'Argon, pour pulvériser les atomes de la cible

métallique. Cette méthode ne nécessite pas de fortes températures et un bon recouvrement des flancs des motifs est obtenu par application d'une tension de polarisation au porte-échantillon. L'électrode-plan de masse placée en face arrière de nos composants est ainsi déposée ; il s'agit de 2000 Å d'un alliage Or-Germanium (dopage de surface) , 500 Å de Nickel (couche barrière) et 4000 Å d'Or (faible résistivité) pour former un contact ohmique de type n. Cette métallisation doit ensuite être recuite pendant 1' à 450°C, sous flux d'Azote hydrogéné, afin d'assurer par alliage une faible résistivité, d'améliorer l'adhérence des couches métalliques et de réaliser une sorte de surdopage superficiel par diffusion de Ge dans le semiconducteur III-V.

2.4.7 Etapes finales

Les différents composants réalisés simultanément sur une même plaquette doivent être séparés en fin de fabrication afin d'être conditionnés et testés. Pour la plupart des composants d'optique intégrée en semiconducteurs il est nécessaire d'avoir des faces d'entrée et de sortie de qualité miroir afin de permettre un couplage efficace de la lumière. Ces facettes miroir sont obtenues par clivage des échantillons.

Le clivage consiste à briser le substrat semiconducteur avec précaution en des points précis de la surface du composant, en général après réalisation d'une amorce parallèlement à une direction cristallographique spécifique ($\langle 110 \rangle$ pour GaAs). Pour obtenir un clivage de bonne qualité il est nécessaire d'amincir les plaquettes à une épaisseur de l'ordre de 100 μm . Pour ce faire on a recours à un rodage des *wafers* à l'aide de disques abrasifs. Cette opération est bien évidemment effectuée avant métallisation de la face arrière.

Après clivage, les échantillons sont montés sur un support de test et sont microcablés pour permettre l'application d'une tension sur les électrodes métalliques. Cette dernière opération très délicate nécessite une grande minutie. Le câblage s'effectue par soudure thermosonique de fils d'Or pur de 25 μm de diamètre sur des plots métalliques qui doivent avoir une dimension minimale de 75×50 μm . Des ultrasons à 60 kHz sont appliqués par un transducteur à l'outil supportant le fil qui est chauffé à 120°C. Ce sont le poids et les vibrations de l'outil ainsi que l'échauffement du fil qui réalisent la soudure.

Nous avons utilisé la technique de soudure par écrasement ou *wedge bonding* qui n'autorise que les déplacements vers l'arrière avec un écart angulaire de 30° maximum mais permet de souder aussi bien de la puce vers le plot que l'inverse. Cette technique nécessite de plus une bonne adhérence de la métallisation sur laquelle s'effectue la soudure car on tire sur le fil lors du câblage comme on peut le voir sur la Figure 2.23.

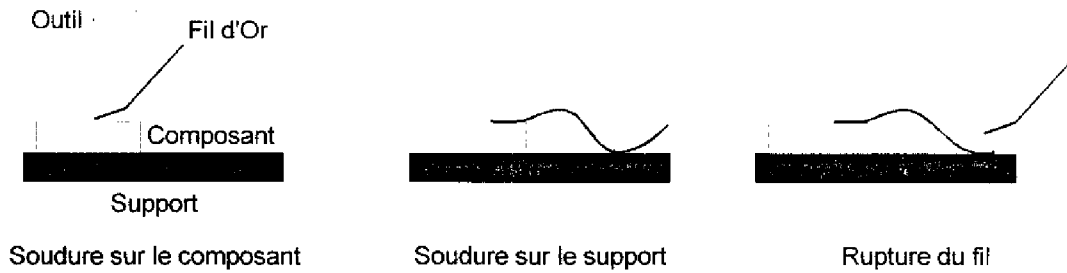


Figure 2.23 Séquence d'un câblage par *wedge bonding*

Signalons que les semiconducteurs III-V sont extrêmement fragiles et que leur manipulation s'avère très délicate surtout pour des échantillons de grande surface et de faible épaisseur tels que ceux nécessaires à la réalisation de nos composants. Les survivants sont alors prêts à être caractérisés électriquement et optiquement.

Références bibliographiques

- [1] Leonberger F.J. et J.P. Donnelly, "Semiconductor Integrated Optic Devices" in "Guided-Wave Optoelectronics", T. Tamir (Ed.), 2^{ème} Edition, Springer-Verlag, Berlin (1990)
- [2] Saleh B.E.A. et M.C. Teich, "Fundamentals of Photonics", John Wiley & Sons, New York (1991)
- [3] Hunsperger R.G., "Integrated Optics: Theory and Technology", Springer-Verlag, Berlin (1991)
- [4] Casey H.C. et M.B. Panish, "Heterostructure Lasers", Academic Press, San Diego (1978)
- [5] Mathieu H., "Physique des semiconducteurs et des composants électroniques", 3^{ème} Edition, Masson, Paris (1996)
- [6] Glick M., F.K. Reinhart, G. Weimann et W. Schlapp, "Quadratic electro-optic light modulation in GaAs-AlGaAs multiquantum well heterostructure near the excitonic gap", Applied Physics Letters, vol. 48, no. 15, pp. 989-991 (1986)
- [7] Miller D.A.B., D.S. Chemla, T.C. Damen, A.C. Gossard, W. Wiegmann, et al., "Band-Edge Electroabsorption in Quantum Well Structures: The Quantum-Confined Stark Effect", Physical Review Letters, vol. 53, no. 22, pp. 2173-2176 (1984)
- [8] Devaux F., A. Ramdane et A. Ougazzaden, "Modulateurs électroabsorbants : applications pour les liaisons à hauts débits", L'Echo des Recherches, no. 166, pp. 41-52 (1996)
- [9] Namba S., "Electro-Optical Effect of Zincblende", Journal of the Optical Society of America, vol. 51, no. 1, pp. 76-79 (1961)
- [10] Yariv A., "Quantum Electronics", 3^{ème} Edition, John Wiley & Sons, New York (1991)
- [11] Nishihara H., M. Haruna et T. Suhara, "Optical Integrated Circuits", McGraw-Hill, New York (1989)
- [12] Zappe H.P., "Introduction to Semiconductor Integrated Optics", Artech House, Boston (1995)
- [13] Kogelnik H., "Theory of Optical Waveguides" in "Guided-Wave Optoelectronics", T. Tamir (Ed.), 2^{ème} Edition, Springer-Verlag, Berlin (1990)
- [14] Joindot I. et M. Joindot, "Les télécommunications par fibre optique", Dunod, Paris (1996)
- [15] Stern M. et al., "Analysis of the spectral index method for vector modes of rib waveguides", IEE Proceedings-Optoelectronics, vol. 137, pp. 21-26 (1990)
- [16] Seki S. et al., "2D analysis of optical waveguides with a non-uniform finite difference method", IEE Proceedings-Optoelectronics, vol. 138, pp. 123-127 (1991)
- [17] Koshihara M., H. Saitoh, M. Eguchi et K. Hirayama, "Simple scalar finite element approach to optical rib waveguides", IEE Proceedings-Optoelectronics, vol. 139, no. 2, pp. 166-171 (1992)
- [18] Williams R., "Modern GaAs processing techniques", 2^{ème} Edition, Artech House, Boston (1990)
- [19] Bardinal V., "Conception, Elaboration sous Contrôle Optique et Caractérisation de Modulateurs à Microcavité Fabry-Pérot", Thèse de l'Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse (1995)
- [20] Granier H., J. Tasselli, A. Marty et H.H. Pham, "A SiCl₄ reactive ion etching and laser reflectometry process for AlGaAs/GaAs HBT fabrication", Vacuum, vol. 47, no. 11, pp. 1347-1351 (1996)
- [21] Gupta S.K., "Spin-On Glass for Dielectric Planarization", Manufacturing and Testing, April 1989

3. Modulateur Biréfringent

3.1 Guide Multicouche	84
3.1.1 Relation entre champs à une interface	85
3.1.2 Extension aux multicouches	85
3.1.3 Expression de la matrice M_i	86
3.1.4 Relation de dispersion et modes guidés	86
3.1.5 Cas de la composante TM	87
3.1.6 Simulation Numérique	88
3.2 Milieux anisotropes, Biréfringence de forme	92
3.2.1 Indices de réfraction	92
3.2.2 Propagation le long d'un axe principal	95
3.2.3 Biréfringence de forme dans une multicouche	96
3.3 Guide d'onde optique plan biréfringent monomode en GaAlAs	100
3.3.1 Conditions de guidage des modes TE_0 et TM_0	100
3.3.2 Conception du guide plan	102
3.3.3 Caractérisation	106
3.4 Modulateur à Guide ruban biréfringent en GaAlAs	117
3.4.1 Guide d'onde optique à profil "W"	117
3.4.2 Conception du guide ruban	120
3.4.3 Fabrication	126
3.4.4 Mesures optiques	128
3.4.5 Mesures électriques	131
3.4.6 Modulation de Cohérence	138
Références bibliographiques	143

3.1 Guide Multicouche

Nous avons jusqu'à présent considéré le cas d'un guide optique à trois couches : substrat, coeur (film) et superstrat (cover). Nous allons maintenant considérer un guide constitué d'une multicouche, empilement de couches d'indices différents, située entre un substrat et un superstrat semi-infinis. Les guides multicouches sont utilisés dans une grande variété d'applications, par exemple pour réaliser un confinement indépendant des porteurs et des photons dans les lasers à hétérostructures à confinement séparé (SCH) [1]. Nous avons utilisé une propriété particulière des empilements de couches diélectriques, la biréfringence de forme, pour réaliser un guide optique à forte biréfringence dont l'analyse et la description font l'objet de ce chapitre.

Les considérations physiques exposées pour le guide trois couches sont extrapolables à un guide multicouche mais la complexité du problème ne permet pas une approche analytique directe comme dans le cas précédent ; les équations de dispersion et les expressions du champ n'ont pas de forme mathématique simple. En effet l'analyse d'une structure multicouche nécessite l'application des conditions aux limites à chaque interface entre deux couches. Une approche intéressante consiste donc à associer à la multicouche une représentation matricielle similaire à celle développée pour l'étude des propriétés de réflexion et de transmission des films minces [2].

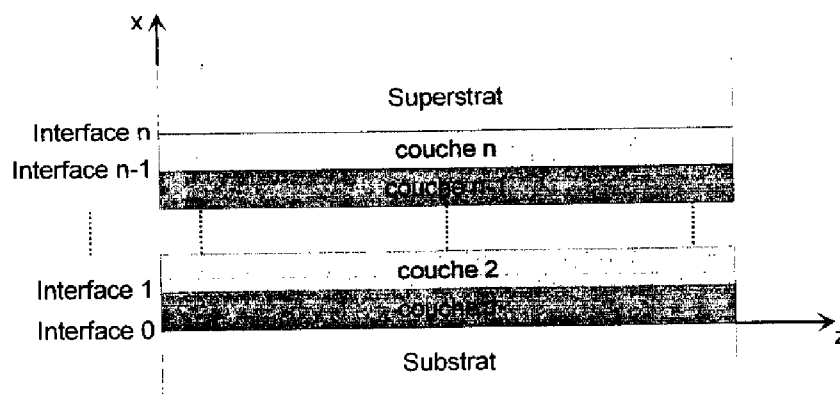


Figure 3.1 Représentation schématique d'un guide multicouche

La Figure 3.1 représente schématiquement un guide multicouche, z étant la direction de propagation de la lumière et x l'axe normal au plan des couches, comme précédemment. Nous présenterons l'analyse d'un tel guide dans le cas de la composante TE (dont le champ électrique est orienté parallèlement au plan des couches), une simple substitution permettant, comme nous le verrons ensuite, d'obtenir les résultats concernant la composante TM (dont le champ électrique est aligné parallèlement à la normale aux couches) [3],[4].

3.1.1 Relation entre champs à une interface

Considérons l'interface substrat-coeur, d'abscisse $x = 0$, les expressions (2.31) et (2.32) deviennent

$$\begin{cases} U_0 = U(0) = A + B \\ V_0 = V(0) = \kappa(A - B) \end{cases} \quad (3.1)$$

d'où l'on déduit

$$\begin{cases} A = \frac{1}{2} \left(U_0 + \frac{V_0}{\kappa} \right) \\ B = \frac{1}{2} \left(U_0 - \frac{V_0}{\kappa} \right) \end{cases} \quad (3.2)$$

On peut donc écrire les expressions (2.31) et (2.32) comme des relations entre le champ au point d'abscisse $x > 0$ et ses valeurs U_0 et V_0 à l'interface ; relations qui peuvent s'exprimer sous la forme matricielle

$$\begin{pmatrix} U_0 \\ V_0 \end{pmatrix} = \mathbf{M}(x) \begin{pmatrix} U(x) \\ V(x) \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

où $\mathbf{M}(x)$ est une matrice 2×2 associée à la partie de la couche comprise entre l'interface substrat-coeur et l'abscisse $x > 0$ dont l'expression est la suivante

$$\mathbf{M}(x) = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} [e^{jkx} + e^{-jkx}] & \frac{1}{2\kappa} [e^{jkx} - e^{-jkx}] \\ \frac{\kappa}{2} [e^{jkx} - e^{-jkx}] & \frac{1}{2} [e^{jkx} + e^{-jkx}] \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\kappa x) & \frac{j}{\kappa} \sin(\kappa x) \\ j\kappa \sin(\kappa x) & \cos(\kappa x) \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

3.1.2 Extension aux multicouches

On considère une multicouche, constituée de n couches d'indice n_i et d'épaisseur h_i , comprise entre un substrat et un superstrat semi-infinis d'indices n_s et n_c (Figure 3.1). On peut étendre la relation (3.3) à chaque couche i en une relation entre champ à l'interface i et champ à l'interface

$i-1$, les indices 0 et n correspondant respectivement aux interfaces substrat–couche 1 et couche n –superstrat

$$\begin{pmatrix} U_{i-1} \\ V_{i-1} \end{pmatrix} = \mathbf{M}_i \begin{pmatrix} U_i \\ V_i \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

où \mathbf{M}_i est la matrice associée à la couche i .

On obtient alors entre les interfaces extrêmes la relation suivante

$$\begin{pmatrix} U_0 \\ V_0 \end{pmatrix} = \mathbf{M} \begin{pmatrix} U_n \\ V_n \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

où $\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 \times \dots \times \mathbf{M}_n$ est finalement la matrice associée à la totalité de la structure multicouche.

3.1.3 Expression de la matrice \mathbf{M}_i

Dans chaque couche i d'indice n_i et d'épaisseur h_i , κ_i le vecteur d'onde normal à la couche a pour expression

$$\kappa_i^2 = n_i^2 k^2 - \beta^2 = (n_i^2 - n_{\text{eff}}^2) k^2 \quad (3.7)$$

Deux cas de figure doivent donc être considérés :

- $n_{\text{eff}} < n_i$, κ_i est réel et la solution dans la couche i est sinusoïdale. L'onde est guidée et la matrice a pour expression

$$\mathbf{M}_i = \begin{pmatrix} \cos(\kappa_i h_i) & \frac{j}{\kappa_i} \sin(\kappa_i h_i) \\ j\kappa_i \sin(\kappa_i h_i) & \cos(\kappa_i h_i) \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

- $n_{\text{eff}} > n_i$, κ_i est imaginaire et la solution dans la couche i est exponentielle. L'onde est évanescente et la matrice a pour expression

$$\mathbf{M}_i = \begin{pmatrix} \cosh(\gamma_i h_i) & \frac{j}{\gamma_i} \sinh(\gamma_i h_i) \\ -j\kappa_i \sinh(\gamma_i h_i) & \cosh(\gamma_i h_i) \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

$$\text{où } \gamma_i = \sqrt{\beta^2 - n_i^2 k^2} = j\kappa_i \quad (3.10)$$

3.1.4 Relation de dispersion et modes guidés

Pour obtenir le guidage dans la structure il est nécessaire, comme pour le guide trois couches, que le champ soit nul à l'infini du côté du substrat et du superstrat ce qui suppose que les indices respectifs du substrat et du superstrat, n_c et n_s , soient inférieurs à l'indice effectif du mode guidé n_{eff} . Dans ce cas le champ dans le substrat et le superstrat a pour expression

$$U(x) = A_{s,c} e^{\gamma_{s,c} x} + B_{s,c} e^{-\gamma_{s,c} x} \quad (3.11)$$

$$V(x) = j\gamma_{s,c} [A_{s,c} e^{\gamma_{s,c} x} - B_{s,c} e^{-\gamma_{s,c} x}] \quad (3.12)$$

$$\text{où } \gamma_{s,c} = \beta^2 - n_{s,c}^2 k^2 > 0 \quad (3.13)$$

ce qui impose

$$n_c, n_s < n_{\text{eff}} < \max(n_i) \quad (3.14)$$

Une condition pour qu'il y ait guidage est donc qu'une couche au moins soit d'indice supérieur aux indices extrêmes n_c et n_s sous peine de n'avoir que des modes de substrat et d'air.

Il est également nécessaire d'avoir $B_s = A_c = 0$ pour satisfaire la condition de champ nul à l'infini. Aux deux interfaces extrêmes le champ et sa dérivée ont donc pour expression

$$\begin{cases} U_0 = A_s \\ V_0 = \kappa_s A_s = j\gamma_s A_s \end{cases} \text{ et } \begin{cases} U_n = B_c \\ V_n = -\kappa_c B_c = -j\gamma_c B_c \end{cases} \quad (3.15)$$

En appliquant ensuite (3.6) avec m_{ij} , coefficients de la matrice \mathbf{M} associée à la totalité de la structure, on obtient

$$\begin{cases} A_s = (m_{11} - j\gamma_c m_{12}) B_c \\ j\gamma_s A_s = (m_{21} - j\gamma_c m_{22}) B_c \end{cases} \quad (3.16)$$

et finalement, en divisant ces deux expressions l'une par l'autre, on obtient la relation de dispersion

$$j(\gamma_s m_{11} + \gamma_c m_{22}) = m_{21} - \gamma_s \gamma_c m_{12} \quad (3.17)$$

Chaque terme de cette relation dépend de β , projection sur z du vecteur d'onde, donc de n_{eff} .

Chaque solution de (3.17) correspond donc à un mode guidé de la structure.

Comme on ne tient pas compte de l'absorption, les coefficients diagonaux de chaque matrice \mathbf{M}_i sont réels et les coefficients antidiagonaux sont imaginaires purs. La matrice finale \mathbf{M} , obtenue par multiplication de matrices de cette forme, présente les mêmes caractéristiques.

La relation (3.17) se réduit donc à une relation entre termes réels

$$\gamma_s m_{11} + \gamma_c m_{22} = m'_{21} - \gamma_s \gamma_c m'_{12} \quad (3.18)$$

$$\text{où } m_{21} = jm'_{21} \text{ et } m_{12} = jm'_{12}$$

3.1.5 Cas de la composante TM

Comme au chapitre précédent, le formalisme développé pour la composante TE se transpose à la composante TM en remplaçant simplement dans l'équation de dispersion ainsi que dans les

coefficients des matrices, mais pas dans les termes de phase κh ou κx , les termes κ et γ respectivement par $-\frac{\kappa}{n^2}$ et $-\frac{\gamma}{n^2}$.

La matrice associée à une couche guidante devient

$$\mathbf{M}_i = \begin{pmatrix} \cos(\kappa_i h_i) & j \frac{n_i^2}{\kappa_i} \sin(\kappa_i h_i) \\ j \frac{\kappa_i}{n_i^2} \sin(\kappa_i h_i) & \cos(\kappa_i h_i) \end{pmatrix} \quad (3.19)$$

et la relation de dispersion a pour expression

$$-j \left[\frac{\gamma_s}{n_s^2} m_{11} + \gamma_c m_{22} \right] = m_{21} - \frac{\gamma_s \gamma_c}{n_s^2 n_c^2} m_{12} \quad (3.20)$$

3.1.6 Simulation Numérique

Nous avons employé ce formalisme matriciel dans un programme permettant l'étude des propriétés optiques de structures multicouches quelconques, sans confinement latéral et sans absorption [5]. Ce programme permet de déterminer les conditions selon lesquelles la lumière se propage dans la direction parallèle aux couches : détermination de l'ensemble des modes guidés par la structure, s'il en existe, ainsi que tracé du profil du champ électrique associé à un mode.

3.1.6.1 Recherche des modes guidés

La recherche des modes guidés s'effectue en deux temps. Le programme balaie toute la gamme d'indices effectifs permis pour le guidage optique en décroissant avec un pas Δn

- de $\max(n_i)$ à $\max(n_c, n_s)$ pour la recherche des modes guidés
- de $\max(n_c, n_s, n_i)$ à $\min(n_c, n_s)$ pour la recherche des modes guidés et pseudo-guidés.

Nous appelons modes pseudo-guidés les modes guidés par la structure considérés comme des modes de substrat par le programme lorsque le substrat (qui dans le cas de nos structures est en GaAs, matériau d'indice le plus élevé du système AlGaAs) est inclus dans la simulation. En effet les guides d'onde optiques réalisés par croissance de couches de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ sur substrat GaAs comportent obligatoirement une couche de confinement assez épaisse (quelques microns) d'indice inférieur à celui de la structure guidante afin de l'isoler du substrat et de réaliser le confinement optique. Lors des simulations que nous avons effectuées nous avons

toujours considéré dans un premier temps que le substrat (au sens optique du terme) d'indice n_s était cette couche de confinement pour ensuite vérifier la cohérence du résultat en considérant comme substrat optique le substrat matériel, la couche de confinement étant alors la première couche de la structure multicouche.

En pratique, pour chaque valeur de β par pas $\Delta\beta$, le programme calcule la matrice associée à la structure multicouche en effectuant le produit des matrices associées aux différentes couches. Il calcule ensuite la fonction de dispersion dont il teste le signe. Un changement de signe entre deux valeurs consécutives de β signifie l'existence d'un zéro de la fonction, la solution est alors obtenue par simple dichotomie. Un numéro d'ordre est associé à chaque mode, en commençant par zéro pour l'indice le plus élevé. Pour une structure relativement simple, cet ordre a la signification physique habituelle.

Cette méthode permet de trouver tous les modes guidés à condition toutefois que leur séparation soit supérieure au pas de la recherche. Cependant il est possible, si nécessaire, de diminuer le pas et, généralement, on obtient tous les modes guidés.

3.1.6.2 Calcul du champ

Afin de calculer le champ en tout point de la structure, on calcule d'abord la valeur du champ U_i et de la dérivée V_i à chaque interface i séparant la couche $i-1$ de la couche i depuis l'interface 0 (substrat-couche 1) jusqu'à l'interface n (couche n -superstrat). Le programme attribue arbitrairement la valeur 1 au champ U_0 à l'interface 0 puis utilise la relation matricielle (3.3) inversée

$$\begin{pmatrix} U_i \\ V_i \end{pmatrix} = \mathbf{M}_i^{-1} \begin{pmatrix} U_{i-1} \\ V_{i-1} \end{pmatrix} \quad (3.21)$$

où \mathbf{M}_i est la matrice associée à la couche i .

Le champ peut ensuite être calculé en un point quelconque x de la structure par la relation

$$\begin{pmatrix} U(x) \\ V(x) \end{pmatrix} = \mathbf{M}_i^{-1}(x) \begin{pmatrix} U_{i-1} \\ V_{i-1} \end{pmatrix} \quad (3.22)$$

dans laquelle i est le numéro de la couche où se trouve l'abscisse x et $\mathbf{M}_i(x)$ est la matrice associée à la partie de la couche contenue entre l'interface $i-1$ et l'abscisse x .

L'attribution d'une valeur arbitraire à la valeur du champ à l'une des interfaces (en l'occurrence $U_0 = 1$) est un mal nécessaire puisque la méthode employée requiert une valeur de départ ; cependant il faut remarquer que ceci empêche toute comparaison quantitative entre les cartes de champ ainsi fournies par le programme, que ce soit pour les différents modes d'une même structure ou pour les modes de structures différentes.

3.1.6.3 Modèle d'indice employé

Chaque couche de la structure plane étant définie par son épaisseur h_i et son indice n_i , il est nécessaire d'attribuer aux couches une valeur d'indice avec la précision requise par l'étude. En pratique cela se traduit par l'utilisation d'un modèle d'indice prenant en compte aussi bien la composition du matériau que la dispersion en longueur d'onde.

Nous avons été amenés à étudier le guide biréfringent que nous avons réalisé dans un domaine de longueur d'onde proche du gap des matériaux le constituant et avons constaté, comme nous le verrons plus loin, qu'il était nécessaire d'avoir un modèle d'indice rendant compte le plus fidèlement possible de la dispersion des valeurs des indices du système AlGaAs pour les longueurs d'onde proches du gap, par valeur supérieure. Le programme utilise les relations proposées par Afromowitz donnant la valeur de l'indice de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ en fonction du taux d'Aluminium x et de la longueur d'onde λ considérés [6].

Le modèle le plus simple est issu du modèle d'oscillateur simple proposé par Wemple et DiDomenico qui représente avec une bonne précision les variations d'indice d'un grand nombre de matériaux aussi bien amorphes que cristallins, ioniques que covalents à des énergies suffisamment inférieures au gap E_g [7]. Dans ce modèle la partie imaginaire de la constante diélectrique du matériau est approximée par une fonction delta de force $\pi E_d/2$ à une énergie E_0 et l'indice de réfraction a pour expression

$$n^2 - 1 = \frac{E_0 E_d}{E_0^2 - E^2} \quad (3.23)$$

où E est l'énergie des photons qui a pour expression hc/λ .

Le modèle plus complet d'Afromowitz utilise un développement en E^2 de la relation précédente, ainsi que de la relation de Kramers-Kronig, pour aboutir à l'expression plus complexe

$$n^2 - 1 = \frac{E_d}{E_0} + \frac{E_d}{E_0^3} \times E^2 + \frac{E_d}{2E_0^3(E_0^2 - E_r^2)} \ln \left[\frac{(2E_0^2 - E_r^2 - E^2)}{(E_r^2 - E^2)} \right] \times E^4 \quad (3.24)$$

avec $E_0 = 3.65 + 0.871x + 0.179x^2$ (3.25)

$E_d = 36.1 - 2.45x$ (3.26)

$E_r = 1.424 + 1.266x + 0.26x^2$ (3.27)

pour $Al_xGa_{1-x}As$

et $E = 1.23985/\lambda$ (3.28)

λ étant exprimée en microns.

La Figure 3.2 représente les variations des indices de réfraction de GaAs, $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ et AlAs entre 890 nm et 1 μm obtenues en utilisant le modèle simple et le modèle d'Afromowitz. Ce dernier rend mieux compte de la dispersion de l'indice à l'approche du gap, particulièrement pour GaAs.

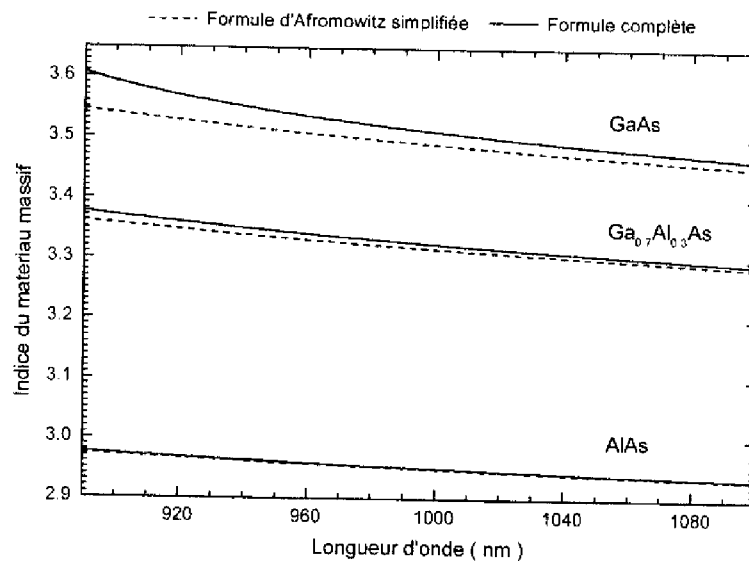


Figure 3.2 Variations de l'indice de réfraction à l'approche du gap du matériau

La Figure 3.3 permet de confronter divers modèles aux valeurs de l'indice de réfraction de GaAs, à différentes longueurs d'onde, mesurées par divers auteurs [8]. Une équation de Sellmeier telle que celle que nous avons présentée dans le chapitre précédent ne prend pas en compte le gap des matériaux tout comme le modèle d'oscillateur simple. Le modèle

d'Fromowitz rend particulièrement bien compte de la dispersion de l'indice au voisinage supérieur de la longueur d'onde correspondant au gap de GaAs, 870 nm.

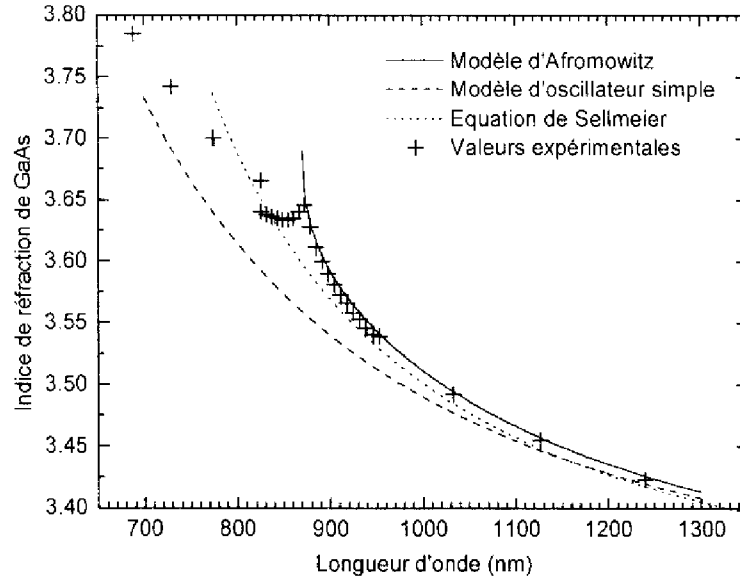


Figure 3.3 Valeurs expérimentales et modèles de l'indice de réfraction de GaAs

3.2 Milieux anisotropes, Biréfringence de forme

Un milieu diélectrique est dit anisotrope si ses propriétés optiques macroscopiques dépendent de la direction considérée. Les propriétés macroscopiques de la matière sont bien entendu régies par ses propriétés microscopiques, particulièrement la forme et l'orientation des molécules ainsi que leur organisation dans l'espace. Dans les cristaux, les semi-conducteurs notamment, les molécules sont organisées dans l'espace selon des motifs réguliers et périodiques et sont orientées dans une même direction. En conséquence les cristaux sont en général des milieux anisotropes [9].

3.2.1 Indices de réfraction

3.2.1.1 Le tenseur de permittivité

Dans un milieu diélectrique anisotrope et linéaire, par exemple un cristal, chaque composante du vecteur déplacement \mathbf{D} est une combinaison linéaire des trois composantes du champ électrique

$$D_i = \sum_j \epsilon_{ij} E_j \quad (3.29)$$

où $i, j = 1, 2, 3$ représentent respectivement les composantes selon x , y et z . Les propriétés diélectriques du milieu peuvent donc être représentées par une matrice 3×3 de neuf coefficients $\{\epsilon_{ij}\}$, tenseur de deuxième ordre appelé tenseur de permittivité électrique et représenté par le symbole ϵ . L'équation précédente peut alors s'écrire sous forme symbolique

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad (3.30)$$

Le tenseur de permittivité est symétrique, $\epsilon_{ij} = \epsilon_{ji}$, et n'est donc caractérisé que par six nombres indépendants. Dans le cas de cristaux présentant certaines symétries, certains de ces coefficients s'annulent et d'autres sont liés de sorte qu'encore moins de coefficients sont nécessaires à la description des propriétés diélectriques.

3.2.1.2 Axes principaux et indices de réfraction principaux

Les éléments du tenseur de permittivité dépendent du système de coordonnées choisi pour décrire la structure du cristal. On peut toujours trouver un système de coordonnées dans lequel les éléments non-diagonaux de ϵ disparaissent de sorte que

$$D_1 = \epsilon_1 E_1, D_2 = \epsilon_2 E_2, D_3 = \epsilon_3 E_3, \quad (3.31)$$

où $\epsilon_1 = \epsilon_{11}$, $\epsilon_2 = \epsilon_{22}$, $\epsilon_3 = \epsilon_{33}$

Ce sont les directions pour lesquelles \mathbf{E} et \mathbf{D} sont parallèles. Ce système de coordonnées définit les axes principaux du cristal ainsi que ses plans principaux. Aux permittivités précédentes on associe les indices de réfraction correspondants

$$n_1 = \left(\frac{\epsilon_1}{\epsilon_0} \right)^{1/2}, n_2 = \left(\frac{\epsilon_2}{\epsilon_0} \right)^{1/2} \text{ et } n_3 = \left(\frac{\epsilon_3}{\epsilon_0} \right)^{1/2} \quad (3.32)$$

appelés indices de réfraction principaux, ϵ_0 étant la permittivité du vide.

3.2.1.3 Cristaux isotropes, uniaxes et biaxes

Dans les cristaux présentant certaines symétries, tels que le Quartz ou la Calcite, deux des indices de réfraction sont égaux, ils sont appelés uniaxes. Les indices sont généralement notés $n_1 = n_2 = n_o$ et $n_3 = n_e$. Comme on le verra dans la suite, n_o et n_e sont appelés respectivement indice ordinaire et extraordinaire. Le cristal est dit uniaxe positif si $n_e > n_o$ et uniaxe négatif si $n_e < n_o$. L'axe z d'un cristal uniaxe est appelé axe optique.

Dans d'autres cristaux, ceux de maille élémentaire cubique tels que le Silicium ou les semiconducteurs III-V (à l'exception des Nitrures) par exemple, les trois indices sont égaux et le milieu est optiquement isotrope. Les milieux dont les trois indices principaux sont différents sont quant à eux dits biaxes.

3.2.1.4 Ellipsoïde des indices

On définit le tenseur d'imperméabilité par la relation

$$\epsilon_0 \mathbf{E} = \boldsymbol{\eta} \mathbf{D} \quad (3.33)$$

L'ellipsoïde des indices est la représentation quadratique de ce tenseur $\boldsymbol{\eta} = \epsilon_0 \boldsymbol{\epsilon}^{-1}$. Dans le système de coordonnées défini par les axes principaux du cristal, l'ellipsoïde des indices est défini par l'équation

$$\frac{x_1^2}{n_1^2} + \frac{x_2^2}{n_2^2} + \frac{x_3^2}{n_3^2} = 1 \quad (3.34)$$

où $1/n_1^2$, $1/n_2^2$ et $1/n_3^2$ sont les valeurs propres de $\boldsymbol{\eta}$.

Les propriétés optiques d'un cristal, directions des axes principaux et valeurs des indices de réfraction principaux, sont complètement décrites par l'ellipsoïde des indices (Figure 3.4). L'ellipsoïde d'un cristal uniaxe est un ellipsoïde de révolution et celle d'un milieu isotrope est une sphère.

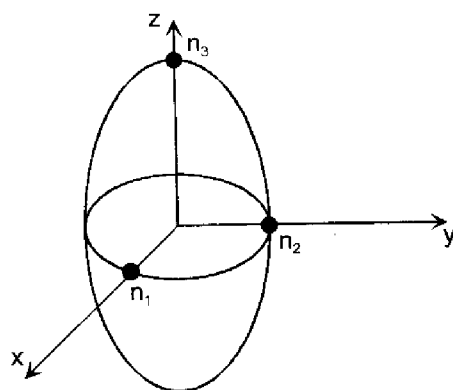


Figure 3.4 Ellipsoïde des indices

3.2.2 Propagation le long d'un axe principal

Les lois régissant la propagation de la lumière dans les cristaux sont relativement simples si l'on considère une onde plane se propageant le long de l'un des axes principaux du cristal.

3.2.2.1 Modes normaux

Soit x - y - z le système de coordonnées lié aux axes principaux du cristal. Une onde plane se propageant dans la direction z , polarisée rectilignement dans la direction y a une vitesse de phase c_0/n_2 , un nombre d'onde n_2k_0 . Sa polarisation ne change pas car le champ électrique n'a alors qu'une seule composante E_y dans la direction y , de sorte que \mathbf{D} est également dans la direction y . Une onde polarisée rectilignement selon la direction x se propage de même avec une vitesse de phase c_0/n_1 et "voit" un indice n_1 . Ainsi les modes normaux de propagation dans la direction z sont les ondes polarisées rectilignement dans les directions x et y (Figure 3.5). Les cas de propagation dans une autre des directions principales avec polarisation rectiligne sont absolument similaires.

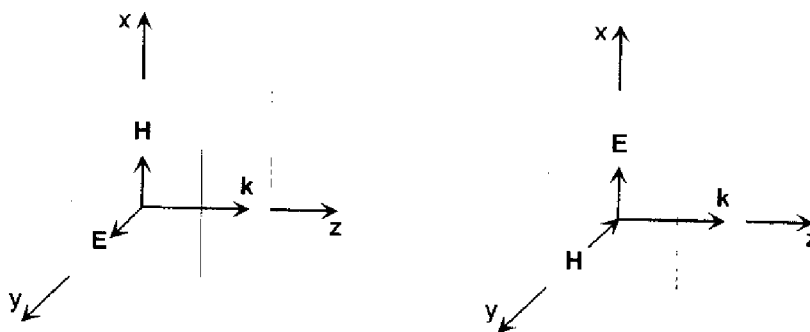


Figure 3.5 Modes normaux de la propagation d'une onde le long d'un axe principal

3.2.2.2 Polarisation selon une direction quelconque

Si l'onde qui se propage le long d'un axe principal, z par exemple, est polarisée rectilignement le long d'une direction quelconque dans le plan (x,y) elle peut être considérée comme la somme pondérée des modes normaux, ondes polarisées rectilignement dans les directions x et y . Ces deux composantes se propagent avec des vitesses de phase différentes, c_0/n_1 et c_0/n_2 , elles subissent des déphasages différents, $\varphi_x = n_1k_0d$ et $\varphi_y = n_2k_0d$, après propagation sur une distance d dans le milieu. Leur différence de phase est donc $\Delta\phi = \varphi_y - \varphi_x = (n_2 - n_1)k_0d$. Quand

les deux composantes sont combinées elles forment une onde polarisée elliptiquement comme le montre la Figure 3.6. Un tel cristal peut donc être utilisé comme déphaseur et par conséquent comme modulateur si l'on peut contrôler le déphasage introduit entre les deux composantes. C'est sur ce principe que fonctionne le modulateur de cohérence biréfringent intégré en LiNbO₃ que nous avons présenté au paragraphe 1.4.2.

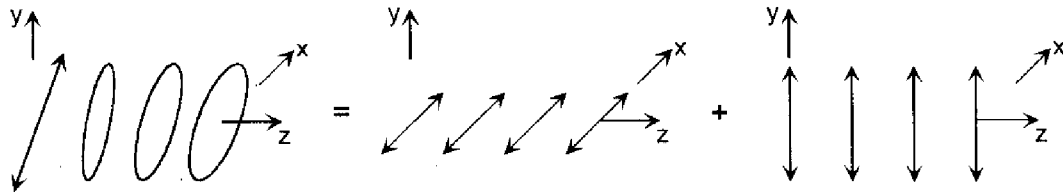


Figure 3.6 Déphasage d'une onde polarisée rectilignement à 45°

3.2.3 Biréfringence de forme dans une multicouche

3.2.3.1 Description par le vecteur d'onde

Considérons maintenant la propagation d'ondes électromagnétiques dans un milieu infini composé de couches alternées de deux substances différentes, homogènes et isotropes. Bien que chaque couche considérée seule soit isotrope, on montre que la structure complète se comporte comme un milieu anisotrope. Les modes TE et TM (correspondant aux ondes dont le champ électrique est orienté respectivement dans le plan des couches et normalement à ces dernières) s'y propagent avec des vitesses de phase différentes et ce milieu périodique est biréfringent [10].

Si la période des couches Λ est suffisamment petite comparée à la longueur d'onde, la structure complète a un comportement de milieu homogène et anisotrope uniaxe de biréfringence notable. Si l'on considère des couches d'épaisseurs respectives a et b et d'indices respectifs n_1 et n_2 on obtient pour le vecteur d'onde \mathbf{k} les équations suivantes

$$\frac{K^2}{n_o^2} + \frac{k_z^2}{n_o^2} = \frac{\omega^2}{c^2} \quad (\text{TE}) \quad (3.35)$$

$$\frac{K^2}{n_o^2} + \frac{k_z^2}{n_e^2} = \frac{\omega^2}{c^2} \quad (\text{TM}) \quad (3.36)$$

$$\text{où } n_o^2 = \frac{a}{\Lambda} n_1^2 + \frac{b}{\Lambda} n_2^2 \quad (3.37)$$

$$\frac{1}{n_e^2} = \frac{a}{\Lambda} \frac{1}{n_1^2} + \frac{b}{\Lambda} \frac{1}{n_2^2} \quad (3.38)$$

et \mathbf{K} est le vecteur d'onde de Bloch.

Ces équations définissent deux surfaces analogues aux surfaces d'indices vues précédemment. L'une correspond aux ondes TE et est une sphère, l'autre, associée aux ondes TM, est un ellipsoïde. Les ondes TE sont donc formellement analogues aux ondes ordinaires dans un cristal uniaxe alors que les ondes TM sont les ondes extraordinaires.

3.2.3.2 Description par la permittivité diélectrique

Considérons la structure laminaire présentée sur la Figure 3.7. Cette structure multicouche est composée d'une alternance, supposée semi-infinie, de couches de GaAs et d'AlAs, matériaux isotropes, d'épaisseurs respectives d_G et d_A ainsi que de constantes diélectriques relatives ϵ_G et ϵ_A .

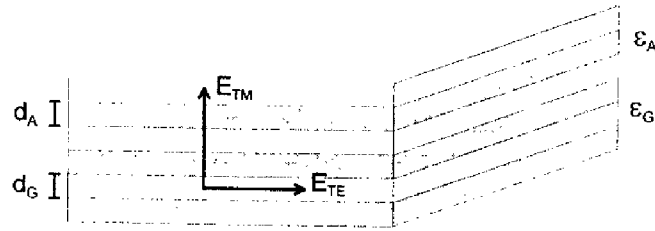


Figure 3.7 Structure multicouche en GaAs/AlAs

Les ondes optiques se propageant dans le plan des couches se décomposent en deux polarisations telles que les champs \mathbf{E} et \mathbf{H} sont dans le plan du guide, définissant ainsi les modes TE et TM. Il est possible de considérer cette structure multicouche comme un médium homogène mais anisotrope auquel on peut associer des constantes diélectriques effectives différentes selon la polarisation considérée, TE ou TM [11]. Ces permittivités diélectriques effectives ont pour expression

$$\epsilon_{TE} = \epsilon_{TE}^0 \left(1 + \frac{\pi^2}{3\lambda^2} \frac{d_A^2 d_G^2}{(d_A + d_G)^2} \frac{(\epsilon_A - \epsilon_G)^2}{\epsilon_{TE}^0} \right) \quad (3.39)$$

$$\text{et } \epsilon_{TM} = \epsilon_{TM}^0 \left(1 + \frac{\pi^2}{3\lambda^2} \frac{d_A^2 d_G^2}{(d_A + d_G)^2} \frac{\epsilon_{TE}^0 \epsilon_{TM}^0 (\epsilon_A - \epsilon_G)^2}{\epsilon_A^2 \epsilon_G^2} \right) \quad (3.40)$$

où
$$\epsilon_{TE}^0 = \frac{\epsilon_A d_A + \epsilon_G d_G}{d_A + d_G} \tag{3.41}$$

et
$$\epsilon_{TM}^0 = \frac{d_A + d_G}{d_A \epsilon_A + d_G \epsilon_G} \tag{3.42}$$

Les termes proportionnels à $(2\pi/\lambda)^2 = k^2$ dans les expressions (3.39) et (3.40) sont des corrections au premier ordre qui permettent de prendre en compte l'épaisseur finie des couches. Les expressions (3.41) et (3.42) sont celles des constantes diélectriques effectives lorsque d_G et d_A sont négligeables devant la longueur d'onde considérée, $d_G, d_A \ll \lambda$. Ce sont ces deux dernières expressions que nous avons utilisées en pratique lors de l'étude des structures multicouches biréfringentes que nous avons conçues.

L'anisotropie diélectrique que traduisent ces relations trouve sa source dans les interfaces entre couches de nature différente. En effet, en ce qui concerne le mode TE les champs ont des amplitudes égales dans les deux couches alors que pour le mode TM le champ dans la couche de GaAs est réduit d'un facteur ϵ_A/ϵ_G par rapport à la couche d'AlAs et par conséquent $\epsilon_{TE} > \epsilon_{TM}$. Cette multicouche se comporte donc comme un cristal uniaxe négatif [12].

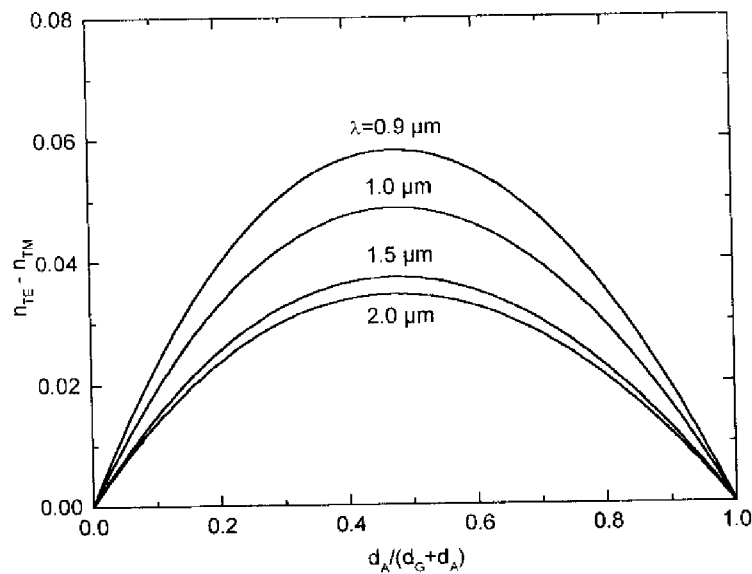


Figure 3.8 Biréfringence en fonction du taux d'AlAs dans une période de la multicouche

La Figure 3.8 montre l'évolution de la biréfringence en fonction du taux d'Aluminium dans la période de la multicouche et ce à différentes longueurs d'onde. Ces courbes ont été obtenues à partir des équations (3.41) et (3.42) en utilisant les valeurs d'indice obtenues avec le modèle

d'Fromowitz (cf. §3.1.6.3). La biréfringence est nulle pour $d_A/(d_A+d_G) = 0$ ou 1 où l'on a en fait un seul des composants ; elle présente une valeur maximale aux alentours de $d_A/(d_A+d_G) = 0.5$.

La Figure 3.9 montre quant à elle l'évolution en fonction de la longueur d'onde de la biréfringence d'une structure semi-infinie composée d'une alternance de couches de GaAs et d'AlAs de même épaisseur. La dispersion de la biréfringence reflète celle des indices de réfraction des matériaux constituant la multicouche et est donc particulièrement marquée au voisinage du gap de ces derniers comme le montre la courbe calculée à partir du modèle d'Fromowitz. L'écart existant entre cette dernière et celle calculée à partir du modèle simple se traduirait par une différence de retard optique introduit entre les modes TE et TM de l'ordre de la longueur d'onde après 1 mm de propagation dans une telle structure. Cette différence, absolument pas négligeable dans le cas de la modulation de cohérence, montre la nécessité de travailler avec le modèle d'indice traduisant le plus fidèlement possible le comportement réel des matériaux.

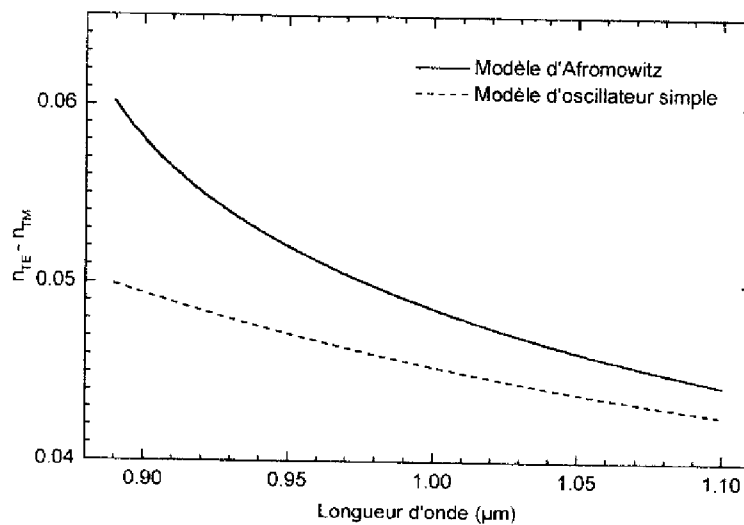


Figure 3.9 Biréfringence d'un multicouche GaAs/AlAs symétrique en fonction de la longueur d'onde

La biréfringence de forme permet donc de concevoir des structures biréfringentes à partir de multicouches de matériaux isotropes. C'est ainsi que GaAs est un matériau optiquement isotrope mais qu'une structure multicouche de GaAs-AlGaAs présente les propriétés d'un

cristal uniaxe négatif. C'est cette particularité que nous avons exploitée pour la conception du modulateur envisagé.

3.3 Guide d'onde optique plan biréfringent monomode en GaAlAs

Afin de réaliser un modulateur de cohérence en semiconducteurs III-V fonctionnant comme un interféromètre à polarisation, selon le même principe que le modulateur hautement biréfringent présenté au paragraphe 1.4.2 [13], nous avons conçu un guide d'onde optique dont le coeur est une multicouche en AlGaAs ce qui se traduit par l'apparition d'une biréfringence de forme.

Nous avons cherché à réaliser un guide d'onde optique plan biréfringent monomode, ne guidant que les modes TE_0 et TM_0 , et présentant une biréfringence supérieure à 0.01, à comparer aux biréfringences respectives du Quartz et du Niobate de Lithium qui valent 0.009 et 0.084 mais aussi à la biréfringence naturelle des semiconducteurs III-V qui vaut environ 0.00001 et est donc inférieure de 3 ordres de grandeur. Nous avons de plus choisi de réaliser un guide relativement épais, entre 2 et 3 microns, afin d'y coupler la lumière avec une facilité raisonnable par couplage direct à l'aide d'objectifs de microscope ou d'une fibre monomode.

Nous avons envisagé son utilisation aux trois longueurs d'onde suivantes :

- 900 nm qui est proche du gap de GaAs et où la biréfringence devrait être très importante
- 1.06 μm , longueur d'onde maximale du laser accordable que nous avons employé pour caractériser ce guide.
- 1.3 μm , longueur d'onde classique des télécommunications optiques, retenue pour le réseau de capteurs interconnectés par voie optique et multiplexés par modulation de cohérence comme nous l'avons vu au paragraphe 1.5.3.

3.3.1 Conditions de guidage des modes TE_0 et TM_0

Les structures multicouches simples telles que celles que nous avons étudiées jusqu'à présent sont biréfringentes et présentent des indices effectifs différents pour les modes TE et TM, cette différence pouvant être supérieure à 0.05. Cependant ces structures ne guident pas les modes TE et TM dans les mêmes conditions. Il apparaît que seul le mode TE est correctement guidé dans un guide à coeur multicouche avec une couche de confinement en alliage homogène et

que, de façon analogue, le mode TM est seul guidé dans un guide en alliage homogène avec une multicouche de confinement. Ceci est justement dû à la biréfringence de forme comme on peut le constater sur la Figure 3.10.

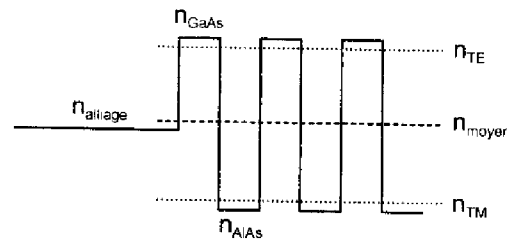


Figure 3.10 Répartition des indices dans une structure multicouche

Cette figure représente le cas le plus général de répartition des indices effectifs qui est également le cas le plus défavorable. Les indices effectifs sont répartis de part et d'autre de l'indice moyen de la structure qui est supérieur à l'indice de la couche de confinement ce qui assure le guidage. Cependant si l'indice effectif du mode TE est lui aussi supérieur à l'indice de la couche de confinement, celui du mode TM est en général inférieur et ce dernier n'est donc pas guidé mais rayonné vers le substrat.

En effet, pour un guide d'épaisseur micrométrique, la condition de guidage implique un saut d'indice assez faible entre le cœur et les couches de confinement pour obtenir un guidage uniquement des modes fondamentaux TE_0 et TM_0 . Par exemple, pour une structure multicouche composée de couches de GaAs et d'AlAs de même épaisseur, les indices effectifs de la structure sont $n_{TE} = 3.2428$ et $n_{TM} = 3.1942$ ($\Delta n = 0.0486$) alors que l'indice moyen vaut 3.2306 et que celui de l'alliage équivalent, $Ga_{0.5}Al_{0.5}As$, vaut 3.2130 pour $\lambda = 1 \mu m$. Or pour avoir guidage des deux seuls modes fondamentaux l'indice des couches de confinement doit être proche, par valeur inférieure, de cet indice moyen et est par conséquent supérieur à l'indice du mode TM comme le montre la Figure 3.10.

Il apparaît donc qu'un guide composé d'un cœur multicouche et de couches de confinement homogènes guide le mode TE mais pas le mode TM. Réciproquement un guide composé d'un cœur homogène et de multicouches de confinement guide le mode TM mais pas le mode TE comme on peut le constater sur la Figure 3.11. En effet, dans ce cas, l'indice du

coeur est supérieur à l'indice moyen de la structure multicouche et donc à l'indice effectif du mode TM mais inférieur à celui du mode TE qui est donc rayonné vers le substrat.

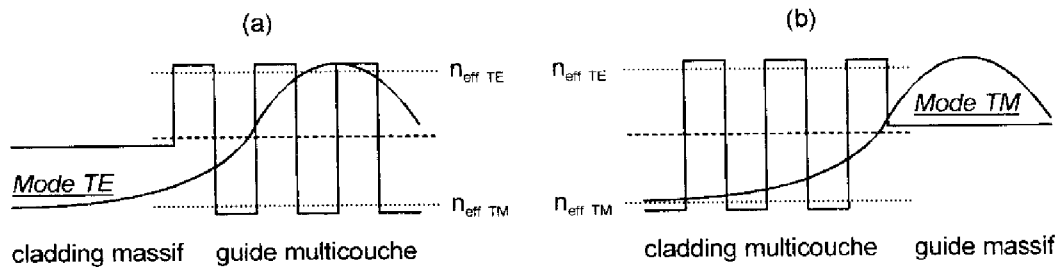


Figure 3.11 Structures guidant (a) les modes TE (b) les modes TM

Il nous est donc apparu qu'un moyen de guider correctement les deux modes, avec un bon facteur de confinement, tout en conservant une forte biréfringence de forme, issue de la structure multicouche, était de mélanger ces deux configurations et de réaliser une structure alternant parties multicouches et parties homogènes contribuant respectivement au guidage du mode TE et du mode TM.

3.3.2 Conception du guide plan

3.3.2.1 Structure

La structure de guide plan présentée Figure 3.12(a) résulte d'un compromis entre l'obtention d'une forte biréfringence, d'un guidage monomode, une épaisseur assez importante et les conditions de croissance par Epitaxie par Jets Moléculaires [14], [15].

Le coeur du guide est séparé du substrat de GaAs par une couche de confinement en $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ de $4 \mu\text{m}$ d'épaisseur et se compose de dix multicouches de 100 nm intercalées avec dix couches de $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ de 100 nm . Chaque multicouche de 100 nm se compose de deux couches identiques de GaAs séparées par une couche d'AlAs dont l'épaisseur varie entre 30 et 22 nm par pas de 2 nm vers le centre du guide afin de réaliser une gradualité d'indice qui améliore le confinement des modes guidés.

Ce coeur de $2 \mu\text{m}$ guide les modes TE_0 et TM_0 avec une biréfringence modale $\Delta n = 0.017$ à $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ avec des facteurs de confinement Γ respectifs de 0.96 et 0.88 (sans gradualité, Γ vaut respectivement 0.93 et 0.79) comme le montre la Figure 3.12(b).

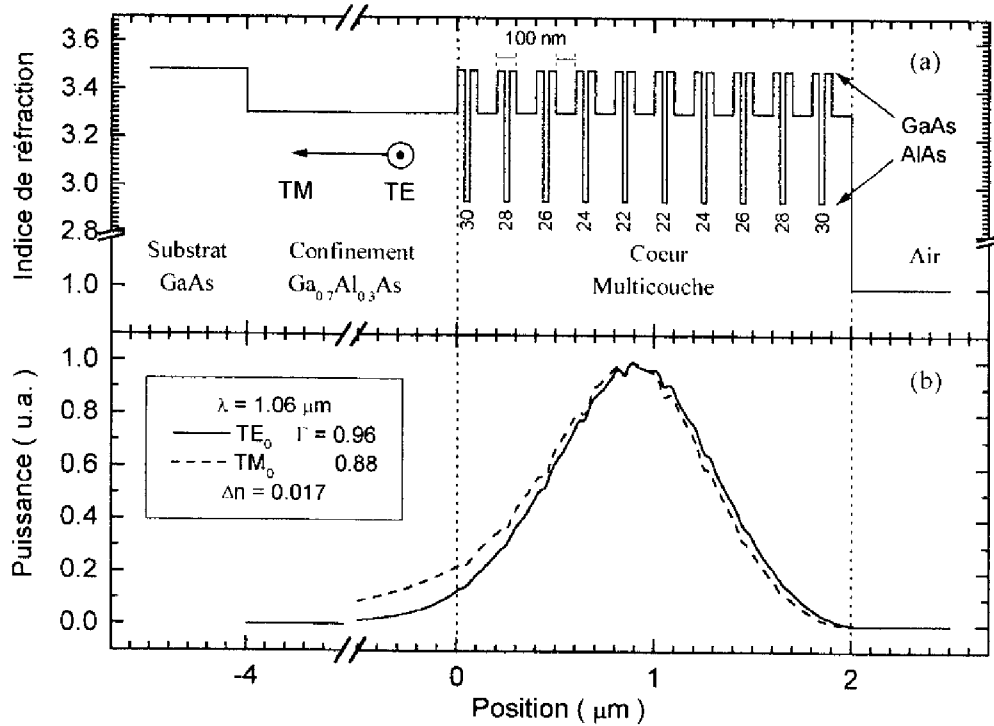


Figure 3.12 Guide d'onde optique plan monomode biréfringent en GaAlAs

(a) Profil d'indice (b) Profils des champs électriques

Le guidage simultané des modes TE_0 et TM_0 avec un fort confinement est assuré par le mélange des parties multicouches et homogènes tandis que la forte biréfringence reflète la grande différence d'indice de réfraction existant entre GaAs et AlAs qu'affronte le champ électrique aux interfaces.

3.3.2.2 Dispersion

Cette structure est très dispersive entre 890 nm et 1.1 μm comme le montre la Figure 3.13. En effet, sur cette plage de longueur d'onde, les indices effectifs calculés des différents modes subissent une variation absolue de 0.1, soit environ 3%, ce qui est très important. Jusqu'à 1.05 μm le premier mode d'ordre supérieur TE_1 est guidé ; au-delà seuls subsistent les deux modes fondamentaux TE_0 et TM_0 .

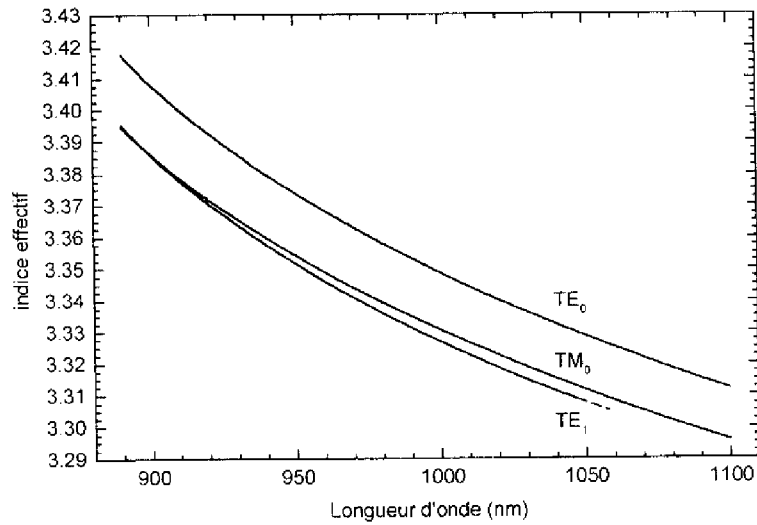


Figure 3.13 Indices effectifs des modes guidés

La Figure 3.14 représente la biréfringence modale de la structure, c'est à dire la différence des indices effectifs des modes fondamentaux TE₀ et TM₀, sur cette même plage de longueur d'onde. Elle varie de 0.023 à 0.016 entre 890 nm et 1.1 μm, soit une variation relative d'environ 35% ce qui est considérable. Remarquons que cette dispersion est accentuée aux faibles longueurs d'onde, au voisinage du gap de GaAs.

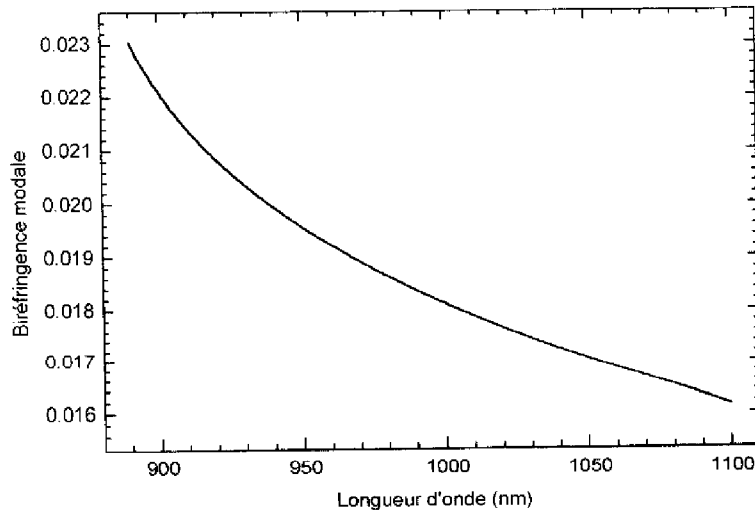


Figure 3.14 Biréfringence modale du Guide d'onde optique plan en GaAlAs

Cette biréfringence importante est de l'ordre de grandeur que nous souhaitons. Elle est supérieure de plus de 50% à celle du Quartz et de plus de 3 ordres de grandeur à la

biréfringence naturelle des matériaux composant la structure. Une biréfringence de 0.017 à 1.06 μm permet l'introduction d'un déphasage de 32π par mm parcouru dans le guide d'onde multicouche, ou encore un retard optique de 17 $\mu\text{m}/\text{mm}$.

3.3.2.3 Robustesse

Cette structure présente de plus l'intérêt d'être très peu sensible à certaines erreurs de croissance. En effet, une erreur relative de 7% portant sur le taux d'Aluminium épitaxié n'a aucune conséquence sur son comportement général. Si le taux d'Al varie c'est en fait que la vitesse de croissance de l'Aluminium a varié et ceci se répercute donc sur toutes les couches épitaxiées en modifiant leurs compositions (dans le cas des ternaires) et leurs épaisseurs respectives. Une erreur relative de 7% correspond à une erreur absolue de 2% sur le taux d'Aluminium du composé ternaire $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$; nous avons donc effectué des simulations avec des taux d'Aluminium de 28 et 30% en modifiant en conséquence les épaisseurs de toutes les couches. Le comportement général de la structure n'en est pas affecté, le guide reste monomode avec des facteurs de confinement invariants à 0.01 près et une biréfringence variant d'à peine 5% comme on peut le constater Figure 3.15.

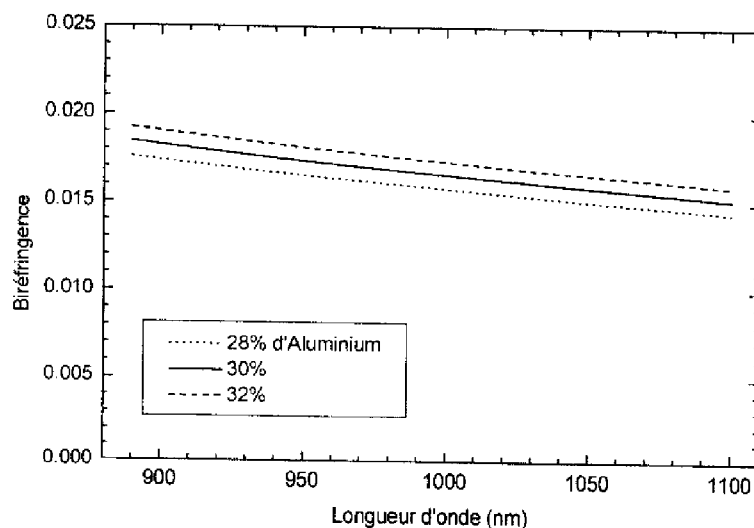


Figure 3.15 Variation de la biréfringence modale avec le taux d'Aluminium du composé ternaire

Cette robustesse de la structure s'explique par l'utilisation de seulement trois matériaux (GaAs, AlAs et $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$), aux conditions de croissance par EJM bien maîtrisées, et par le fait que

ses propriétés originales proviennent de considérations géométriques et surtout des écarts entre indices qui ne sont en rien affectés par une erreur de croissance. Ainsi, contrairement à ce que l'on aurait pu craindre, la complexité et les subtilités de conception de cette structure ne sont en rien des obstacles à sa réalisation pratique par Epitaxie par Jets Moléculaires.

3.3.3 Caractérisation

3.3.3.1 Impossibilité d'une mesure directe de la biréfringence

Le guide d'onde optique plan décrit précédemment présente une biréfringence importante. Seuls les modes TE_0 et TM_0 y sont guidés et leurs indices effectifs diffèrent de plus de 0.017. Si l'on parvient donc à exciter ces deux modes en entrée du guide ils vont se propager à des vitesses différentes et présenter en sortie du guide de longueur L un déphasage

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_{TE} - n_{TM})L \quad (3.43)$$

Si l'on peut mesurer $\Delta\varphi$, connaissant L et λ , on accède donc à la valeur de Δn .

Comme nous l'avons vu au paragraphe 3.2.2.2, un tel composant modifie la polarisation d'un faisceau lumineux le traversant. Par exemple, un faisceau incident polarisé rectilignement est transformé en un faisceau émergent polarisé elliptiquement. Si on considère un faisceau incident polarisé à 45° , la mesure des paramètres de l'ellipse de polarisation en sortie permet de déterminer le déphasage introduit. Cette méthode est cependant assez complexe.

Si l'on fait précéder ou suivre ce guide par un autre composant optique introduisant un déphasage contraire ou complémentaire ($2\pi - \Delta\varphi$), le déphasage total introduit par l'ensemble est nul ou égal à 2π et la polarisation du faisceau incident n'est donc pas modifiée. Si l'ensemble est placé entre polariseurs croisés (i.e. orientés à $\theta=90^\circ$ l'un de l'autre) l'intensité transmise est alors nulle selon la loi de Malus

$$I = I_{\max} \cos^2\theta \quad (3.44)$$

Afin d'introduire le déphasage supplémentaire permettant de "compenser" celui introduit par le guide, nous avons pensé employer un compensateur de Babinet–Soleil, déphaseur variable permettant d'introduire un retard déterminé entre les deux composantes d'un faisceau optique par déplacement d'un coin de Quartz et utilisation de la biréfringence de ce dernier.

Cette méthode, de par son principe, ne permet pas la détermination de déphasages supérieurs à 2π . Or l'expression (3.43) montre que l'introduction d'un déphasage inférieur à 2π avec un guide de biréfringence 0.017 à $1.06 \mu\text{m}$ suppose une longueur de guide inférieure à $63 \mu\text{m}$. Les difficultés inhérentes à la découpe d'un échantillon de cette longueur et à sa manipulation nous ont donc amené à renoncer à cette méthode de mesure.

Nous avons choisi de mesurer les variations de l'intensité transmise par l'échantillon placé entre polariseurs croisés. Un faisceau polarisé à 45° de la normale au plan du guide est injecté dans ce dernier à l'aide d'un objectif de microscope. Le faisceau transmis est récupéré par un deuxième objectif et, après traversée d'un analyseur croisé avec le polariseur, envoyé à un photodétecteur.

Le faisceau polarisé à 45° se décompose en deux champs TE et TM d'amplitudes égales et, après propagation dans le guide de longueur L et de biréfringence $\Delta n = n_{\text{TE}} - n_{\text{TM}}$, les deux champs présentent le déphasage donné par l'expression (3.43). L'intensité transmise entre polariseurs croisés est alors

$$I = I_{\text{max}} \sin^2\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right) \quad (3.45)$$

Par variation de la longueur d'onde du faisceau, l'intensité transmise a donc une allure de spectre cannelé et présente une succession de minima et maxima correspondant aux valeurs $2p\pi$ et $(2p+1)\pi$ (p entier) du déphasage.

Soient λ_1 et λ_2 les longueurs d'onde correspondant à deux minima successifs. En supposant que la biréfringence Δn est constante entre λ_1 et λ_2 , l'expression (3.43) conduit à

$$\Delta n = \frac{1}{L} \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \quad (3.46)$$

Cette expression surestime considérablement la valeur de la biréfringence de phase en supposant cette dernière constante [16].

En effet, soient maintenant Δn_1 et Δn_2 les valeurs respectives de la biréfringence en λ_1 et λ_2 . On peut écrire que

$$\Delta n_2 = \Delta n_1 + \left. \frac{d\Delta n}{d\lambda} \right|_{\lambda_1} (\lambda_2 - \lambda_1) \quad (3.47)$$

En introduisant cette expression dans la relation existant entre $\Delta\phi_1$ et $\Delta\phi_2$, déphasages respectifs en λ_1 et λ_2 , on obtient

$$\frac{1}{L} = \frac{\Delta n_1}{\lambda_1} \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_2} - \frac{d\Delta n}{d\lambda} \Big|_{\lambda_1} \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_2} \quad (3.48)$$

En supposant $\frac{d\Delta n}{d\lambda} \ll \frac{\Delta n}{\lambda}$ on peut donc négliger la seconde partie de l'expression et obtenir une détermination de Δn en λ_1 donnée par l'expression (3.46).

Cependant, dans le cas d'une biréfringence très dispersive telle que celle de notre guide plan représentée Figure 3.14, on ne peut négliger le terme $d\Delta n/d\lambda$. En effet ce terme est du même ordre de grandeur que $\Delta n/\lambda$ et s'avère même supérieur à ce dernier sur une large plage de longueur d'onde comme on peut le constater sur la Figure 3.16 obtenue à partir des valeurs de Δn calculées par simulation.

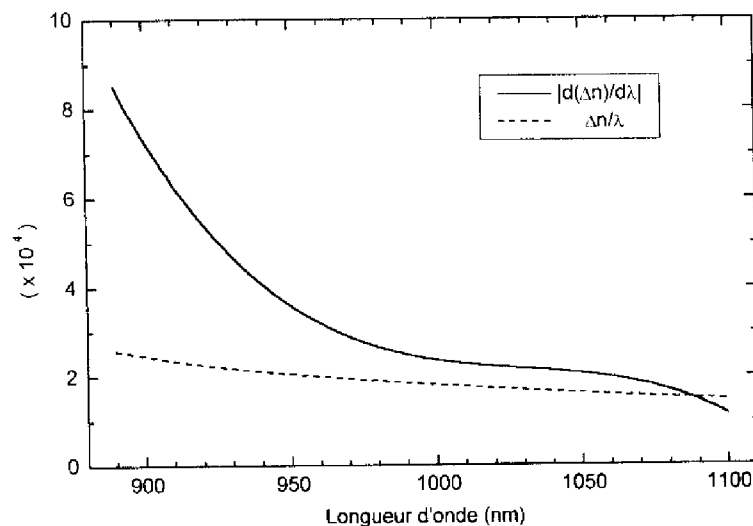


Figure 3.16 Mise en évidence de l'importance de la forte dispersion de la biréfringence

Il n'est donc pas possible d'obtenir directement les valeurs de la biréfringence de phase par simple mesure des minima ou maxima successifs du spectre cannelé. Nous avons donc eu recours à une méthode indirecte basée sur la mesure des déphasages relatifs.

3.3.3.2 Dispositif de mesure

Le dispositif de mesure employé est représenté schématiquement sur la Figure 3.18. Le faisceau utilisé est fourni par un laser Saphir:Titane pompé par un laser Argon. Le laser

Saphir:Titane est accordable à l'aide d'un filtre de Lyot et peut émettre sur une large plage de longueur d'onde, entre 600 et 1100 nm selon le jeu de miroirs utilisé.

La direction de la polarisation rectiligne du faisceau est orientée TE par l'action d'une lame demi-onde et les résidus de fluorescence du laser de pompe sont éliminés à l'aide d'un filtre passe-haut. L'axe optique est dévié puis élevé à l'aide d'un miroir et d'un périscope. Des filtres atténuateurs permettent de plus de diminuer l'intensité du faisceau afin de ne pas saturer les détecteurs employés.

Le faisceau traverse ensuite un polariseur orienté à 45° de la normale au plan du guide puis est focalisé sur la face d'entrée clivée de ce dernier par un objectif de microscope de grandissement 50 et d'ouverture numérique 0.4. Après propagation dans le guide, le faisceau transmis est collecté par un objectif de microscope de grandissement 10 et d'ouverture numérique 0.2 et traverse un analyseur, i.e. un second polariseur croisé avec le premier. La Figure 3.17 présente une photographie de l'échantillon placé entre objectifs de microscope et polariseurs.

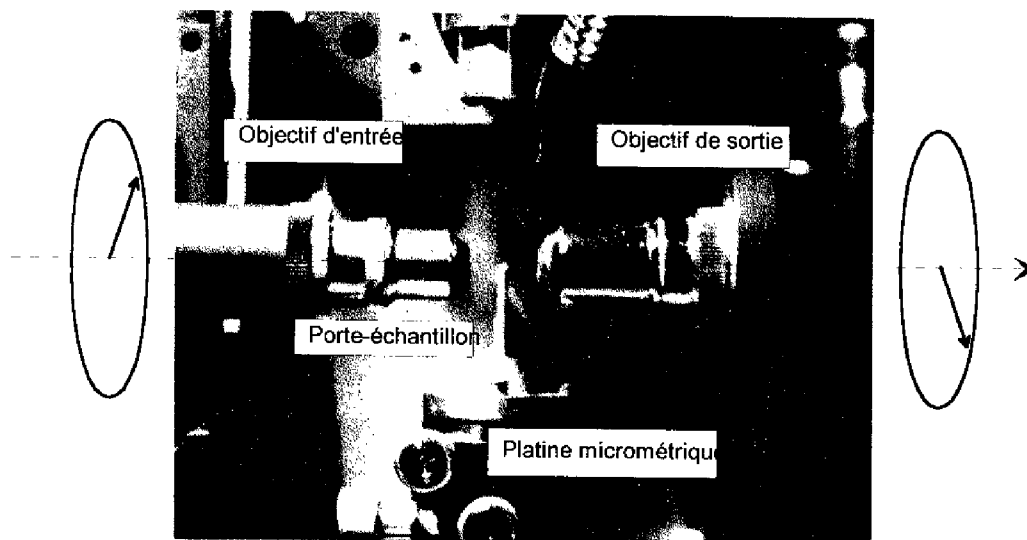


Figure 3.17 Objectifs de microscope permettant le couplage de la lumière au guide

L'intensité transmise par l'analyseur est détectée par un photodétecteur au Silicium dont le signal est transmis à un amplificateur à verrouillage de phase ayant comme signal de référence celui appliqué à un hacheur disposé sur le trajet du faisceau laser. On élimine ainsi tout

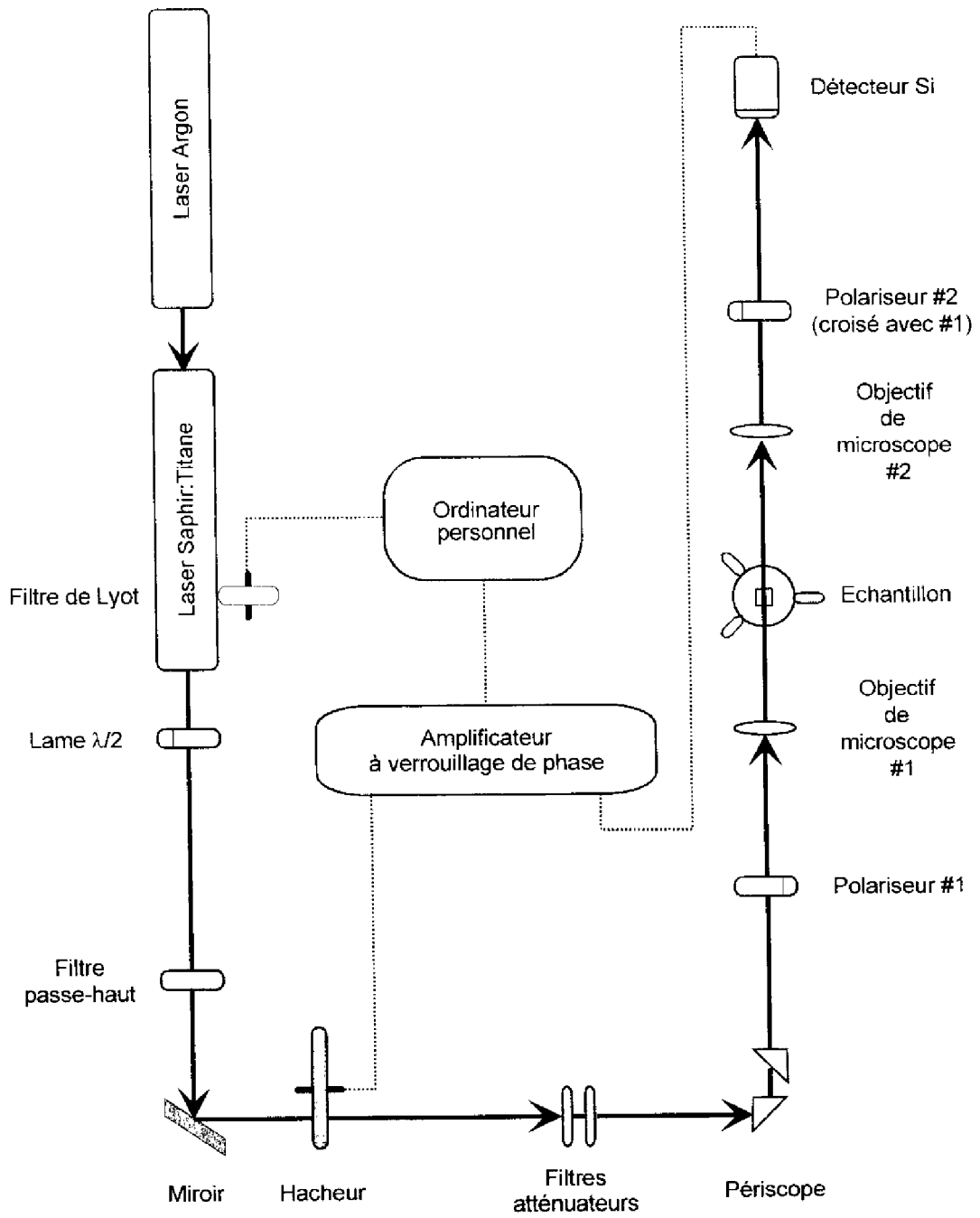


Figure 3.18 Dispositif de mesure

problème éventuel de lumière parasite et le signal issu de l'amplificateur à verrouillage de phase est envoyé à un ordinateur personnel qui commande également le filtre de Lyot et permet donc un balayage en longueur d'onde et une acquisition automatisés.

Il est de plus possible de placer des caméras CCD au-dessus du guide ainsi qu'en sortie de ce dernier afin d'obtenir des images de la propagation de la lumière et d'optimiser le positionnement de l'échantillon ainsi que sa manipulation. Le porte échantillon sur lequel est disposé le guide est enfiché dans une platine à déplacements micrométriques permettant un réglage précis de la position de l'échantillon. La translation verticale est commandable électroniquement par pas d'un dixième de micron afin de coupler le plus efficacement possible le faisceau laser au guide.

L'efficacité de ce couplage η se calcule à partir de l'intégrale de recouvrement des champs du faisceau incident et de chacun des modes guidés.

$$\eta_m = \frac{\left(\int A(x)B_m^*(x)dx \right)^2}{\int A(x)A^*(x)dx \int B_m(x)B_m^*(x)dx} \quad (3.49)$$

où $A(x)$ est la distribution de l'amplitude du faisceau laser et

$B_m(x)$ celle du mode guidé d'ordre m .

Bien entendu le diamètre du faisceau doit s'accorder à l'épaisseur du guide et les ouvertures numériques des objectifs de microscope utilisés doivent être compatibles avec celle du guide comme on peut le voir sur la Figure 3.19 qui représente schématiquement la méthode de couplage direct employée. On obtient ainsi, dans le meilleur des cas, une efficacité de couplage de l'ordre de 60% [17].

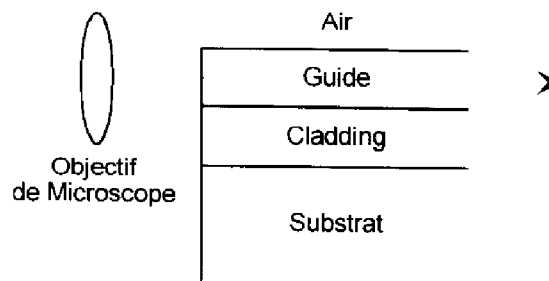


Figure 3.19 Méthode de couplage direct

Les échantillons étudiés sont de simples morceaux de guide plan de 1×0.5 mm directement découpés dans la plaquette épitaxiée après nettoyage et amincissement de cette dernière à $115 \mu\text{m}$. Le porte échantillon consiste en un cylindre de 2 mm de diamètre muni d'un rebord percé d'un trou conique de diamètre variant entre 200 et $500 \mu\text{m}$ destiné à collecter la lumière en sortie du guide, le centre de cette ouverture se trouvant à $400 \mu\text{m}$ de la base du porte-échantillon. Pour que les $6 \mu\text{m}$ supérieurs de l'échantillon qui constituent la partie intéressante soient placés face au centre de cette ouverture, l'échantillon est disposé sur des cales découpées dans des chutes de plaquettes de Silicium et d'Arseniure de Gallium comme on peut le voir sur la Figure 3.20. L'ensemble est fixé par de la laque d'argent disposée sur les côtés en quantité raisonnable de façon à ne pas nuire à l'observation et à ne pas "baver" sur le guide (Figure 3.21).

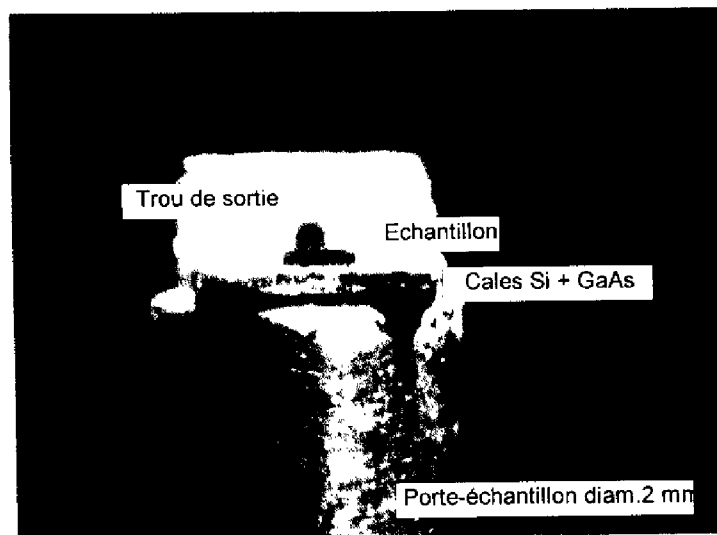


Figure 3.20 Face d'entrée du guide sur le porte-échantillon

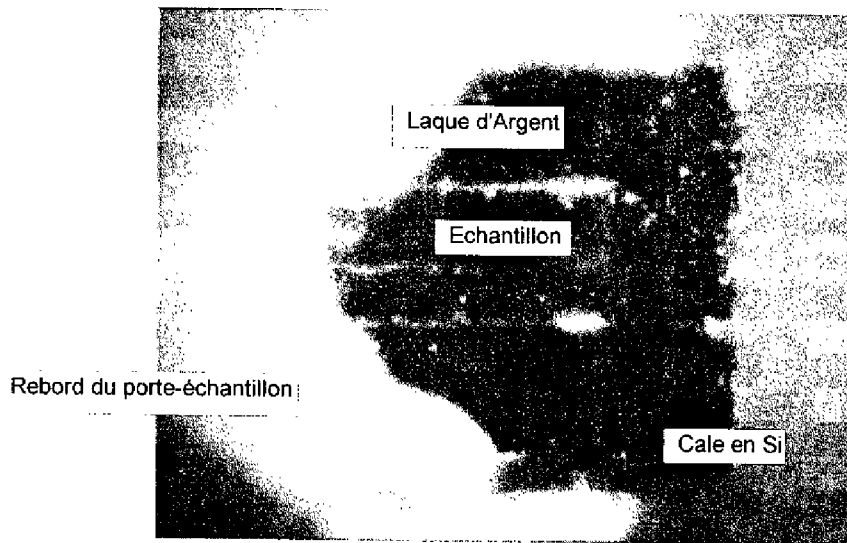


Figure 3.21 Vue de dessus de l'ensemble

3.3.3.3 Résultats expérimentaux

Nous avons employé deux jeux de miroirs différents permettant de couvrir les plages 890–950 nm et 950–1000 nm avec le laser Saphir:Titane. En faisant varier la longueur d'onde du faisceau laser émis par ce dernier entre 890 et 1000 nm, l'intensité transmise par le système (composé du guide biréfringent placé entre polariseurs croisés) présente une allure de spectre cannelé comme on peut le constater sur la Figure 3.22(a). L'enveloppe de ce spectre cannelé résulte des réponses spectrales respectives du photodétecteur et du laser. Ce dernier présente d'ailleurs une légère instabilité due à la rapidité du balayage en longueur d'onde.

Le spectre cannelé est constitué de minima et maxima successifs correspondant aux valeurs $2p\pi$ et $(2p+1)\pi$ (p entier) du déphasage introduit entre les modes TE_0 et TM_0 lors de la propagation dans le guide. En effet, dans le composant, le faisceau polarisé à 45° se décompose en un mode TE et un mode TM d'amplitude égale. Après propagation dans le guide d'onde de longueur L et de biréfringence $\Delta n(\lambda)$, les deux faisceaux subissent un déphasage

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n(\lambda) \cdot L \quad (3.50)$$

et l'intensité transmise entre polariseurs croisés a pour expression

$$I = I_0(\lambda) \sin^2\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right) \quad (3.51)$$

$I_0(\lambda)$ représentant la dépendance spectrale de l'enveloppe de l'intensité transmise.

Aux faibles longueurs d'onde (jeu de miroirs n°1) les valeurs des minima ne sont pas nulles car il existe un mode d'ordre supérieur dans le guide d'onde (cf. §3.3.2.2) alors qu'aux grandes longueurs d'onde (jeu de miroirs n°2) ce mode est coupé et l'intensité présente des minima nuls. Les minima et maxima ne sont pas équidistants de par la dépendance en $1/\lambda$ de $\Delta\phi$ et plus particulièrement à cause de la forte dispersion de la biréfringence.

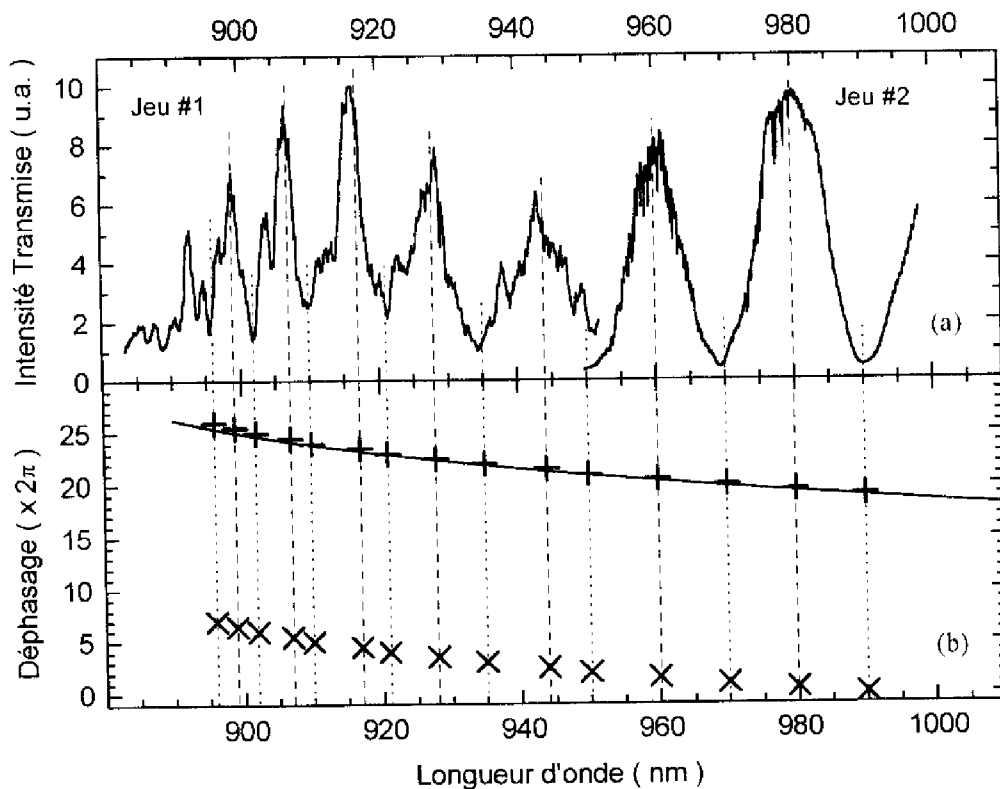


Figure 3.22 (a) Spectre cannelé de l'intensité transmise par le guide placé entre polariseurs croisés
(b) Valeurs relatives (x) et absolues (+) des déphasages correspondant

La mesure des positions de ces minima et maxima permet la détermination des déphasages relatifs, représentés par des x sur la Figure 3.22(b), alors que la détermination de la biréfringence à partir de l'expression (3.50) nécessite une connaissance précise des déphasages absolus. La détermination des valeurs absolues du déphasage par indexation des franges d'interférences est possible si dans le domaine spectral étudié le spectre cannelé comporte des

franges de faible ordre, ce qui est en général possible aux alentours de $\lambda = 10 \mu\text{m}$ [18]. Dans le cas contraire, malheureusement le plus fréquent aux faibles longueurs d'onde, cette méthode peut conduire à une erreur considérable sur la détermination de la biréfringence [19] (surestimée d'un facteur 5 dans [16]).

Nous avons représenté les déphasages consécutifs correspondant aux extrema de l'intensité en fonction des longueurs d'onde décroissantes en assignant arbitrairement la valeur 0 au déphasage correspondant au premier minimum d'intensité rencontré à partir de 1000 nm.

Les simulations effectuées sur le guide permettent à partir des valeurs de biréfringence calculées numériquement de tracer une courbe continue représentant les valeurs absolues prises par le déphasage introduit par le guide (de longueur 1.015 mm, correspondant à celle mesurée pour l'échantillon effectivement testé) entre les modes TE_0 et TM_0 . On constate sur la Figure 3.22(b) qu'un simple décalage de 19.2π des valeurs relatives du déphasage obtenues expérimentalement conduit à une excellente superposition de ces dernières avec la courbe obtenue par simulation. Les valeurs décalées, représentées par des + sur la Figure 3.22(b), sont en très bon accord avec celles de la courbe continue obtenue par calcul numérique et cette méthode, quelque peu indirecte, permet donc une détermination précise des valeurs absolues du déphasage [20].

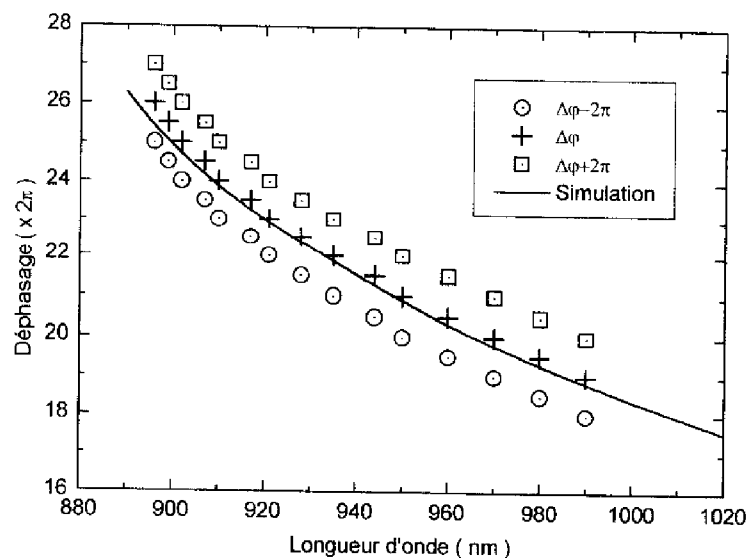


Figure 3.23 Précision de la détermination des valeurs absolues du déphasage

Remarquons qu'une erreur de $\pm 2\pi$ dans le décalage des valeurs relatives conduirait à un résultat sensiblement différent, comme le montre la Figure 3.23, ce qui prouve la précision de la détermination des valeurs absolues sur toute la plage de longueur d'onde considérée, y-compris à proximité du gap de GaAs.

Une fois les valeurs absolues du déphasage déterminées, les valeurs de la biréfringence Δn se calculent à partir de l'expression (3.50). Les valeurs obtenues, représentées sur la Figure 3.24, coïncident avec les résultats obtenus par simulation avec une précision meilleure que 3%.

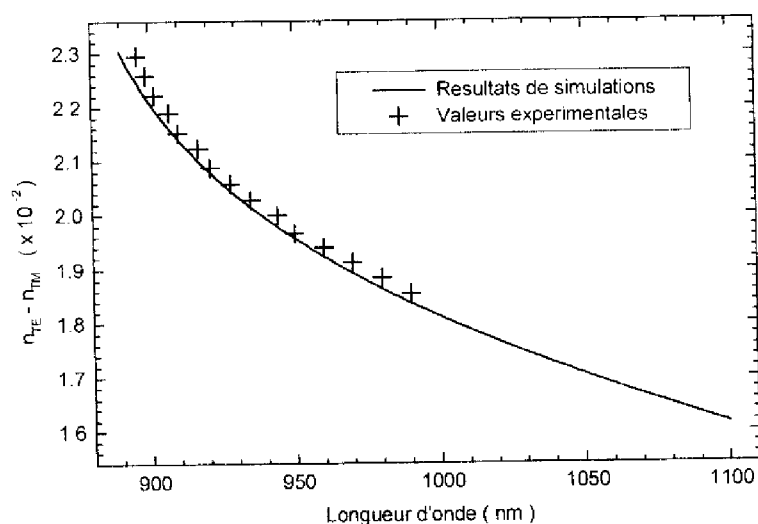


Figure 3.24 Dispersion de la biréfringence modale

Le guide introduit donc un déphasage variant entre 52π et 38π par mm parcouru ce qui correspond à un retard optique compris entre 23 et 16 $\mu\text{m}/\text{mm}$ sur la plage 890–1100 nm. Ainsi à la longueur d'onde 1 μm , un tel guide de 5 mm de long introduirait un retard optique de 85 μm . Ce retard statique vérifierait les conditions de la modulation de cohérence puisque la longueur de cohérence des diodes superluminescentes employées est de l'ordre de 40 μm (cf. Tableau 1.1, p. 3).

Nous avons donc utilisé la biréfringence de forme dans les multicouches GaAs/AlAs afin de réaliser une structure originale guidant les modes fondamentaux TE et TM avec un bon confinement ($\Gamma = 0.90$) et une forte biréfringence modale (Δn variant de 0.023 à 0.016 sur la plage 890–1100 nm). Les résultats expérimentaux sont en excellent accord avec les simulations

et valident donc les modèles employés pour la conception et l'analyse de ce guide. Ces règles de conception qui prennent en compte les contraintes technologiques de réalisation des composants par EJM peuvent permettre la réalisation d'autres structures biréfringentes, par exemple des guides rubans à 1.3 ou 1.55 μm , pour des applications de polarisation [21], [22] ou de filtrage en longueur d'onde [23], [24].

3.4 Modulateur à Guide ruban biréfringent en GaAIAs

Afin de réaliser un modulateur de cohérence intégré en semiconducteurs III–V, nous avons utilisé cette structure de guide plan biréfringent comme base de la réalisation d'un guide ruban biréfringent muni de plus d'électrodes métalliques. Ce composant confine un faisceau laser dans deux dimensions et permet, par application d'un champ électrique, de légèrement faire varier le retard optique introduit afin de réaliser l'opération de modulation de cohérence.

Pour optimiser son fonctionnement, aussi bien optiquement qu'électriquement, nous avons incorporé le coeur biréfringent présenté au paragraphe précédent dans une structure guidante à profil d'indice "W" permettant d'améliorer le confinement de la lumière dans le coeur.

3.4.1 Guide d'onde optique à profil "W"

Considérons un guide d'onde plan symétrique à 5 couches tel que celui représenté schématiquement sur la Figure 3.25.

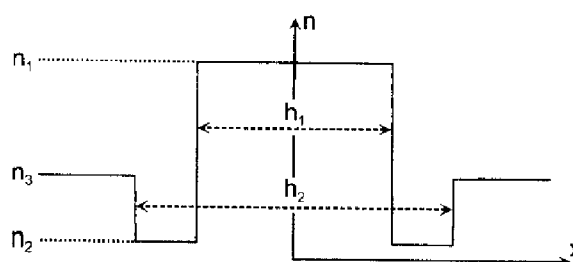


Figure 3.25 Guide d'onde optique à profil W

Il se compose d'une couche centrale d'indice de réfraction n_1 et d'épaisseur h_1 , comprise entre deux couches de confinement d'indice n_2 et d'épaisseur h_2 la séparant du substrat d'indice n_3

considéré comme infini. Lorsque $n_1 \geq n_3 > n_2$, le profil d'indice du guide présente l'allure d'un "W". Cette structure présente des propriétés modales intéressantes, notamment en ce qui concerne les conditions de coupure et les facteurs de confinement des différents modes [25], [26].

La résolution de l'équation de dispersion de ce guide permet de déterminer la fréquence normalisée de coupure v_c du premier mode d'ordre supérieur qui constitue donc la limite du domaine de fonctionnement monomode. Bien qu'au chapitre 2 nous n'ayons pas eu recours au formalisme des variables normalisées, communément employé en optique guidée [3], rappelons que la fréquence normalisée d'un tel guide est définie par

$$v^2 = h_1^2 k^2 (n_1^2 - n_3^2) \quad (3.52)$$

On définit également un facteur d'asymétrie a par l'expression

$$a = \frac{n_1^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_3^2} \approx \frac{n_1 - n_2}{n_1 - n_3} \quad (3.53)$$

Dans le cas d'un guide 3 couches symétrique, à la coupure $v = \pi/2$ alors que pour un guide W la fréquence de coupure dépend du rapport d'épaisseur h_2/h_1 et du facteur d'asymétrie a comme le montre la Figure 3.26.

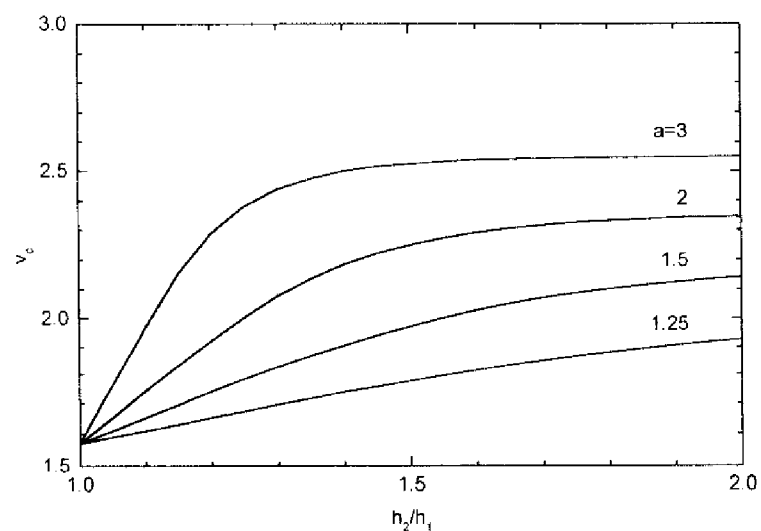


Figure 3.26 Fréquence (normalisée) limite de fonctionnement monomode d'un guide à profil W

On constate que cette fréquence de coupure est toujours supérieure à celle du guide 3 couches symétrique équivalent ($a = 1$) et qu'elle augmente en fonction de h_2/h_1 et de a . Cela signifie qu'un tel guide a un fonctionnement monomode pour des valeurs de saut d'indice ou d'épaisseur du coeur auxquelles le guide 3 couches équivalent guide des modes d'ordre supérieur. La valeur limite théorique de v_c est π pour $h_2/h_1 \rightarrow \infty$ et $a \rightarrow \infty$. Un guide W permet donc, en principe, d'obtenir un fonctionnement monomode pour une épaisseur de coeur double de celle d'un guide 3 couches présentant le même saut d'indice.

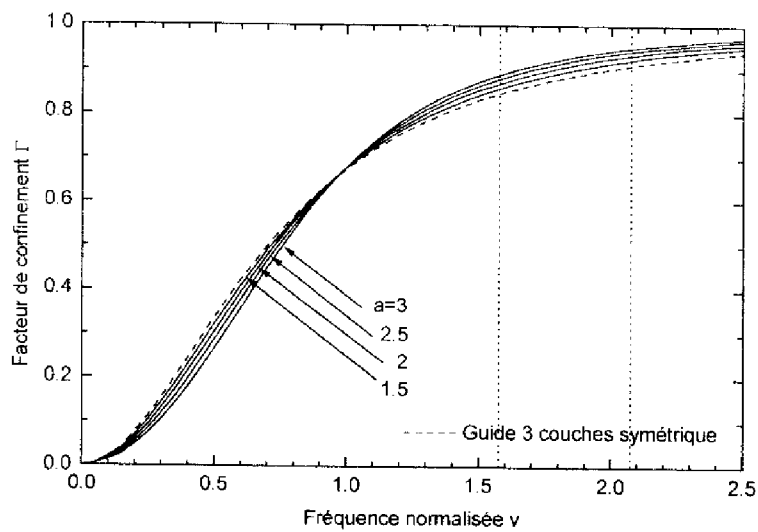


Figure 3.27 Facteur de confinement d'un guide à profil W tel que $h_2/h_1 = 1.2$

Les propriétés de confinement de ce type de guide sont également intéressantes. Sur la Figure 3.37 sont représentées les valeurs prises par le facteur de confinement Γ (défini au chapitre 2) du mode fondamental en fonction de la fréquence normalisée pour $h_2/h_1 = 1.2$ et plusieurs valeurs du facteur d'asymétrie.

Le facteur de confinement du guide 3 couches symétrique équivalent étant représenté en tirets, on constate que pour les valeurs de la fréquence normalisée supérieures à 1 le guide W présente un meilleur confinement que ce dernier. L'effet augmente avec a , dans cette zone de fonctionnement le champ est fortement atténué dans les couches de confinement. Un tel guide permet donc non seulement d'étendre le régime de fonctionnement monomode mais également d'obtenir un meilleur confinement.

Par exemple, pour $h_2/h_1 = 1.2$ et $a = 3$ la Figure 3.26 montre que la fréquence de coupure est d'environ 2.25. On lit alors sur la Figure 3.27 que l'on peut obtenir un facteur de confinement de 0.95 (pour v proche de 2) au lieu de 0.85 pour le guide 3 couches équivalent (pour v proche de $\pi/2$).

3.4.2 Conception du guide ruban

3.4.2.1 Structure verticale

Nous avons repris la structure multicouche biréfringente étudiée précédemment en l'incluant dans une structure de guide d'onde optique à profil d'indice "W" afin d'en optimiser les performances. Cette structure de guide optique biréfringent à profil W est représentée sur la Figure 3.28(a).

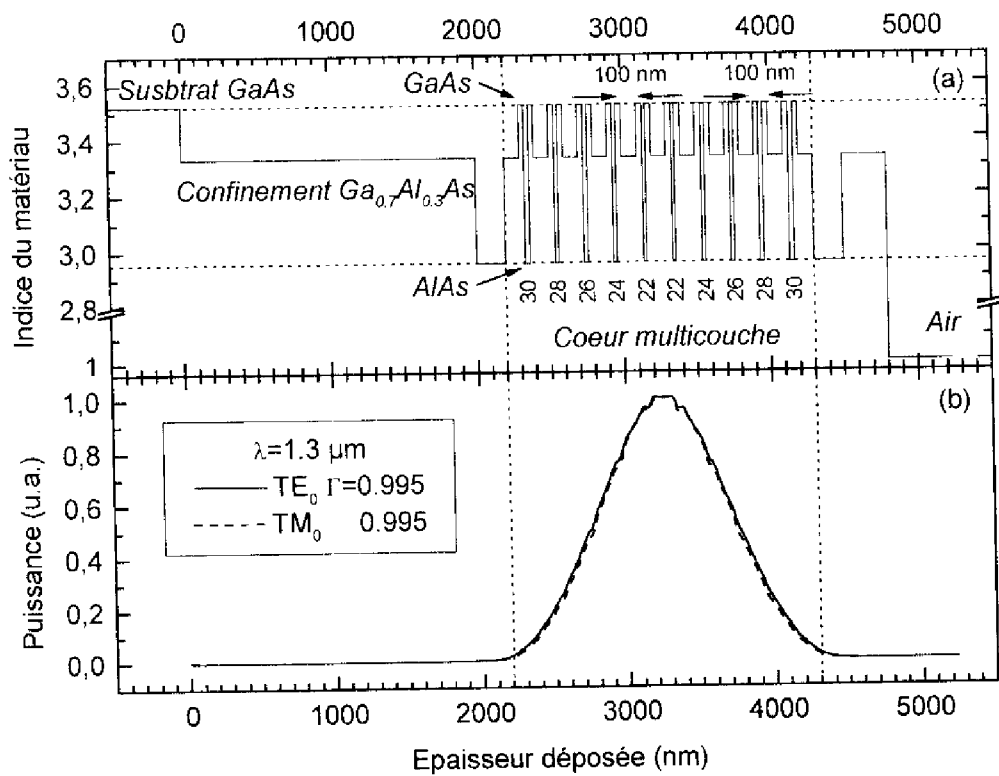


Figure 3.28 Guide d'onde optique biréfringent à profil W

(a) Profil d'indice (b) Profil des champs électriques

Le guide séparé du substrat de GaAs dopé n^+ par $2 \mu\text{m}$ de $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As } n^+$ comporte un coeur entre deux couches de confinement de $0.2 \mu\text{m}$ en AlAs non-intentionnellement-dopé qui est surmonté d'une couche de $0.3 \mu\text{m}$ en $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As } n-i-d$. Le coeur $n-i-d$ se compose de dix multicouches de 100 nm alternées avec onze couches d'alliage $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ de 100 nm . Chaque multicouche se compose de deux couches de GaAs séparées par une couche d'AlAs dont l'épaisseur varie entre 30 et 22 nm vers le centre du coeur afin de réaliser une gradualité d'indice.

On constate sur la Figure 3.28 que le confinement des modes TE_0 et TM_0 est considérablement amélioré par rapport à la structure précédente (surtout pour le mode TM) puisque tous deux présentent un facteur de confinement de 0.995 . Cet excellent confinement permet d'obtenir un bon recouvrement des champs optique et électrique lors de la modulation électro-optique. De plus les modes TE_0 et TM_0 présentent un excellent recouvrement mutuel de 0.998 qui assure un bon contraste à la modulation de cohérence puisque dans cette structure TE_0 et TM_0 vont se propager à des vitesses différentes mais avec des profils de champ quasi-identiques et surtout des pertes équivalentes.

3.4.2.2 Structure horizontale

Le confinement de la lumière en deux dimensions dans le plan transverse à la direction de propagation est obtenu en gravant dans cette structure plane un ruban rectangulaire. Un ruban de $8 \mu\text{m}$ de large est obtenu par gravure de la structure en dehors de la zone protégée par de la résine (cf. §2.4.4) jusqu'à l'élimination complète des deux premières couches. Ainsi hors du ruban, le coeur du guide est surmonté d'air alors que le ruban comporte encore les couches de $0.2 \mu\text{m}$ d'AlAs et $0.3 \mu\text{m}$ de $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$.

Nous avons employé la méthode de l'indice effectif afin de simuler le comportement modal de cette structure en nous ramenant à un guide 3 couches symétrique dont les indices sont les indices effectifs des 3 parties de guide plan considérées (cf. §2.3.2). La Figure 3.29 représente les variations des sauts d'indice existant alors entre le ruban et l'extérieur sur une large plage de longueurs d'onde, de 880 à 1350 nm . Un mode TE d'ordre supérieur est guidé

jusqu'à 960 nm ; au-delà seuls les modes fondamentaux TE et TM sont guidés avec des sauts d'indice qui garantissent un fonctionnement monomode pour un ruban de 8 μm de large.

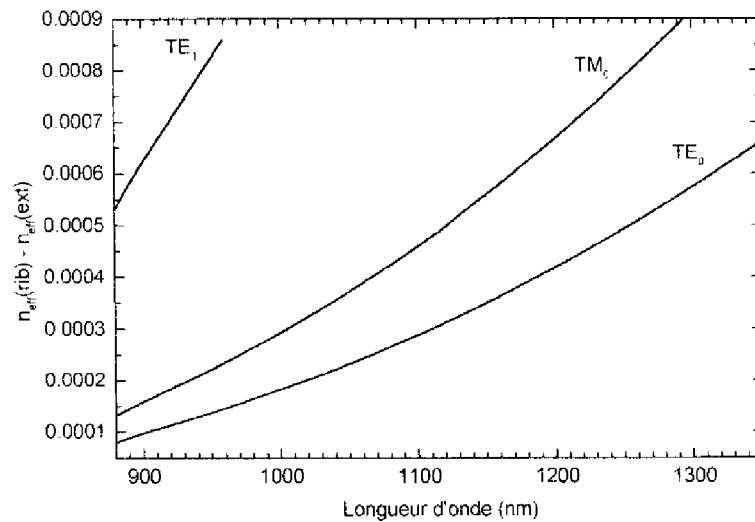


Figure 3.29 Saut d'indice entre le ruban et l'extérieur

A cause des valeurs assez faibles prises par ces sauts d'indice, il est nécessaire, pour obtenir un fonctionnement monomode, d'avoir un ruban assez large ce qui nuit au confinement horizontal. Ainsi le confinement horizontal des deux modes sous le ruban est malheureusement moins bon que le confinement vertical comme on peut le constater sur la Figure 3.30.

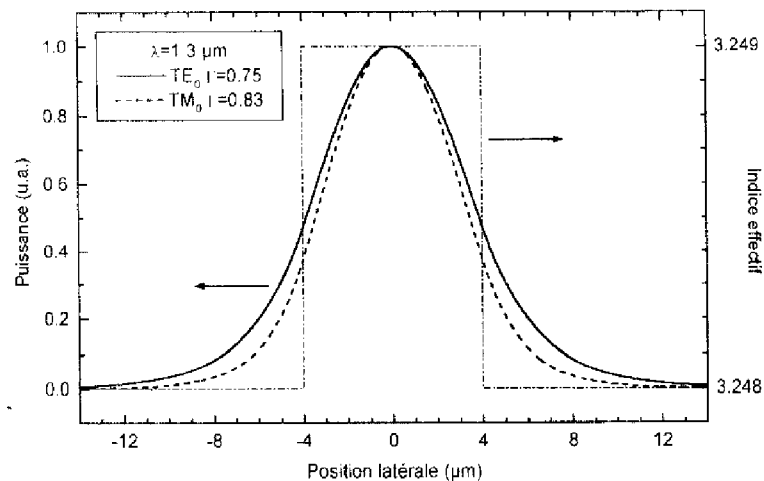


Figure 3.30 Profil horizontal des champs électriques du guide ruban

En effet, le facteur de confinement du mode TE vaut 0.75 et celui du mode TM 0.83. Ces deux modes présentent cependant un excellent recouvrement mutuel de 0.985. Nous pouvons donc estimer le recouvrement bidimensionnel des deux modes comme étant de 0.99 ce qui, comme nous l'avons expliqué au paragraphe précédent, est une condition d'un bon fonctionnement en modulation de cohérence.

3.4.2.3 Dispersion

Cette structure est bien évidemment aussi dispersive que la précédente comme on peut le constater sur la Figure 3.31.

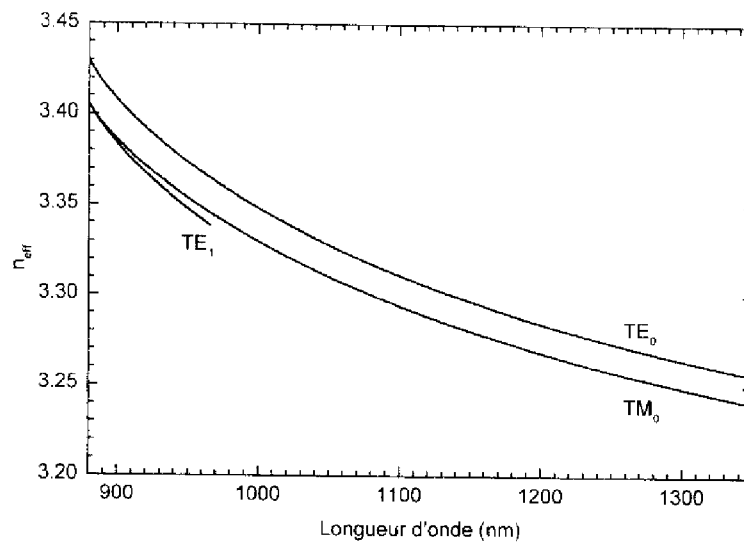


Figure 3.31 Indices effectifs des modes guidés dans le ruban

Entre 880 et 1350 nm les indices effectifs calculés des différents modes guidés subissent une variation de 0.17, soit environ 5%. Un mode TE d'ordre supérieur subsiste jusqu'à 960 nm. La forte biréfringence est déjà visible sur cette figure, les indices effectifs des modes fondamentaux TE₀₀ et TM₀₀ étant bien séparés.

La Figure 3.32 représente la biréfringence modale de la structure, soit la différence des indices effectifs des modes fondamentaux TE₀₀ et TM₀₀. Elle varie de 0.024 à 0.015 entre 880 et 1350 nm, soit une très importante variation relative de 45%.

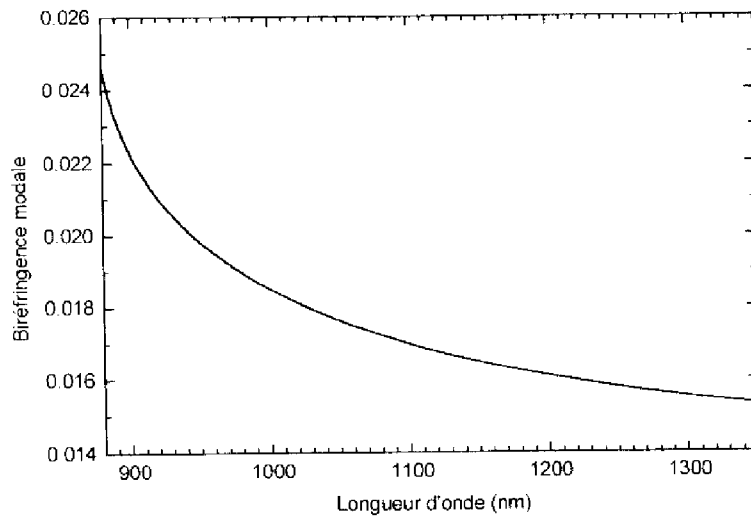


Figure 3.32 Biréfringence modale du guide d'onde optique ruban

Cette biréfringence est la biréfringence de phase, au sens où les indices auxquels elle se réfère sont des indices de phase. Cependant, la modulation de cohérence emploie des sources à spectre large telles que les diodes superluminescentes et les retards optiques introduits par les modulateurs de cohérence sont donc des retards de groupe et non des retards de phase. Pour déterminer le retard introduit par nos composants considérés comme des modulateurs de cohérence nous devons donc considérer la biréfringence de groupe et non la biréfringence de phase.

3.4.2.4 Biréfringence de groupe

Dans un milieu dispersif on définit la vitesse de phase et la vitesse de groupe d'une onde électromagnétique par les expressions suivantes [27]

$$\begin{cases} v_{\phi} = \frac{\omega}{k} \\ v_g = \frac{d\omega}{dk} \end{cases} \quad (3.54)$$

et on définit de même l'indice de phase et l'indice de groupe du matériau par

$$\begin{cases} n_{\phi} = \frac{c}{v_{\phi}} \\ n_g = \frac{c}{v_g} \end{cases} \quad (3.55)$$

Or on peut écrire que

$$v_g = \frac{d}{dk}(v_\phi k) = v_\phi + k \frac{dv_\phi}{dk} = \frac{c}{n_\phi} + \frac{2\pi c}{n_\phi^2 k} \frac{dn_\phi}{d\lambda} = \frac{c}{n_\phi} \left(1 + \frac{\lambda}{n_\phi} \frac{dn_\phi}{d\lambda} \right) \quad (3.56)$$

d'où l'on déduit que

$$n_g = n_\phi - \lambda \frac{dn_\phi}{d\lambda} \quad (3.57)$$

ce qui permet de relier la biréfringence de groupe Δn_g à la biréfringence de phase Δn_ϕ par

$$\Delta n_g = \Delta n_\phi - \lambda \frac{d\Delta n_\phi}{d\lambda} \quad (3.58)$$

La biréfringence de phase de notre structure étant décroissante pour les longueurs d'onde croissantes, l'équation (3.58) implique que sa biréfringence de groupe est supérieure à sa biréfringence de phase.

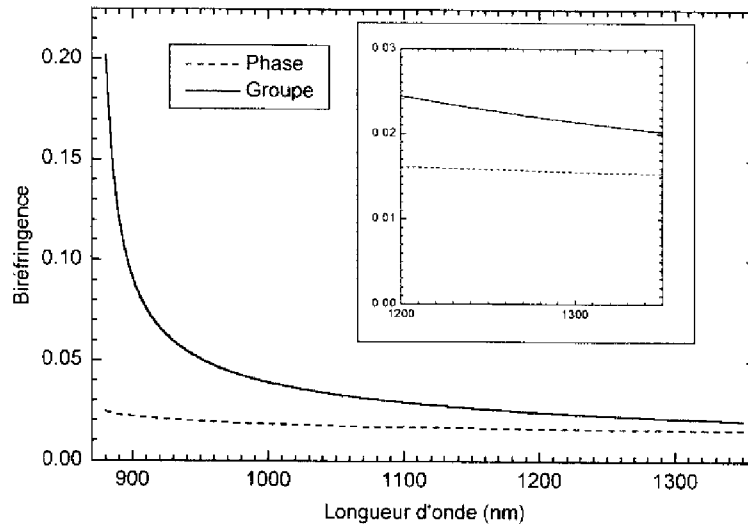


Figure 3.33 Biréfringence de phase et biréfringence de groupe

La Figure 3.33 représente les variations de la biréfringence de groupe de notre structure calculées à partir de celles de la biréfringence de phase grâce à l'expression (3.58). On constate qu'elle est notablement plus importante que cette dernière surtout dans la région de forte dispersion des indices, près du gap de GaAs. Entre 900 et 1000 nm la biréfringence de groupe varie de plus de 50%. Dans le domaine d'intérêt pour la modulation de cohérence, autour de 1.3 μm (représenté en insert sur la Figure 3.33), notre guide ruban présente une biréfringence de groupe d'environ 0.022 et peut donc introduire un retard de groupe de 22 $\mu\text{m}/\text{mm}$.

3.4.3 Fabrication

Une fois la structure verticale du guide d'onde optique biréfringent réalisée par épitaxie par jets moléculaires, les composants sont réalisés selon l'enchaînement des opérations décrit en 2.4 avec 3 niveaux de masques. Nous avons réalisé des guides rubans de $8\ \mu\text{m}$ de large et $0.5\ \mu\text{m}$ de haut recouverts d'une électrode métallique de $100\ \mu\text{m}$ de large et $10\ \text{mm}$ de long, leur face arrière étant uniformément métallisée.

Le premier niveau de masque permet la réalisation du ruban par gravure ionique réactive (RIE). La Figure 3.34 présente une vue au microscope optique ainsi qu'une observation au microscope électronique à balayage (MEB) d'un ruban après gravure et délaquage de la résine.

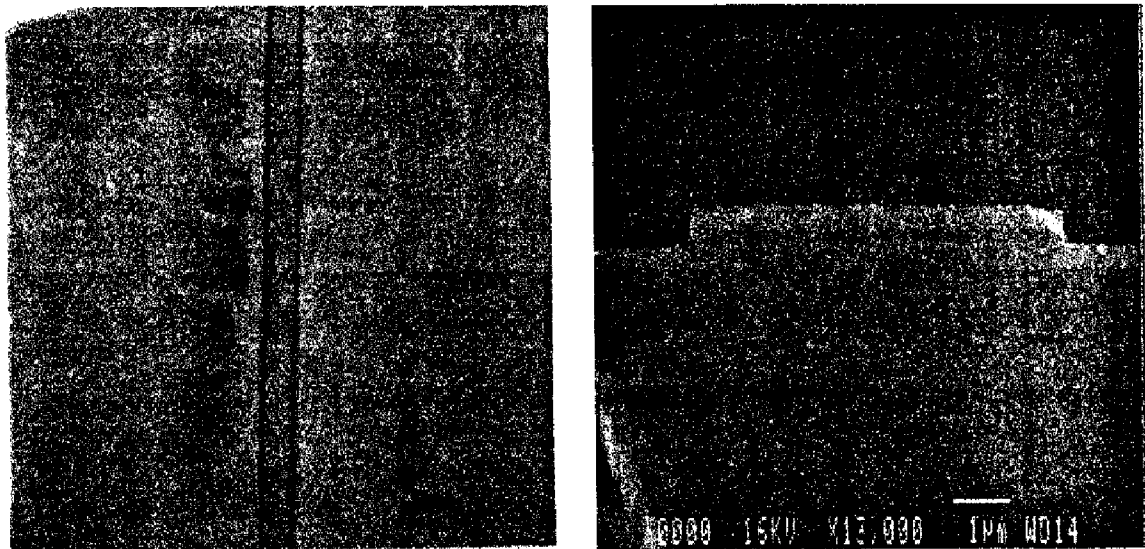


Figure 3.34 Ruban gravé observé (a) au microscope optique (b) au MEB

Afin de protéger et passiver les composants ces derniers sont enduits de Spin-On Glass sur une épaisseur d'environ $0.4\ \mu\text{m}$. Après amincissement de la plaquette à $150\ \mu\text{m}$, des couches métalliques de AuGe-Ni-Au d'une épaisseur totale de $6500\ \text{Å}$ sont déposées par pulvérisation cathodique sur la face arrière de la plaquette puis recuites pendant $1'$ à 450°C .

Le deuxième niveau de masque permet ensuite d'ouvrir des fenêtres dans le SOG au niveau des rubans afin de réaliser par la suite un contact métallique. Le SOG est attaqué par RIE et la surface du ruban se retrouve mise à nu sur des surfaces de $5\ \mu\text{m}$ de large et $10\ \text{mm}$ de long comme le montrent les photos de la Figure 3.35.

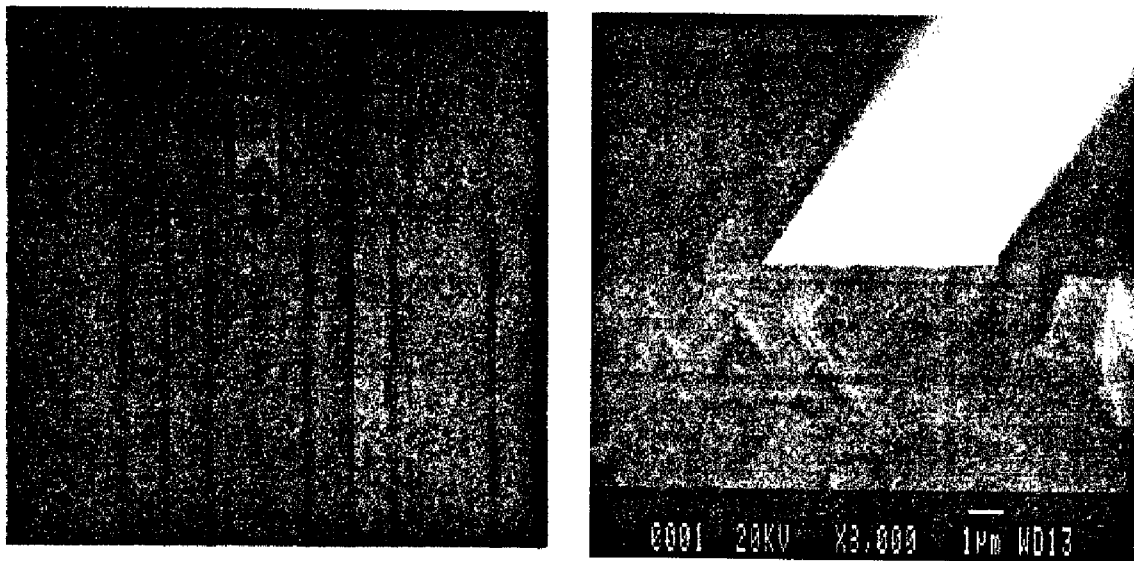


Figure 3.35 Ouverture du Spin-On Glass au niveau des rubans

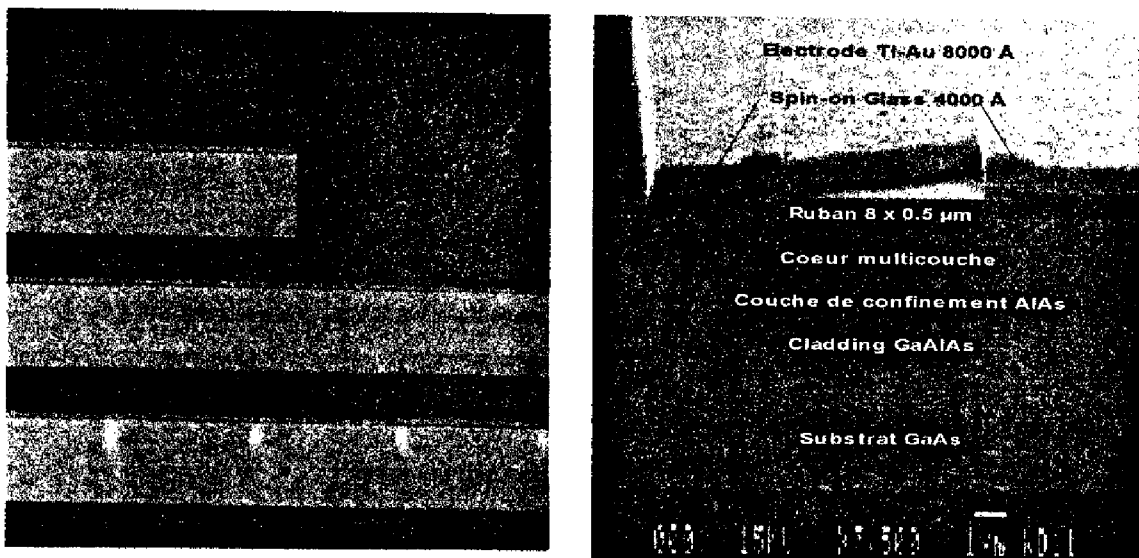


Figure 3.36 Electrodes Ti-Au déposées sur les rubans

Une couche métallique de Ti-Au de $1000+8000 \text{ \AA}$ est alors déposée sur toute la surface de la plaquette et après l'opération de lift-off ne subsistent que les électrodes métalliques de $100 \mu\text{m}$ de large et 10 mm de long définies par le troisième niveau de masque comme on peut le voir sur la Figure 3.36. Remarquons que la Figure 3.36(a) présente des électrodes de longueurs différentes et que sur la Figure 3.36(b) le petit éclat de métal qui découvre la surface du ruban

montre que cette dernière avait été complètement débarrassée du SOG avant le dépôt métallique.

Les modulateurs rubans ainsi réalisés ont donc une structure électrique de capacité Métal–Isolant–Semiconducteur puisque seul le contact face arrière est ohmique (par recuit) et que le contact face avant est de type Schottky, le coeur du guide étant non-intentionnellement–dopé.

Après clivage, les différents échantillons sont montés sur support et microcablés par soudure thermosonique par écrasement (*wedge bonding*) comme le montre la Figure 3.37.

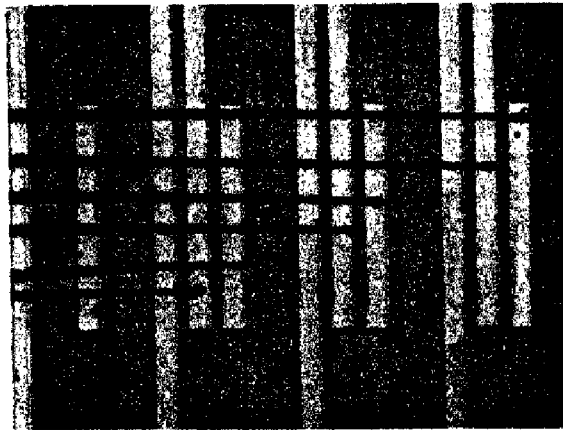


Figure 3.37 Microcablage par soudure thermosonique par écrasement

3.4.4 Mesures optiques

Nous avons mesuré la biréfringence de ce guide ruban selon la méthode appliquée à la mesure de la biréfringence de phase du guide plan, décrite au paragraphe 3.3.3. Le dispositif de mesure employé est également celui décrit au paragraphe 3.3.3.2, représenté schématiquement sur la Figure 3.18, p.110.

L'intensité transmise par le système composé du guide ruban biréfringent placé entre polariseurs croisés lorsque la longueur d'onde du faisceau laser varie de 900 et 1000 nm présente une allure de spectre cannelé représentée sur la Figure 3.38(a). Ce spectre présente un nombre environ dix fois plus important de cannelures que précédemment car la longueur de l'échantillon caractérisé est de 11 mm tandis que celle du précédent était de 1 mm. Remarquons que l'enveloppe du spectre commence par décroître puis croît légèrement à partir de 965 nm ce

qui correspond à la coupure du mode TE d'ordre supérieur. Tant que ce mode est guidé par la structure l'énergie du faisceau laser n'est pas couplée uniquement aux modes fondamentaux TE et TM comme le montre d'ailleurs le contraste du spectre qui s'améliore au fur et à mesure que l'on approche de la coupure du mode TE d'ordre supérieur. A partir de 965 nm toute l'énergie est couplée aux modes fondamentaux, l'intensité transmise entre polariseurs croisés augmente, tout comme le contraste du spectre cannelé.

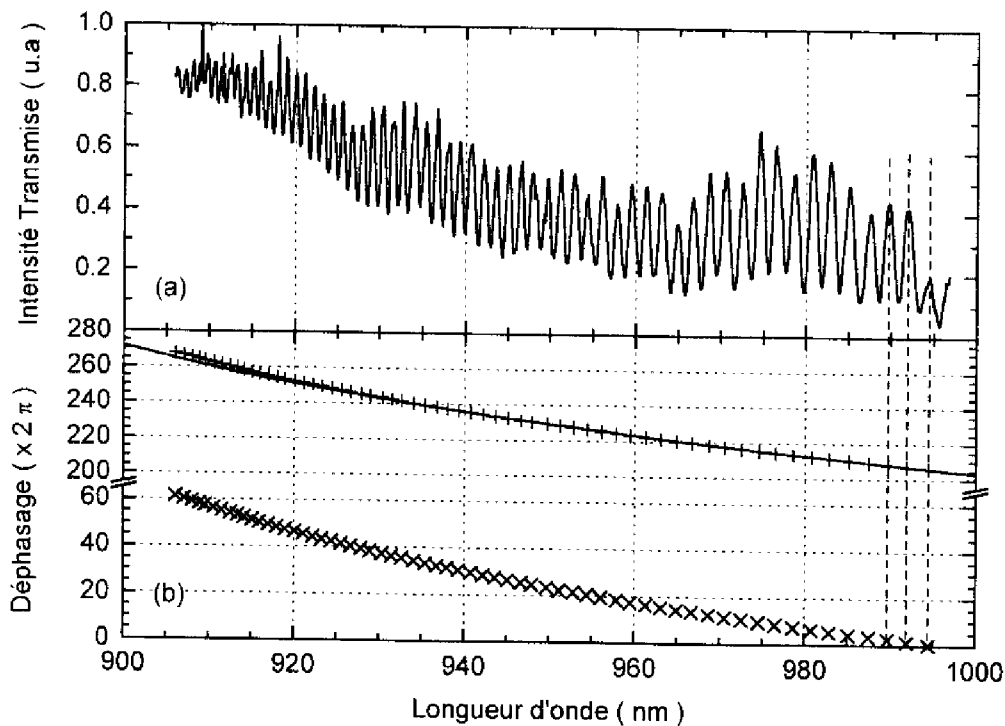


Figure 3.38 (a) Spectre cannelé de l'intensité transmise par le guide placé entre polariseurs croisés
(b) Valeurs relatives (x) et absolues (+) des déphasages correspondants

De la succession de maxima présentée par le spectre cannelé nous déduisons les valeurs relatives du déphasage représentées par des x sur la Figure 3.38(b). Les valeurs relatives sont obtenues par décalage de ces valeurs comme nous l'avons expliqué au paragraphe 3.3.3.3, p.114. Une fois décalées, les valeurs absolues du déphasage sont en très bon accord avec celles de la courbe continue correspondant aux résultats de simulation. Ici le décalage est de $206 \cdot 2\pi$; le guide étant dix fois plus long introduit un retard de phase dix fois plus important.

La calcul des valeurs de la biréfringence de phase du guide ruban s'effectue à partir des valeurs absolues du déphasage ainsi obtenues en employant l'expression (3.50). Les valeurs alors obtenues, représentées sur la Figure 3.39, coïncident avec les résultats obtenus par calcul numérique avec une précision meilleure que 1% [28].

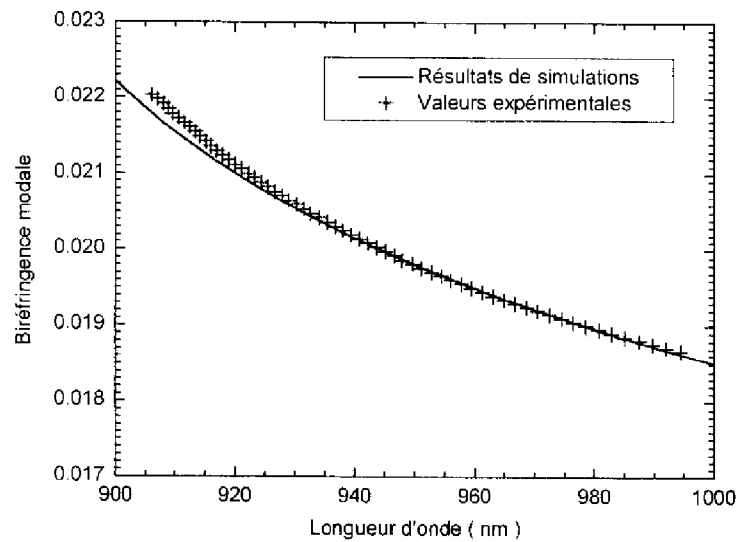


Figure 3.39 Dispersion de la biréfringence de phase

Les valeurs de la biréfringence de groupe s'obtiennent ensuite à partir de celles de la biréfringence de phase en employant l'expression (3.58), la dérivée de Δn_ϕ étant calculée en chaque point par l'approximation

$$\left(\frac{d\Delta n_\phi}{d\lambda} \right)_i = \frac{1}{2} \frac{(\Delta n_\phi)_{i+1} - (\Delta n_\phi)_{i-1}}{\lambda_{i+1} - \lambda_{i-1}} \quad (3.59)$$

On constate sur la Figure 3.40 que les valeurs ainsi obtenues coïncident elles aussi avec les résultats de simulation avec une très bonne précision, excepté près du gap de GaAs où la dispersion est telle que l'approximation employée pour le calcul de la dérivée de Δn_ϕ montre ses limites et confirme à nouveau la difficulté d'une détermination précise de la biréfringence par mesure directe lorsque cette dernière est très dispersive.

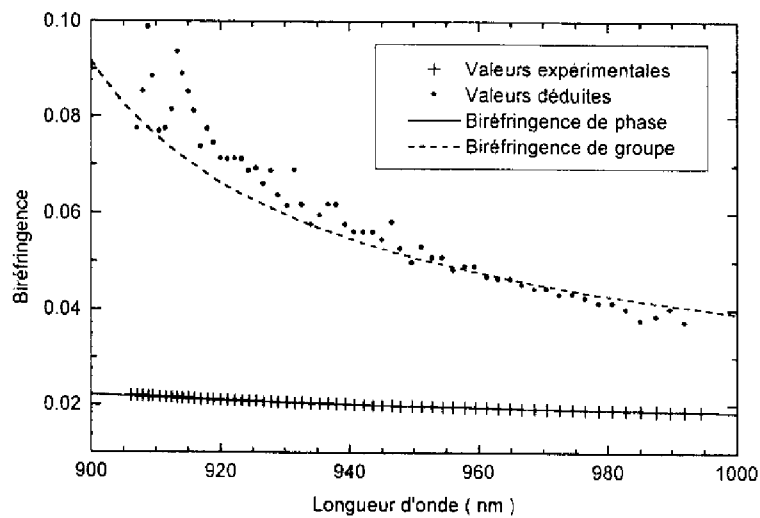


Figure 3.40 Dispersion de la biréfringence de groupe

3.4.5 Mesures électriques

3.4.5.1 Caractéristique courant–tension

La Figure 3.41 représente le tracé de la caractéristique statique courant–tension $I(V)$. Le régime inverse correspond bien à ce que l'on attend d'une structure Métal–Isolant–Semiconducteur avec une tenue en inverse très importante, supérieure à 70 V. L'étendue du régime direct est au premier abord surprenante puisque la tenue en direct de la structure est de 20 V au lieu des quelques centaines de mV auxquelles on aurait pu s'attendre.

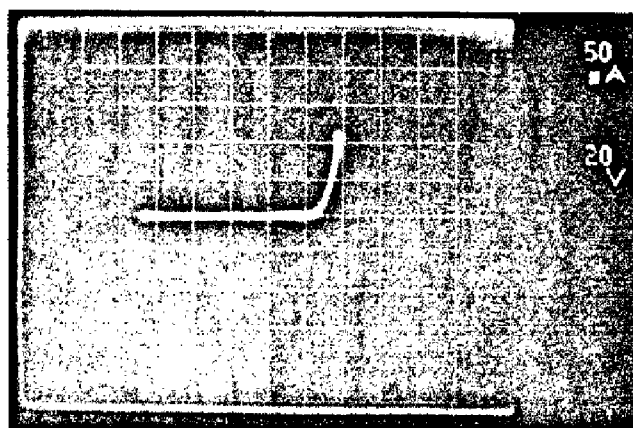


Figure 3.41 Caractéristique statique $I(v)$

Ces tensions en tension très importantes, aussi bien en inverse qu'en direct, ont pour origine la nature multicouche du coeur du guide qui constitue la zone isolante de la structure électrique. Le coeur comporte, comme nous l'avons vu, de très nombreuses interfaces entre matériaux qui représentent autant de barrières et de puits à franchir par les électrons. Les mécanismes de conduction du courant électronique sont donc complexes dans cette structure et le passage d'un courant électrique y est moins aisé que dans une structure MIS classique. La conduction intervient donc à des tensions plus élevées.

Le composant étant conçu pour fonctionner en régime inverse, une large plage d'excursion en tension est donc accessible pour l'application d'un signal électrique de modulation à ses bornes.

3.4.5.2 Mesure de la tension demi-onde

La mesure de la tension demi-onde, paramètre caractéristique d'un modulateur électro-optique (défini par l'expression (2.22) au paragraphe 2.2.3.4), s'effectue par étude de l'intensité transmise par l'échantillon placé entre polariseurs croisés en appliquant à ses bornes une tension continue variable.

L'intensité transmise par le système constitué par l'échantillon placé entre polariseurs croisés a pour expression

$$I(V) = I_0 \cdot \cos^2\left(\frac{\pi V}{2 V_\pi}\right) \quad (3.60)$$

où
$$V_\pi = \frac{d}{L} \frac{\lambda_0}{r_{41} n_0^3 \eta} \quad (3.61)$$

Cette expression de V_π diffère de (2.22) par l'ajout d'un coefficient η qui traduit la non-idéalité du recouvrement entre les champs optique et électrique en pratique.

Nous avons effectué la mesure à 933 nm, longueur d'onde à laquelle le système présente un maximum de transmission relativement bien contrasté comme on peut le voir sur la Figure 3.38(a). L'indice effectif du mode TE fondamental est de 3.385 à cette longueur d'onde (cf. Figure 3.31) tandis que le coefficient électro-optique r_{41} dépend peu de la longueur d'onde et vaut $-1.43 \cdot 10^{-12}$ m/V pour les matériaux du système GaAlAs constituant la structure. La zone isolante ayant une épaisseur $d = 2.5 \mu\text{m}$ et les électrodes une longueur $L = 10 \text{ mm}$, l'expression

(3.61) donne $V_\pi = 4.89$ V en prenant pour valeur du coefficient de recouvrement $\eta = 0.86$, valeur du facteur de confinement bidimensionnel du mode TE (calculé selon (2.55)).

Nous avons appliqué aux bornes du composant une tension continue variant de 0 à -8 V par paliers de 0.5 V. L'intensité transmise par le système est représenté sur la Figure 3.42 ainsi que la courbe théorique obtenue à partir de l'expression (3.60).

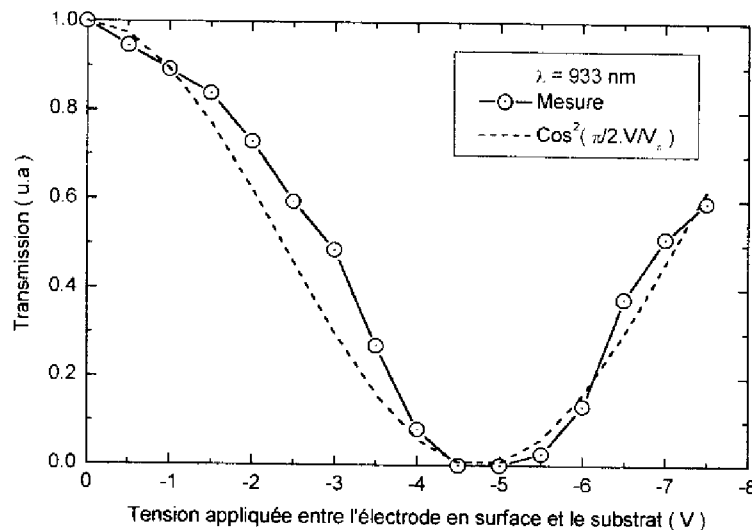


Figure 3.42 Variations de l'intensité transmise avec la tension appliquée aux électrodes

On mesure une tension demi-onde $V_\pi = 4.75$ V présentant un écart de 3% avec la valeur prévue. La très légère différence avec la valeur prévue peut s'expliquer simplement par un facteur de recouvrement légèrement supérieur à notre estimation simple, $\eta = 0.88$.

Les photos de la Figure 3.43 représentent le champ proche du faisceau laser transmis par le composant en l'absence de champ électrique et lorsque l'on applique une tension continue valant V_π . La Figure 3.43(a) confirme le bon confinement bidimensionnel du faisceau dans le ruban tandis que la Figure 3.43(b) montre l'efficacité de l'effet électro-optique. Lorsque l'on applique la tension demi-onde aux bornes du composant, les modes TE et TM sont déphasés de π en sortie du guide, leur recombinaison donne un mode dont l'énergie est hors du ruban.

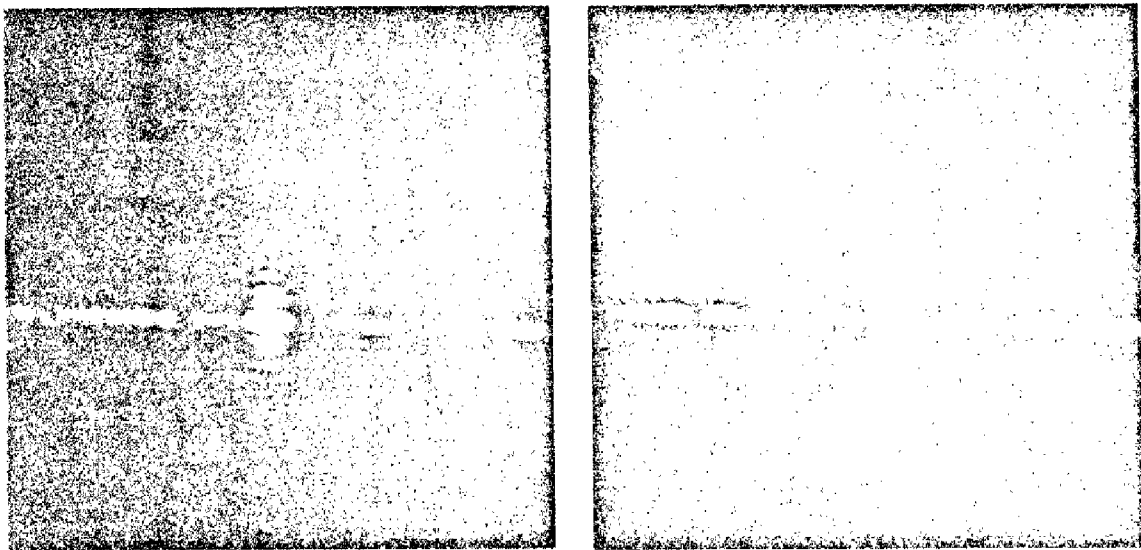


Figure 3.43 Champ proche en sortie du composant (a) $V = 0$ (b) $V = V_{\pi}$.

Nous avons mesuré V_{π} à 933 nm. Pour la longueur d'onde de la Diode SuperLuminescente utilisée en modulation de cohérence, 1.285 μm , on peut donc attendre une tension demi-onde valant 7.33 V en supposant un facteur de recouvrement invariant, $\eta = 0.88$, l'indice effectif du mode TE étant 3.265.

3.4.5.3 Caractérisation hyperfréquence

Les expériences suivantes ont été réalisées par L. Escotte, maître de conférence à l'Université Paul Sabatier (Toulouse) et membre du groupe Composants et Circuits Microondes du LAAS.

Notre objectif n'étant pas de réaliser un modulateur rapide, les électrodes du composant n'ont été conçues que dans le but d'appliquer efficacement un champ électrique dans la zone isolante constituant le coeur du guide ruban. Nous n'avons effectué aucune étude préalable quant à leur capacité de modulation rapide. Nous avons cependant effectué une caractérisation hyperfréquence de nos composants afin d'évaluer expérimentalement leur bande passante.

Dans le domaine hyperfréquence le guide ruban muni d'une électrode ruban en surface et d'une métallisation uniforme en face arrière est équivalent à une ligne de transmission de type microruban [29]. Cette ligne est caractérisée par son impédance caractéristique complexe Z_c et par sa constante de propagation $\gamma = \alpha + j\beta$. Le modèle de la ligne permet de la considérer comme un quadripôle auquel on associe une matrice chaîne C d'expression

$$\mathbf{C} = \begin{pmatrix} \text{ch}(\gamma L) & Z_c \text{sh}(\gamma L) \\ \frac{\text{sh}(\gamma L)}{Z_c} & \text{ch}(\gamma L) \end{pmatrix} \quad (3.62)$$

où L est la longueur de la ligne.

On associe également au quadripôle une matrice de transmission \mathbf{S} (*scattering matrix*) dont les éléments sont les coefficients de réflexion et de transmission du quadripôle. Les matrices \mathbf{C} et \mathbf{S} sont bien entendus liées. La mesure des paramètres \mathbf{S} par analyseur de réseau permet ainsi de calculer les éléments de la matrice chaîne et par suite de déterminer γ et Z_c .

Nous avons reporté un guide ruban sur un support en Kovar comportant des lignes d'accès microruban en Alumine. Le contact en face arrière est assuré par collage à la colle conductrice et des fils d'Or ont été microsoudés entre les lignes microrubans du support et l'électrode en surface du guide. L'ensemble est ensuite placé sur un support de test microruban (Wiltron 3680) dont les mâchoires (Figure 3.44) connectent les accès d'entrée et de sortie à un analyseur de réseau vectoriel (HP8510B).

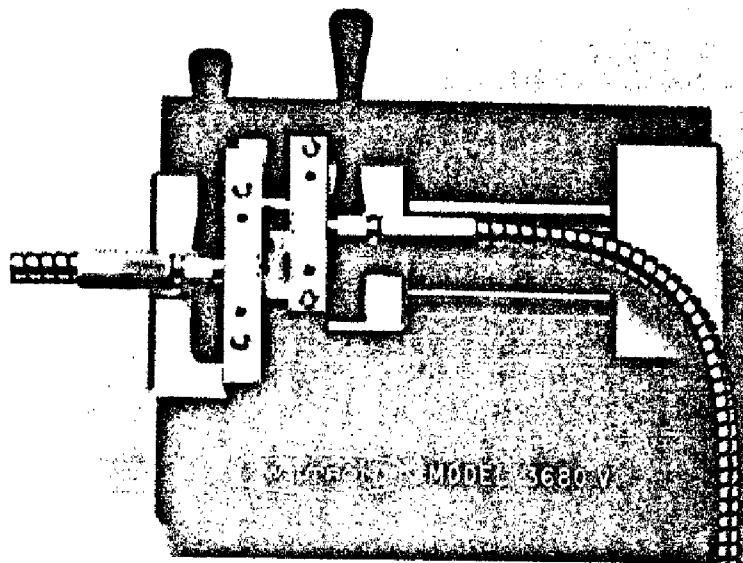


Figure 3.44 Support de test microruban

Afin de s'affranchir des caractéristiques propres du support, des câbles et de l'analyseur, une calibration est réalisée. Elle consiste en la mesure de divers éléments caractéristiques et bien déterminés comprenant une ligne de longueur nulle, deux charges d'impédance 50Ω et un

court-circuit. Ces mesures permettent de déterminer des modèles d'erreur permettant de corriger les mesures effectuées ensuite sur le composant.

Les paramètres S du guide ruban ont été mesurés de 45 MHz à 4 GHz. Un calcul matriciel supplémentaire, l'épluchage (*deembedding*), permet de retirer la contribution des fils de connexion microsoudés sur l'électrode supérieure. La matrice Chaîne est ensuite calculée et l'on en déduit les paramètres de la ligne. La Figure 3.45 représente l'évolution fréquentielle des parties réelle et imaginaire de l'impédance caractéristique. La partie réelle est d'environ 10 Ω tandis que la partie imaginaire est négligeable.

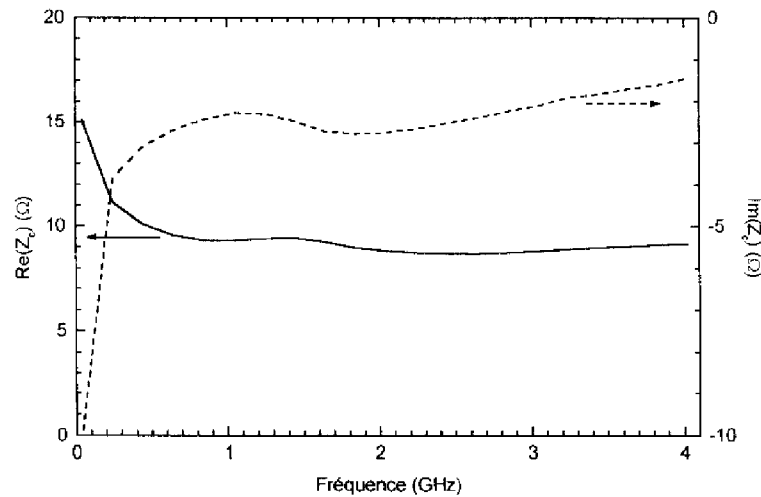


Figure 3.45 Impédance caractéristique, parties réelle et imaginaire

La Figure 3.46 représente l'évolution fréquentielle des parties réelle et imaginaire de la constante de propagation γ . La constante d'atténuation α croît pratiquement linéairement avec la fréquence ce qui indique que les pertes ont essentiellement lieu dans le diélectrique, en l'occurrence les couches n-i-d constituant le coeur. Elle vaut environ $4.3 \text{ dB.GHz}^{-1}.\text{cm}^{-1}$.

Les variations de la constante de phase β ne sont pas linéaires en fonction de la fréquence ce qui se traduit par une diminution de l'indice micro-onde effectif lorsque la fréquence augmente (Figure 3.47). En effet, aux basses fréquences un effet "d'onde lente" diminue la vitesse de phase de l'onde électromagnétique qui augmente ensuite aux hautes fréquences. Aux basses fréquences, les lignes de champ électrique ne pénètrent pas dans le substrat semiconducteur contrairement aux lignes de champ magnétique. Ceci se traduit par une

séparation spatiale des énergies électrique et magnétique qui donne naissance à un mode d'onde lente [30].

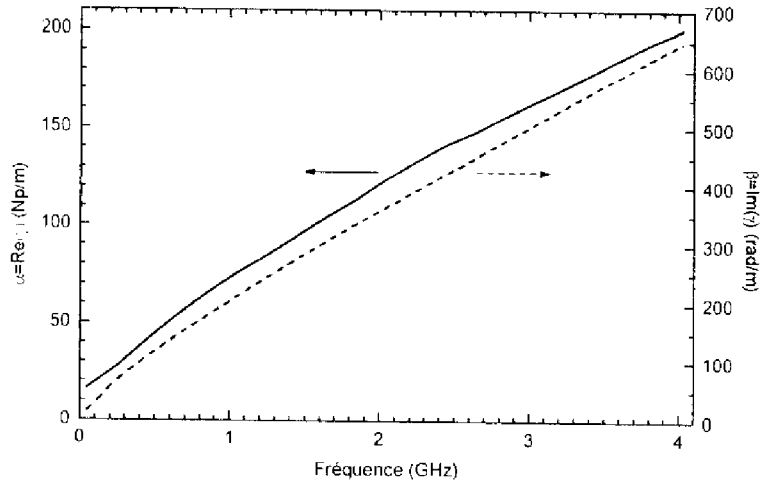


Figure 3.46 Constante de propagation, parties réelle et imaginaire

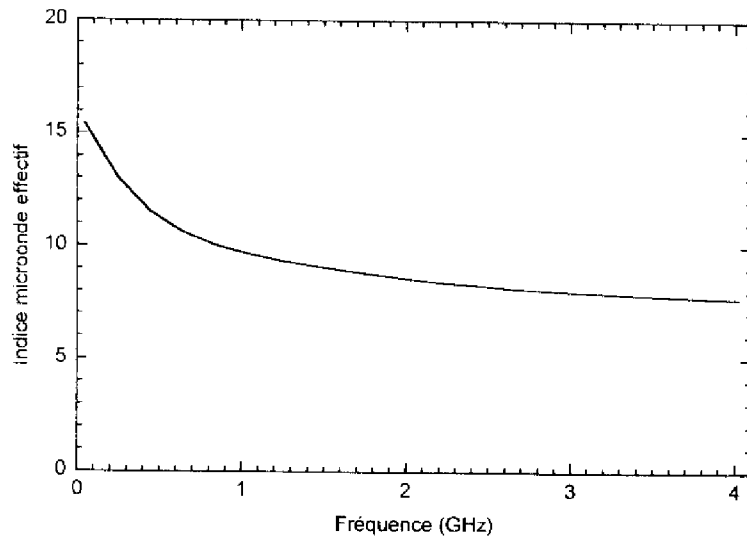


Figure 3.47 Indice micro-onde effectif

Il apparaît donc que la bande passante Δf du composant va essentiellement être limitée par les pertes microondes assez importantes, nous l'estimons proche de 600 MHz. Elle devrait pouvoir être améliorée par une conception de la structure plus adaptée aux hyperfréquences, notamment en ce qui concerne la nature et la géométrie de l'électrode. Les modulateurs

électro-optiques rapides sont généralement munis d'électrodes coplanaires qui réduisent l'effet d'onde lente ou d'électrodes à onde progressive qui permettent d'accorder les vitesses de phase du faisceau optique et de l'onde électromagnétique [31], [32].

3.4.6 Modulation de Cohérence

Les expériences suivantes ont été réalisées au Laboratoire d'Optique P.-M. Duffieux de Besançon.

Nous avons caractérisé ce composant en tant que modulateur de cohérence en utilisant comme source à spectre large une Diode SuperLuminescente Oki de longueur d'onde centrale $\lambda_0 = 1.285 \mu\text{m}$, de largeur spectrale à e^{-1} $\Delta\lambda = 46 \text{ nm}$ et de longueur de cohérence $L_c = 36 \mu\text{m}$ ($L_c = \lambda_0^2/\Delta\lambda$). Le spectre de cette diode est représenté sur la Figure 3.48.

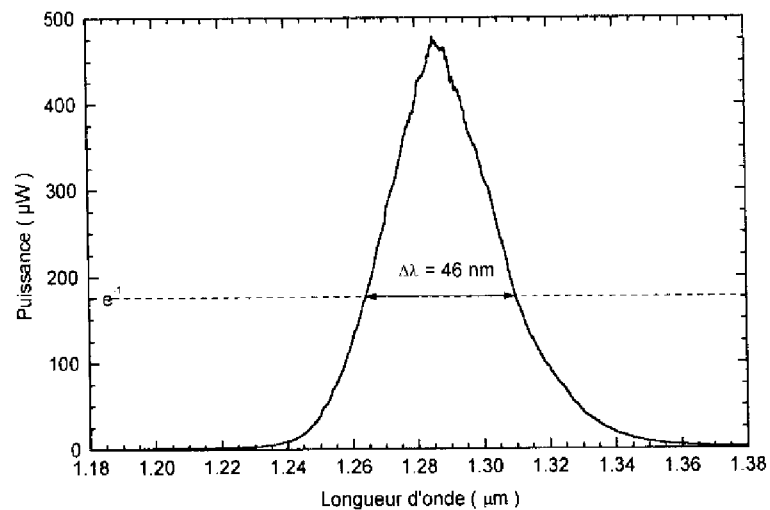


Figure 3.48 Spectre de la DSL Oki

Le modulateur de cohérence se compose du guide ruban biréfringent placé entre polariseurs parallèles orientés à 45° de l'axe normal au plan de l'échantillon. La Figure 3.49 présente l'analyse spectrale du faisceau transmis par ce système. Il s'agit, comme prévu, d'un spectre cannelé dont l'intervalle spectral libre fournit le retard optique de groupe D_0 introduit

$$D_0 = \frac{\lambda_0^2}{\text{ISL}} \quad (3.63)$$

L'intervalle spectral libre mesuré sur les dix cannelures centrales est de 7.28 nm ce qui correspond à un retard de groupe de $226.817 \mu\text{m}$. Notre composant introduit donc un retard

optique plus de six fois supérieur à la longueur de cohérence de la source et remplit parfaitement les conditions de fonctionnement de la modulation de cohérence. La longueur de l'échantillon étant de 11 mm, ce retard optique correspond à une biréfringence de groupe $\Delta n_g \approx 0.0206$. La valeur calculée par simulation était de 0.0218 (paragraphe 3.4.2.4, Figure 3.33 p.125) et présente un écart de moins de 6% avec la valeur mesurée.

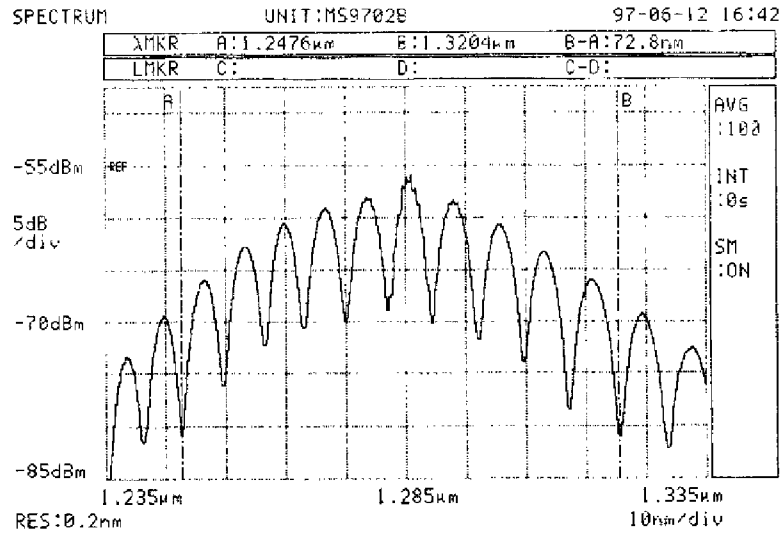


Figure 3.49 Spectre cannelé transmis par le modulateur de cohérence

Le composant fonctionnant dans une zone de transparence présente de faibles pertes, inférieures à $1 \text{ dB}\cdot\text{cm}^{-1}$. En supposant que les modes TE et TM ont un recouvrement mutuel idéal (i.e. unitaire), la mesure du contraste du spectre de l'intensité transmise nous permet de déterminer la différence ΔP_L existant entre les pertes des modes fondamentaux TE et TM [33]. Le contraste de -13 dB mesuré sur la Figure 3.49 correspond à un rapport d'intensité $\rho = I_{\min}/I_{\max} = 0.05$. Il est lié à ΔP_L (exprimé en dB) par l'expression

$$\Delta P_L = -20 \cdot \log \left(\frac{1 + \sqrt{\rho}}{1 - \sqrt{\rho}} \right) \quad (3.64)$$

ce qui donne une différence de 3.95 dB entre les pertes du mode TE et celles du mode TM. La différence existant entre les facteurs de confinement horizontaux (sous le ruban) de ces deux modes explique en partie cette différence de pertes.

Nous avons appliqué un signal triangulaire négatif d'amplitude crête à crête de 30 V de fréquence 1 kHz aux électrodes de notre composant utilisé comme modulateur de cohérence. Le module de décodage était composé de deux lames de quartz accolées et orientées parallèlement de façon à introduire un retard total de 217 μm quasiment identique à celui du modulateur. Le dispositif expérimental est représenté schématiquement sur la Figure 3.50.

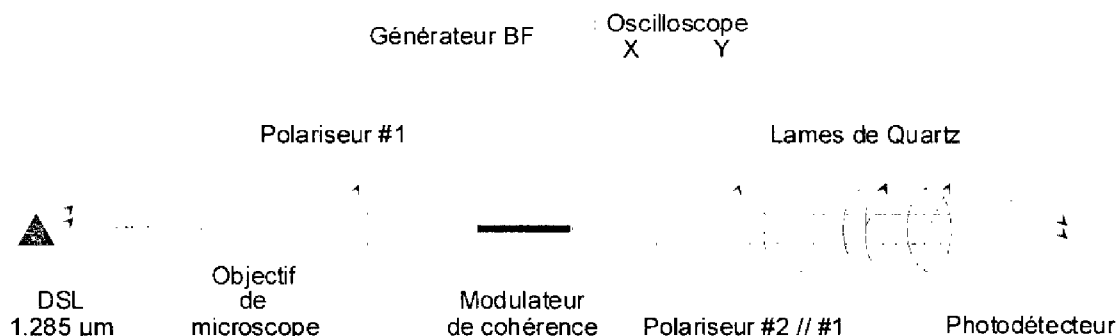


Figure 3.50 Schéma du système expérimental de modulation de cohérence

Le retard optique introduit par le modulateur étant supérieur à la longueur de cohérence de la source, un paquet d'ondes est séparé en deux paquets identiques (corrélés) qui ne sont pas en situation d'interférer et aucune modulation d'intensité n'est détectable en sortie du modulateur. Le retard optique introduit par le démodulateur étant accordé sur celui du modulateur, les deux paquets d'onde sont eux-mêmes séparés en deux, les deux paquets centraux étant alors en situation d'interférer. L'intensité transmise par le démodulateur admet pour expression

$$I^d(t) = \frac{P_0}{4} \left[1 + \frac{\Gamma_0}{2} \cos\left(\pi \frac{V}{V_\pi}\right) \right] \quad (3.65)$$

obtenue à partir de l'expression (1.14) en considérant que le retard optique variable est obtenu par effet électro-optique et que le recouvrement mutuel des modes TE et TM vaut Γ_0 .

La modulation d'intensité détectée en sortie du démodulateur est représentée Figure 3.51 ; il s'agit de la fonction de transfert de la modulation. L'axe vertical est en effet proportionnel à l'intensité détectée en sortie du démodulateur tandis que l'axe horizontal est proportionnel au signal de commande appliqué au modulateur. La tension demi-onde V_π vaut 7.5 V, soit 2% d'écart avec la valeur de 7.33 que nous avons extrapolée au paragraphe 3.4.5. L'indice effectif du mode TE valant 3.265 à 1.285 μm , le coefficient électro-optique

$-1.43 \cdot 10^{-12}$ m/V, ce résultat signifie que le facteur de recouvrement entre champs optique et électrique est de 0.86.

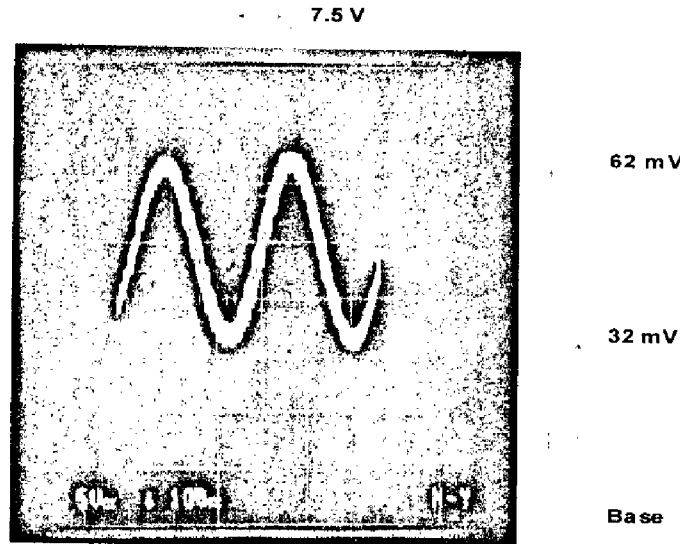


Figure 3.51 Fonction de transfert du modulateur

Les tensions correspondant au maximum et minimum de transmission permettent de plus la détermination du contraste de modulation C dont nous avons vu au paragraphe 1.1.3 qu'il est de 50% dans le cas idéal.

$$C = \frac{V_{\max} - V_{\min}}{V_{\max} + V_{\min}} \quad (3.66)$$

$V_{\max} = 62$ mV et $V_{\min} = 32$ mV sont mesurées sur la Figure 3.51 par rapport à la ligne de base d'intensité nulle définie lorsque le faisceau de la DSL est coupé. Le contraste vaut donc 0.32.

Cependant, de l'expression (1.8) donnant l'intensité en sortie du démodulateur, on déduit que la légère différence $\delta = 10$ μm existant entre les retards optiques introduits par le modulateur et le démodulateur réduit le contraste d'un facteur $\exp\left(-\frac{\pi^2 \delta^2}{4 L_c^2}\right) = 0.826$. Cela signifie que le contraste réel du modulateur de cohérence est de 0.39 à comparer à 0.5, optimum de la modulation de cohérence. Cet écart s'explique par la différence existant entre les pertes des modes TE et TM et certainement par un recouvrement mutuel de ces deux modes moins bon que prévu.

Nous avons donc conçu et réalisé le premier modulateur de cohérence intégré en AlGaAs/GaAs dont le fonctionnement est basé sur l'introduction d'un retard optique important entre les modes TE et TM se propageant simultanément dans un guide ruban. La forte biréfringence de groupe ($\Delta n_g = 0.02$) due à la nature multicouche du coeur du guide se traduit par un retard optique de 20 μm par mm de propagation et conduit à des retards optiques plus importants que la longueur de cohérence d'une DSL à 1.285 μm . Ce modulateur à faibles pertes présente un bon contraste de 39% (soit 80% du contraste idéal) et fonctionne avec une faible tension de commande de 7.5 V [34]. Un tel modulateur peut fonctionner comme module de codage et décodage dans les systèmes de transmission sur fibre optique par multiplexage de cohérence présentés au chapitre 1. On peut en envisager une version complètement intégrée employant des polariseurs intégrés sur le même substrat que le guide ruban aussi bien en entrée qu'en sortie avec utilisation de fibres à maintien de polarisation comme ligne de transmission.

Références bibliographiques

- [1] Casey H.C. et M.B. Panish, "*Heterostructure Lasers*", Academic Press, San Diego (1978)
- [2] Born M. et E. Wolf, "*Principles of Optics*", Pergamon Press, New York (1959)
- [3] Kogelnik H., "*Theory of Optical Waveguides*" in "*Guided-Wave Optoelectronics*", T. Tamir (Ed.), 2ème Edition, Springer-Verlag, Berlin (1990)
- [4] Skinner I.M., R. Shail et B.L. Weiss, "*Modal Propagation Within MQW Waveguides*", IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. **25**, no. 1, pp. 6–11 (1989)
- [5] Abeles F., "*Recherches sur la Propagation des Ondes Electromagnétiques Sinusoïdales dans les Milieux Stratifiés. Applications aux couches Minces*", Annales de Physique, vol. **5**, pp. 596-640 (1950)
- [6] Afromowitz M.A., "*Refractive Index of Ga_xAl_{1-x}As*", Solid State Communications, vol. **15**, pp. 59–63 (1974)
- [7] Wemple S.H. et M. DiDomenico, Physical Review B, vol. **3**, pp. 1338 (1971)
- [8] Adachi S., "*Properties of Aluminium Gallium Arsenide*", Datareviews Series, no. 7, INSPEC (1993)
- [9] Saleh B.E.A. et M.C. Teich, "*Fundamentals of Photonics*", John Wiley & Sons, New York (1991)
- [10] Yariv A. et P. Yeh, "*Optical Waves in Crystals*", John Wiley & Sons, New York (1983)
- [11] Rytov S.M., "*Electromagnetic Properties of Finely Stratified Medium*", Journal of Experimental and Theoretical Physics (USSR), vol. **2**, no. 3, pp. 466–475 (1956)
- [12] Van Der Ziel J.P., M. Ilegems et R.M. Mikulyak, "*Optical birefringence of thin GaAs–AlAs multilayer films*", Applied Physics Letters, vol. **28**, no. 12, pp. 735–737 (1976)
- [13] Porte H., J.-P. Goedgebuer et R. Ferriere, "*An LiNbO₃ Integrated Coherence Modulator*", Journal of Lightwave Technology, vol. **10**, no. 6, pp. 760–766 (1992)
- [14] Khalfallah S., R. Legros et A. Muñoz-Yagüe, "*Guide d'onde optique plan monomode et très biréfringent en GaAs/GaAlAs*", Communication orale, 15^{èmes} Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG'95), Palaiseau (France), 6–11 Novembre 1995, 3 p. (1995)
- [15] Khalfallah S., R. Legros et A. Muñoz-Yagüe, "*Highly Birefringent and Monomode GaAlAs–GaAs Planar Optical Waveguide*", IEEE Photonics Technology Letters, vol. **8**, no. 2, pp. 233–235 (1996)
- [16] Fainstein A., P. Etchegoin, P.V. Santos, M. Cardona, K. Töttemeyer et al., "*In-plane birefringence of GaAs/AlAs multiple quantum wells*", Physical Review B, vol. **50**, no. 16, pp. 11850–11860 (1994)
- [17] Hunsperger R.G., "*Integrated Optics: Theory and Technology*", 3ème Edition, Springer-Verlag, Berlin (1991)
- [18] Fischer D.W., M.C. Ohmer, P.G. Schunemann et T.M. Pollak, "*Direct measurement of ZnGeP₂ birefringence from 0.66 to 12.2 μm using polarized light interference*", Journal of Applied Physics, vol. **77**, no. 11, pp. 5942–5945 (1995)
- [19] Koopmans B., B. Richards, P. Santos, K. Eberl et M. Cardona, "*In-plane optical anisotropy of GaAs/AlAs multiple quantum wells probed by microscopic reflectance difference spectroscopy*", Applied Physics Letters, vol. **69**, no. 6, pp. 782–784 (1996)

- [20] Van Der Ziel J.P. et M. Ilegems, "Second harmonic generation in a thin AlAs-GaAs multilayer structure with wave propagation in the plane of the layers", *Applied Physics Letters*, vol. **29**, no. 3, pp. 200–202 (1976)
- [21] Ghirardi F., J. Brandon, M. Carre, A. Bruno, L. Menigaux et al., "Polarization Splitter Based on Modal Birefringence in InP/InGaAsP Optical Waveguides", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. **5**, no. 9, pp. 1047–1049 (1993)
- [22] Kikuta H., Y. Ohira et K. Iwata, "Achromatic quarter-wave plates using the dispersion of form birefringence", *Applied Optics*, vol. **36**, no. 7, pp. 1566–1572 (1997)
- [23] Deri R.J., F.G. Patterson et S.P. Dijaili, "Birefringence Compensation for Polarization-Independent Directional Coupler Wavelength Filters", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. **7**, no. 4, pp. 376–378 (1995)
- [24] Deri R.J., M.A. Emanuel, F.G. Patterson, S.P. Dijaili et L.T. Nguyen, "Polarization-insensitive wavelength filters by birefringence compensation of vertical couplers", *Applied Physics Letters*, vol. **68**, no. 8, pp. 1037–1039 (1996)
- [25] Adams M.J., "Introduction to Optical Waveguide", John Wiley & Sons, New York (1981)
- [26] Byun Y.T, K.H. Park, S.H. Kim, S.S. Choi, T.K. Lim, "Single-mode GaAs/AlGaAs W waveguides with a low propagation loss", *Applied Optics*, vol. **35**, no. 6, pp. 928–933 (1996)
- [27] Hecht E. et A. Zajac, "Optics", 2^{ème} Edition, Addison-Wesley, Reading, MA (1987)
- [28] Khalfallah S., P. Dubreuil, R. Legros, C. Fontaine et A. Muñoz-Yagüe, "Guide d'onde optique ruban monomode et très biréfringent en GaAs/GaAlAs", Communication par affiche, 6^{èmes} Journées Nationales de Microélectronique et d'Optoélectronique III–V, Chantilly (France), 29–31 Janvier 1997, 3 p. (1997)
- [29] Castagné R., J.–P. Duchemin, M. Gloanec et C. Rumelhard, "Circuits intégrés en Arséniure de Gallium. Physique, technologie et règles de conception", Masson, Paris (1989)
- [30] Hasegawa H. et S. Seki, "Analysis of Interconnection Delay on Very High-Speed LSI/VLSI Chips Using an MIS Microstrip Line Model", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. **32**, no. 12, pp. 1721–1727 (1984)
- [31] Mihailidi M.M., J.E. Zucker, M.D. Feuer, M.N. Khan, T.Y. Chang et al., "Microwave properties of travelling-wave InGaAs/InGaAlAs quantum-well optical waveguide modulators", *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. **10**, no. 4, pp. 204–207 (1995)
- [32] Sakamoto S.R., R. Spickerman et N. Dagli, "Narrow gap coplanar slow wave electrode for travelling wave electro-optic modulators", *Electronics Letters*, vol. **31**, no. 14, pp. 1183–1185 (1995)
- [33] Hauden J., H. Porte et J.–P. Goedgebuer, "Quasi-Polarization-Independent Mach-Zehnder Coherence Modulator/Demodulator Integrated in Z-Propagating Lithium Niobate", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. **30**, no. 10, pp. 2325–2331 (1994)
- [34] Khalfallah S., P. Dubreuil, L. Escotte, R. Legros, C. Fontaine, B. Beche et H. Porte, "Modulateur de cohérence intégré en AlGaAs/GaAs", Communication orale, 17^{èmes} Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG'97), Saint Etienne (France), 3–5 Novembre 1997, 3 p. (1997)

4. Interféromètre de Mach-Zehnder

4.1 Interféromètre de Mach-Zehnder déséquilibré	146
4.1.1 Intérêt d'un interféromètre à division d'onde	146
4.1.2 Architecture à base de guides courbes	148
4.1.3 Optimisation des éléments de l'interféromètre	151
4.2 Méthode des faisceaux propagés (BPM)	161
4.2.1 BPM scalaire bidimensionnelle (2D-BPM)	161
4.2.2 Résolution par schéma aux différences finies (FD-BPM)	163
4.2.3 Méthode des conditions aux limites de transparence (TBC)	167
4.2.4 Programme de simulation par BPM	171
4.2.5 Avantages de la FD-BPM sur la FFT-BPM	174
4.3 Etude et optimisation des différents éléments de l'interféromètre	176
4.3.1 Conception du guide ruban, Surgravure	176
4.3.2 Guides courbes	181
4.3.3 Jonctions Y	186
4.3.4 Interféromètre de Mach-Zehnder déséquilibré	191
4.4 Modulateur de cohérence à Interféromètre de Mach-Zehnder	199
4.4.1 Fabrication	199
4.4.2 Observations optiques	202
4.4.3 Mesures électriques	204
4.4.4 Modulation de cohérence	206
Références bibliographiques	209

4.1 Interféromètre de Mach-Zehnder déséquilibré

4.1.1 Intérêt d'un interféromètre à division d'onde

Le modulateur de cohérence à guide biréfringent intégré en GaAlAs étudié au chapitre précédent présente de nombreuses qualités : faible tension de commande de 7.5 V, bon contraste de 39% (soit 80% de l'optimum en modulation de cohérence) et retard optique important de 220 μm pour un composant de 11 mm de long. Il présente cependant certains défauts intrinsèques.

En effet, chaque guide ruban biréfringent devant être placé entre polariseurs, l'intégration sur un même substrat de GaAs de plusieurs modulateurs suppose la réalisation supplémentaire de polariseurs intégrés (polarisant le faisceau rectilignement à 45° de l'axe normal au plan de propagation) disposés en entrée comme en sortie de chaque élément ce qui représente une difficulté technologique supplémentaire. De plus, le retard optique statique introduit par le modulateur étant lié à sa longueur, la réalisation de modulateurs de cohérence introduisant des retards différents suppose la découpe d'échantillons de guides rubans de longueurs différentes. Notre guide biréfringent introduisant un retard optique de groupe de 20 μm par mm, l'obtention de modulateurs dont le retard est défini avec une précision de 1 μm suppose donc une précision de découpe (par clivage) des échantillons inférieure à 50 μm .

Une solution à ces deux problèmes consiste en l'utilisation d'un interféromètre à division d'onde tel que celui utilisé pour introduire le principe de la modulation de cohérence au paragraphe 1.1 et employé dans les modulateurs de cohérence à base d'interféromètres de Mach-Zehnder réalisés en Niobate de Lithium (présentés en 1.4.4 et 1.4.5). Au contraire d'un interféromètre à polarisation, cette solution ne nécessite pas l'utilisation de polariseurs entre chaque multiplexeur. L'intégration de plusieurs étages de multiplexage par modulation de cohérence sur une même "puce" est donc tout à fait envisageable, aussi bien avec une architecture série que parallèle, comme dans l'exemple du double modulateur/démodulateur de cohérence intégré présenté au paragraphe 1.4.5 (cf. Figure 1.18). De plus, le retard optique introduit par le modulateur est, dans ce cas, dû à la différence de chemin optique existant entre

les deux bras de l'interféromètre. La réalisation de modulateurs de cohérence introduisant des retards différents suppose donc la fabrication d'interféromètres présentant des différences de longueurs de bras différentes. Or la géométrie d'un tel composant réalisé selon les techniques de la microélectronique est, comme nous l'avons vu au paragraphe 2.4, définie par les masques de photolithographie employés lors des différentes étapes de sa réalisation. La définition des motifs d'un masque de microélectronique est inférieure au micron et on peut donc réaliser des interféromètres présentant des bras de longueurs différentes, définies avec une précision de 1 μm ce qui se traduit par une précision équivalente sur le retard optique introduit quelle que soit la longueur du composant après découpe.

Nous avons donc cherché à réaliser un second type de modulateur de cohérence intégré en semiconducteurs III-V fonctionnant comme un interféromètre à division d'onde, selon le même principe que le modulateur à interféromètre de Mach-Zehnder déséquilibré présenté au paragraphe 1.4.5. Cet interféromètre de Mach-Zehnder déséquilibré intégré sur GaAs introduit un retard optique (supérieur à la longueur de cohérence d'une source à spectre large) par différence de marche optique due à l'allongement géométrique de l'un des deux bras. L'application d'un champ électrique sur l'autre bras permet de faire légèrement varier la différence de chemin optique afin de réaliser l'opération de modulation de cohérence.

Nous avons à nouveau choisi de réaliser une structure guidante assez épaisse, entre 2 et 3 microns, afin d'y coupler aisément la lumière à l'aide d'objectifs de microscope ou par couplage direct d'une fibre optique. L'ensemble de cette étude a été effectuée autour de 1.3 μm , longueur d'onde des sources à spectre large retenues pour le réseau de capteurs interconnectés par voie optique et multiplexés par modulation de cohérence (cf. §1.5.3). Nous avons cherché à obtenir un retard optique de 100 μm , proche de celui introduit par un interféromètre de Mach-Zehnder déséquilibré réalisé en LiNbO_3 [1] qu'il serait ainsi possible d'utiliser comme module de décodage dans une liaison optique par modulation de cohérence employant notre composant comme module de codage. En supposant un indice de groupe de 3.5, nous avons donc conçu un interféromètre déséquilibré dont les deux bras présentent une différence de longueur d'environ 29 μm .

4.1.2 Architecture à base de guides courbes

L'interféromètre de Mach-Zehnder intégré dont une représentation schématique est donnée sur la Figure 4.1 est constitué de guides rubans. Il comporte deux jonctions Y (la première sépare le faisceau en deux, la seconde recombine les deux faisceaux) reliées par un bras rectiligne et par un bras courbe formé de quatre arcs de cercle. Les quatre arcs de cercle constituant le bras courbe ont même rayon de courbure et même angle. Les deux bras de l'interféromètre n'ayant pas la même géométrie et ne présentant pas la même longueur, il est qualifié d'interféromètre déséquilibré. Ainsi un faisceau optique se propageant dans le bras courbe est retardé par rapport à un autre faisceau de même nature se propageant dans le bras rectiligne. Ce phénomène introduit un retard optique statique qui ne dépend que de la géométrie du système.

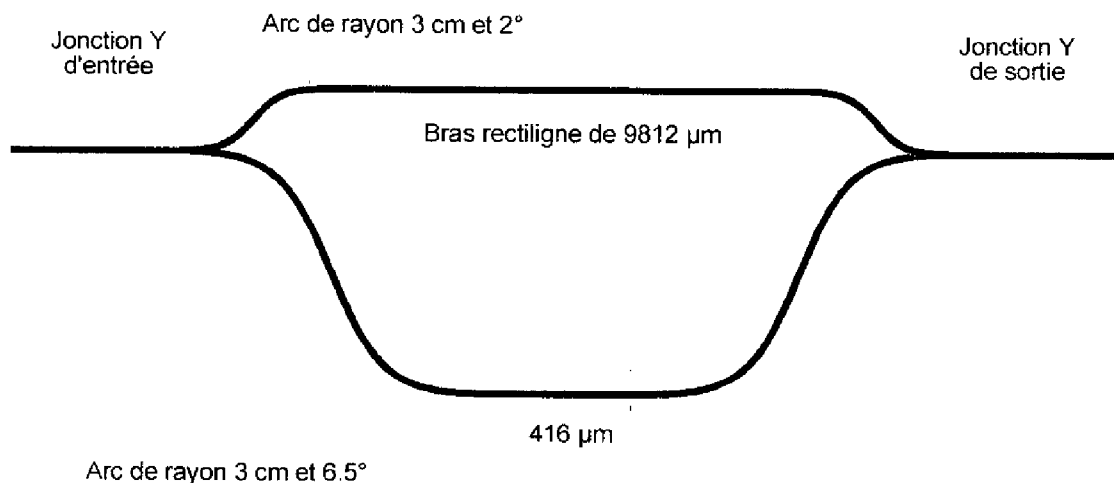


Figure 4.1 Schéma d'un interféromètre de Mach-Zehnder déséquilibré

En pratique nous avons choisi de réaliser les jonctions Y par superposition de deux guides courbes en S (*S-bend*) comme on peut le constater sur la Figure 4.1. Ce type de jonction présente en effet de meilleures performances que la jonction Y "classique" obtenue par séparation d'un guide droit en deux portions rectilignes écartées d'un angle qui doit être très faible (de l'ordre de quelques degrés) pour assurer de faibles pertes de transmission.

La Figure 4.2 représente schématiquement la géométrie d'un guide courbe en S. Il se compose de deux sections droites connectées par deux arcs de cercle de même rayon de courbure R et d'arcs opposés mais de même valeur absolue θ [2]. Ce guide courbe a donc une

longueur d'arc L_s , différente de la longueur L du guide droit équivalent, et introduit de plus un déport latéral Δd . Ces grandeurs géométriques caractéristiques du guide S ont pour expression

$$L_s = 2R \cdot \theta \tag{4.1}$$

$$L = 2R \cdot \sin \theta \tag{4.2}$$

$$\Delta d = 2R \cdot (1 - \cos \theta) \tag{4.3}$$

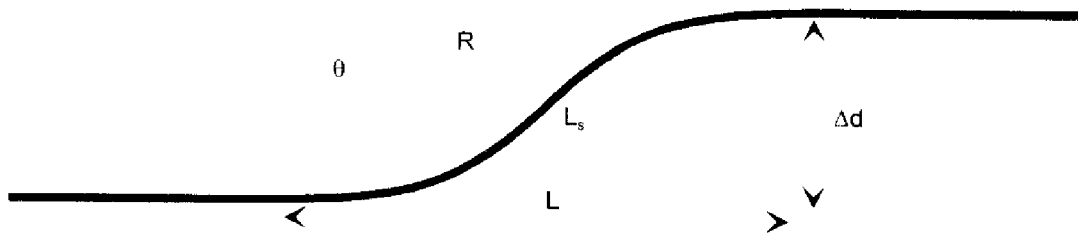


Figure 4.2 Schéma d'un guide courbe en S

Par rapport au guide droit équivalent, un tel guide courbe en S présente donc une longueur supplémentaire $\Delta L = L_s - L$, d'expression

$$\Delta L = 2R \cdot (\theta - \sin \theta) \tag{4.4}$$

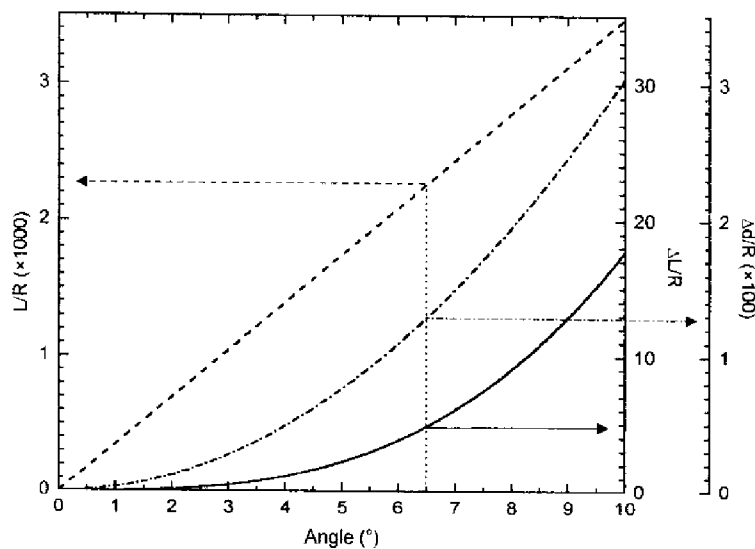


Figure 4.3 Caractéristiques géométriques d'un guide courbe en S en fonction de son arc

La Figure 4.3 représente l'évolution des trois paramètres L , ΔL et Δd en fonction de l'angle θ des deux arcs de cercle, le rayon de courbure R étant normalisé à 1 cm. Ces courbes montrent que l'obtention d'une différence de longueur de quelques microns par rapport au guide droit

équivalent suppose un angle important et/ou un rayon de courbure important. Or les pertes dans un guide optique courbé sont d'autant plus importantes que son arc est grand et son rayon de courbure faible [3]-[6]. L'interféromètre de Mach-Zehnder devant comporter au moins 4 portions de guides courbes, l'introduction de pertes les plus faibles possibles suppose donc d'utiliser de faibles valeurs d'arc et par suite un rayon de courbure important afin d'introduire une différence de chemins ΔL suffisante.

La longueur et la largeur (du fait du déport latéral) de l'ensemble augmentent avec l'angle et sont proportionnelles au rayon de courbure. L'obtention d'un dispositif compact de faibles dimensions suppose donc d'utiliser aussi bien de faibles valeurs d'arc qu'un faible rayon de courbure. Ainsi la réalisation d'un interféromètre de Mach-Zehnder déséquilibré présentant une différence de longueur des bras d'une centaine de microns, de faibles pertes (essentiellement par courbure) et des dimensions réduites (quelques dizaines de mm) nécessite un compromis quant au choix des valeurs d'angle et de rayon de courbure à employer.

Nous avons donc choisi d'employer un rayon de courbure de $R = 3 \text{ cm}$ et des arcs de $\theta_1 = 2^\circ$ et $\theta_2 = 6.5^\circ$. Les jonctions Y permettant respectivement de diviser en deux et de recombiner le faisceau respectivement en entrée et en sortie de l'interféromètre sont identiques et constituées de deux sections courbées en S, de rayon de courbure R (cf. Figure 4.1). Nous avons choisi d'utiliser cette configuration afin d'obtenir une division/recombinaison symétrique de la puissance dans la jonction Y d'entrée/de sortie. La première section S comporte deux arcs identiques d'angle $\theta_1 = 2^\circ$ et la Figure 4.3 montre que cette géométrie introduit un faible déport latéral et une longueur supplémentaire négligeable. La deuxième section S comporte deux arcs identiques d'angle $\theta_2 = 6.5^\circ$ ce qui introduit une longueur supplémentaire d'environ $15 \mu\text{m}$ par rapport au guide droit équivalent. La section S symétrique de cette dernière, constituant l'un des deux bras de la jonction Y de sortie, introduit elle aussi une longueur supplémentaire de $15 \mu\text{m}$ et les deux bras de l'interféromètre présentent donc une différence de longueur d'environ $30 \mu\text{m}$.

L'interféromètre que nous avons conçu (cf. Figure 4.1) comporte deux guides droits d'accès de 2 mm de long et les deux jonctions Y que nous venons de décrire sont connectées par deux sections droites de longueurs respectives $l_1 = 9812 \mu\text{m}$ (entre les sections S d'arc

$\theta_1 = 2^\circ$) et $l_2 = 416 \mu\text{m}$ (entre les sections S d'arc $\theta_2 = 6.5^\circ$). L'ensemble a une longueur de 18 mm pour une largeur de $450 \mu\text{m}$. La différence de longueur existant entre les deux bras de l'interféromètre a donc rigoureusement pour expression

$$\Delta L_1 = (4R \cdot \theta_2 + l_2) - (4R \cdot \theta_1 + l_1) = 4R \cdot (\theta_2 - \theta_1) + (l_2 - l_1) \quad (4.5)$$

et vaut donc $28.8 \mu\text{m}$ pour $R = 3 \text{ cm}$. En considérant un indice effectif valant 3.5, ce déséquilibre géométrique se traduit par un retard optique de $100.8 \mu\text{m}$.

4.1.3 Optimisation des éléments de l'interféromètre

Le bon fonctionnement de cet interféromètre de Mach-Zehnder déséquilibré suppose la résolution des deux problèmes majeurs inhérents à ce type de composant : l'optimisation de la puissance transmise par séparation symétrique dans les jonctions Y [7], [8] et la réduction des pertes par propagation dans les sections courbes [9], [5], des pertes supplémentaires étant d'ailleurs occasionnées par les transitions entre ces dernières et les sections droites [10].

4.1.3.1 Jonctions Y

Une jonction Y est un élément d'optique intégrée permettant la séparation d'un faisceau en deux parties ou la recombinaison de deux faisceaux en un seul. Le principe de fonctionnement d'une jonction Y composée de trois guides monomodes s'explique simplement en considérant les modes propres pouvant se propager dans une telle structure, considérée comme bidimensionnelle pour des raisons de simplicité [11].

La jonction Y présentée Figure 4.4(a) comporte trois sections :

- un embranchement dans lequel la séparation des deux guides monomodes d'entrée, de même largeur w , décroît jusqu'à être nulle, les deux guides étant alors accolés
- un section conique dont la largeur varie adiabatiquement de $2w$ à w
- un guide monomode, de largeur w , en sortie

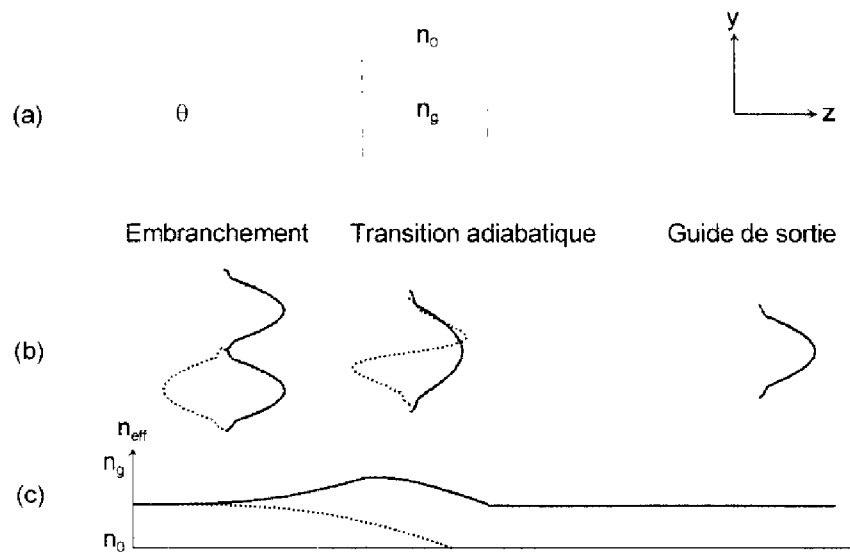


Figure 4.4 Jonction Y (a) Géométrie (b) Champs des modes guidés (c) Indices effectifs associés

L'embranchement peut être considéré comme un guide plan à 5 couches dont deux sont guidantes. Cette structure présente deux modes propres résultant du couplage des modes fondamentaux des deux guides d'accès, un mode pair et un mode impair comme le montre la Figure 4.4(b) [12]. En entrée de la transition adiabatique, du fait de l'importante largeur $2w$, deux modes, le fondamental et le premier mode d'ordre supérieur, peuvent se propager. En sortie de cette section seul le mode fondamental est guidé et le mode d'ordre supérieur est rayonné vers l'extérieur dès que la largeur du guide est inférieure à celle correspondant à la coupure de ce mode (cf. Figure 4.4(c)). Seul le mode fondamental se propage donc dans le guide de sortie. Ainsi le mode pair des deux guides couplés en entrée est converti en mode fondamental du guide de sortie tandis que le mode impair, converti en mode d'ordre supérieur dans la section conique est progressivement rayonné hors du guide.

Ces considérations permettent de comprendre les différentes possibilités de fonctionnement d'une jonction Y présentées Figure 4.5. Lorsque deux faisceaux de même longueur d'onde (ou parfaitement corrélés) et en phase se propagent dans les guides d'entréc, ils excitent le mode pair de l'embranchement qui se couple au mode fondamental de la section adiabatique lui-même ensuite couplé au mode fondamental du guide de sortie. Il en découle que la puissance transmise est la somme des puissances des deux faisceaux incidents (Figure

4.5(a)). Le fonctionnement d'une jonction Y utilisée pour séparer un faisceau en deux est exactement l'inverse.

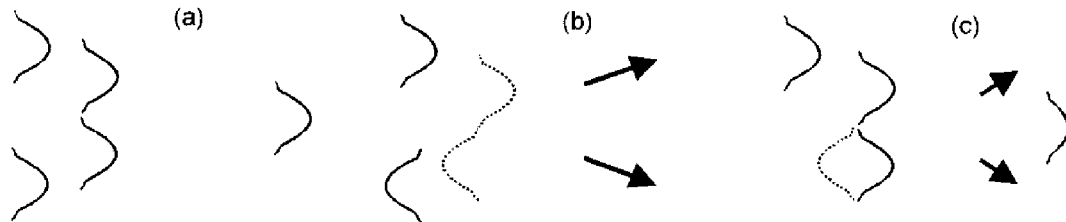


Figure 4.5 Différentes situations de fonctionnement d'une jonction Y

Lorsque les deux faisceaux sont en opposition de phase, ils excitent le mode impair de l'embranchement qui est coupé en deçà d'une certaine largeur et devient un mode de substrat évanescent rayonné hors de la structure conique comme le montre la Figure 4.5(b). Dans le cas où un seul des deux bras d'entrée est excité par un faisceau lumineux, les modes pair et impair sont excités avec la même amplitude, la puissance transportée par le mode impair est perdue par rayonnement hors de la section adiabatique et seule la moitié de la puissance d'origine est couplée au guide de sortie (Figure 4.5(c)). Une atténuation de 3 dB est donc inévitable dans ce cas qui met en évidence la nature de quadripôle de la jonction Y. En effet, trois des ports sont constitués par les bras de la jonction tandis que le quatrième correspond au mode évanescent.

Ces différents fonctionnements d'une jonction Y supposent que l'angle d'embranchement soit suffisamment faible pour permettre l'application du concept de modes propres locaux. La réalisation de circuits d'optique intégrée compacts suppose, quant à elle, l'utilisation d'éléments de dimensions réduites. On cherche à réaliser la séparation ou la recombinaison de faisceaux sur les distances les plus faibles possibles, notamment la longueur de la zone de transition adiabatique réalisant la conversion des différents modes. Au delà de quelques degrés seulement les pertes par rayonnement deviennent importantes et la transmission de puissance décroît rapidement avec l'angle [13]. A titre d'exemple, la Figure 4.6 présente les résultats de la simulation de la séparation dans les deux branches de sortie, écartées de 1° , du mode fondamental du guide d'entrée, de largeur $w = 8 \mu\text{m}$ et de saut d'indice $\Delta n = n_g - n_0 = 2.6 \cdot 10^{-3}$. La figure montre que l'essentiel de la puissance est perdu au niveau de la pointe de

l'embranchement et qu'une faible partie en est effectivement injectée dans les deux branches de sortie.

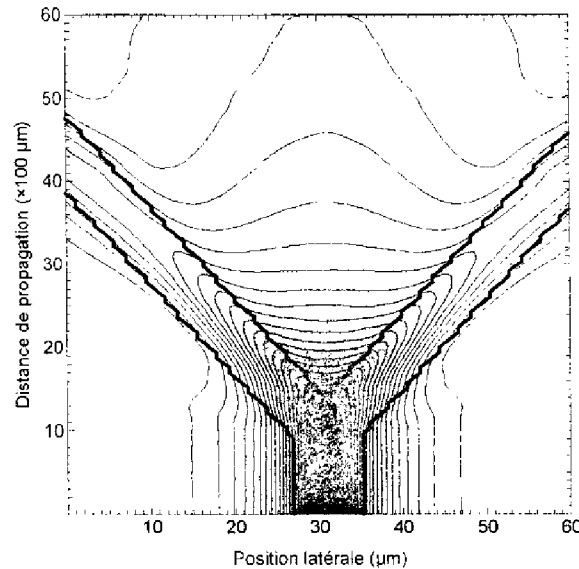


Figure 4.6 Simulation de la propagation dans une jonction Y d'angle 1° ($w = 8\mu\text{m}$, $\Delta n = 2.6 \cdot 10^{-3}$)

La conception et la réalisation de jonctions Y à "grand angle" et présentant de faibles pertes constitue donc un sujet de recherche intensif et de nombreuses solutions ont été proposées pour adapter au mieux le mode injecté dans le bras d'entrée d'une jonction Y aux modes guidés par les deux bras de sortie. Les jonctions Y composées de guides courbes en S que nous avons employées (étudiées dans un paragraphe suivant) ont l'intérêt de ne pas présenter de transitions abruptes, aussi bien entre le guide d'entrée et la zone adiabatique qu'à l'extrémité de cette dernière où les deux guides de sortie se rejoignent tangentiellement.

Afin d'améliorer les performances des jonctions Y certaines études préconisent l'élargissement de la zone adiabatique [14], d'autres proposent des géométries complexes permettant d'assurer une transmission de 80% de la puissance injectée avec un angle de 10° [15]. Une zone de transmission d'indice inférieur à ceux du ruban et de l'extérieur permet théoriquement de réduire les pertes [16]. Sur ce principe a récemment été fabriquée une jonction Y dont la zone de transition comporte une variation adiabatique de l'indice effectif obtenue par gravure progressive (en phase liquide) assistée par laser ultraviolet [17]. Cette

jonction a ensuite été employée avec succès dans un interféromètre de Mach-Zehnder présentant de faibles pertes [8].

Toutes ces solutions sont techniquement complexes à mettre en oeuvre et sont plus souvent l'objet d'études théoriques qu'elles ne conduisent à des réalisations pratiques. Elles reposent cependant toutes sur un même principe simple, l'abaissement de l'indice effectif dans la zone de séparation du faisceau. C'est ce principe que nous avons employé comme nous le verrons dans la suite de ce manuscrit.

4.1.3.2 Guides courbes

Le guide courbe le plus simple que l'on puisse concevoir est un guide ruban (de largeur w et de saut d'indice $\Delta n = n_g - n_0$) en forme d'arc de cercle, de rayon R et d'angle θ , en général connecté à l'une de ses extrémités à une section de guide droit comme sur la Figure 4.7.

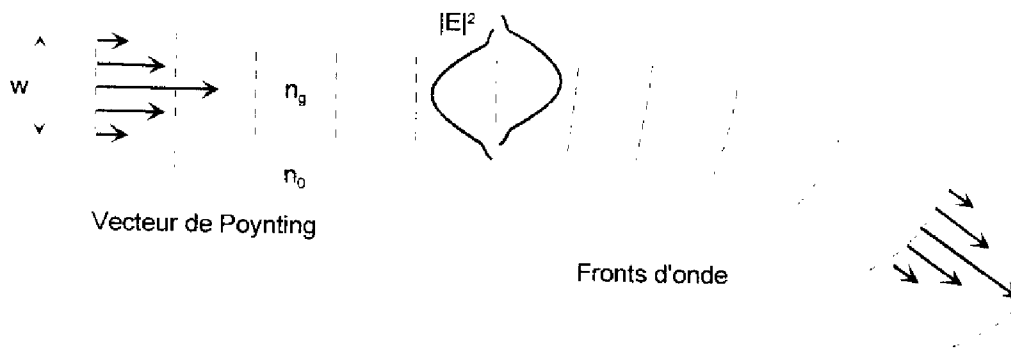


Figure 4.7 Champs, fronts d'ondes et vecteurs de Poynting dans un guide droit et un guide courbe

Dans la section droite le profil du champ électrique du mode propre du guide ruban est centré sur l'axe de ce dernier. Dans la section courbe l'axe du faisceau est décalé dans le plan de la courbure, vers l'extérieur de cette dernière, comme le montre la Figure 4.7. Ce décalage explique d'ailleurs physiquement le trajet du faisceau. La portion de l'onde électromagnétique qui se trouve la plus proche du centre de courbure "voit" un indice effectif plus élevé et a donc une vitesse de phase plus faible que la partie la plus éloignée. La partie des fronts d'onde à l'intérieur de la courbe est donc retardée et le faisceau suit le chemin courbé qui lui est ainsi imposé par le guide d'onde ruban [10].

L'axe du faisceau et celui du guide sont donc décalés d'un intervalle Δa dont une approximation simple est fournie par l'expression [10]

$$\Delta a = \frac{\pi^2 n_{\text{eff}}^2 w^4}{\lambda_0^2 R} \quad (4.6)$$

où n_{eff} est l'indice effectif du mode guidé

λ_0 la longueur d'onde du faisceau

L'efficacité du couplage du mode guidé par la section droite à celui guidé par la section courbe est déterminée par le calcul de l'intégrale de recouvrement entre les champs électriques associés à ces modes au niveau de la discontinuité. La minimisation des pertes par transition suppose que les distributions en amplitude et en phase des deux modes soient accordées. Les fronts d'onde coïncidant à cet endroit, la deuxième condition est remplie mais, à cause du décalage transversal du faisceau dans la courbe, la première condition ne l'est pas.

La méthode la plus simple pour réduire les pertes par transition est donc de décaler le guide courbe vers l'extérieur de la courbure d'une distance Δa afin de faire coïncider les axes du guide et du faisceau. Dans le cas de la connexion de deux guides de courbures différentes, chacun est décalé vers l'extérieur d'une distance correspondant au décalage de l'axe du faisceau comme présenté Figure 4.8 [10].

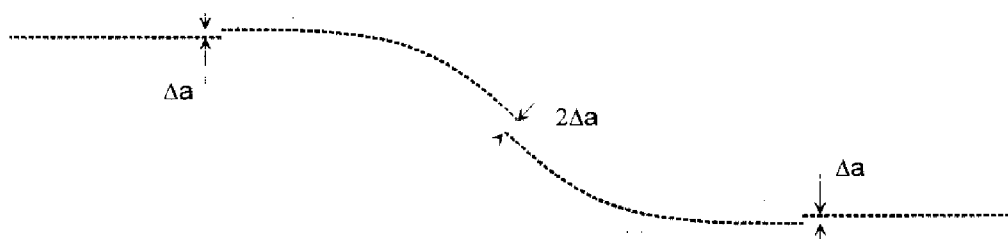


Figure 4.8 Décalage des portions de guide à chaque changement de courbure

L'écart existant entre l'axe du faisceau et celui du guide courbe est également la source de pertes par propagation dans la courbe. L'énergie du faisceau étant décalée vers l'extérieur du ruban, une partie de celle-ci est rayonnée hors du guide et donc perdue tout au long de la propagation [18]. L'introduction d'un décalage (également dénommé *offset*) ne résout en rien ce problème. La réduction des pertes par courbure nécessite un fort confinement du faisceau

optique dans le ruban ce qui suppose un important saut d'indice Δn entre l'extérieur et le ruban et, par suite, une faible largeur w de ce dernier (afin d'assurer un fonctionnement monomode) [19].

De nombreuses études proposent l'utilisation de guides courbes aux géométries particulières, plus complexes que le simple arc de cercle [20], [21]. Les résultats obtenus quant à l'amélioration des pertes ne sont cependant pas suffisants pour justifier la réalisation fort difficile des masques de photolithographie nécessaires à la réalisation pratique de ces structures.

Les pertes par courbures résultant de l'écartement de l'axe du faisceau par rapport à celui du guide, une réduction de ces pertes peut être réalisée en décalant simplement l'axe du faisceau vers celui du ruban. En effet, si la structure du guide se traduit par un décalage du champ dans le ruban et que simultanément la courbure se traduit par un décalage de celui-ci dans l'autre sens, les deux effets se compensent. Un profil asymétrique d'indice effectif tel que celui présenté Figure 4.9 permet de réaliser un tel décalage compensateur [22], [23].

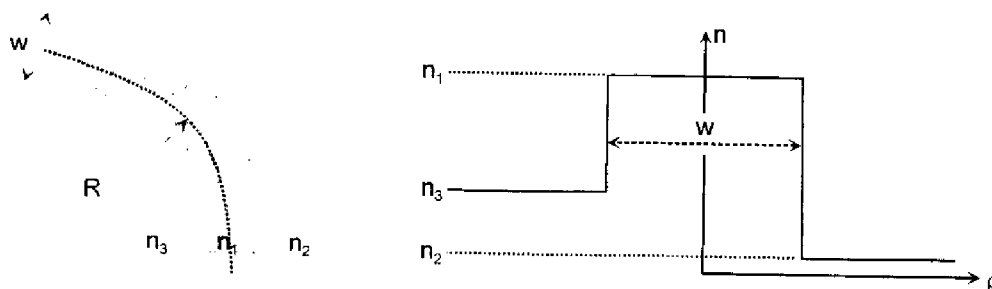


Figure 4.9 Configuration d'un guide ruban courbé à profil d'indice effectif asymétrique

L'indice effectif n_2 étant plus faible que n_3 et n_1 , la distribution en amplitude du champ qui est confiné dans le guide, d'indice effectif n_1 , est légèrement décalée vers les régions de plus fort indice donc en direction de la région d'indice effectif n_3 comme le montre la Figure 4.10. On associe à ce profil d'indice un facteur d'asymétrie a , défini par la même expression (3.53) que pour le guide à profil W étudié en 3.4.1.

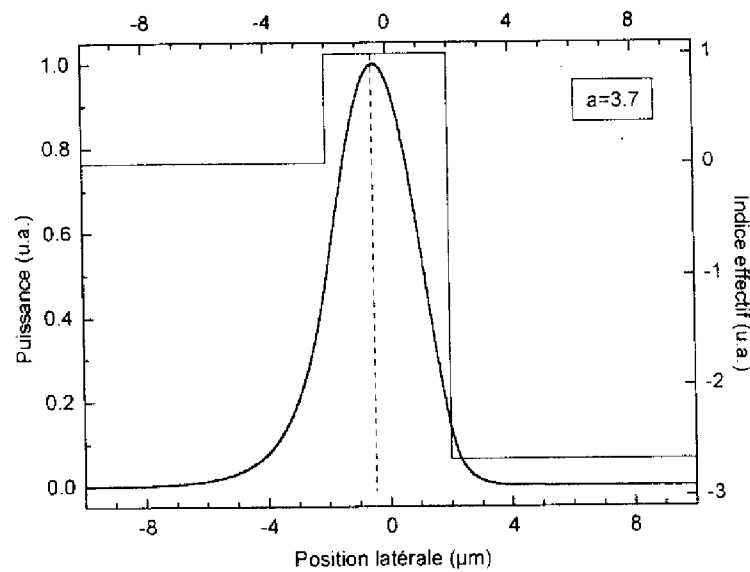


Figure 4.10 Décalage du champ dans un guide à profil d'indice asymétrique

Cet effet de décalage du champ s'obtient également dans une structure de guide à 5 couches telle que celle présentée Figure 4.11 où la zone d'indice effectif n_2 n'est pas directement accolée au ruban mais légèrement décalée vers l'extérieur de la courbure d'une distance inférieure à la largeur du ruban et constitue une sorte de tranchée [24].

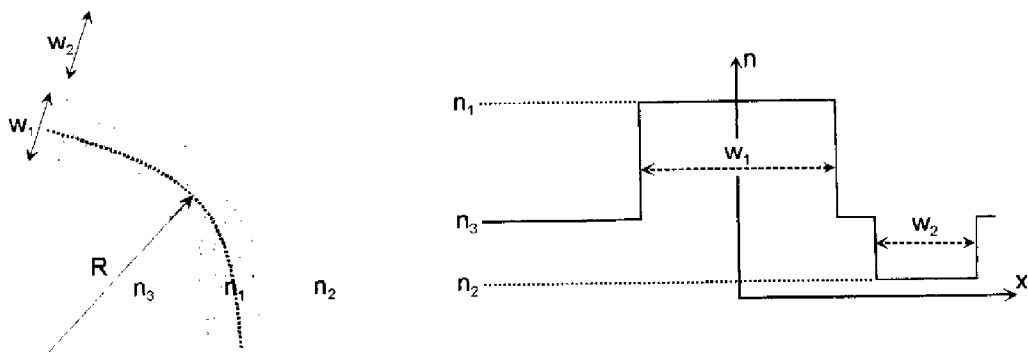


Figure 4.11 Configuration d'un guide ruban courbé associé à une tranchée

La Figure 4.12 montre que le décalage du champ est moins marqué que dans le cas du strict profil asymétrique. Cependant, comme nous le verrons ultérieurement, sur plusieurs centaines de microns de propagation dans un guide courbe la réduction des pertes par courbure est appréciable avec cette configuration. De plus, contrairement au profil symétrique, cette structure est réalisable simplement en optique intégrée par utilisation de deux masques de

photolithographie comme nous le verrons au paragraphe suivant. Ce principe a été appliqué avec succès à la réduction des pertes de guides courbes en Ti:LiNbO_3 par une diffusion supplémentaire de MgO à l'extérieur de la courbure qui se traduit par un abaissement de l'indice de réfraction dans la zone diffusée [25].

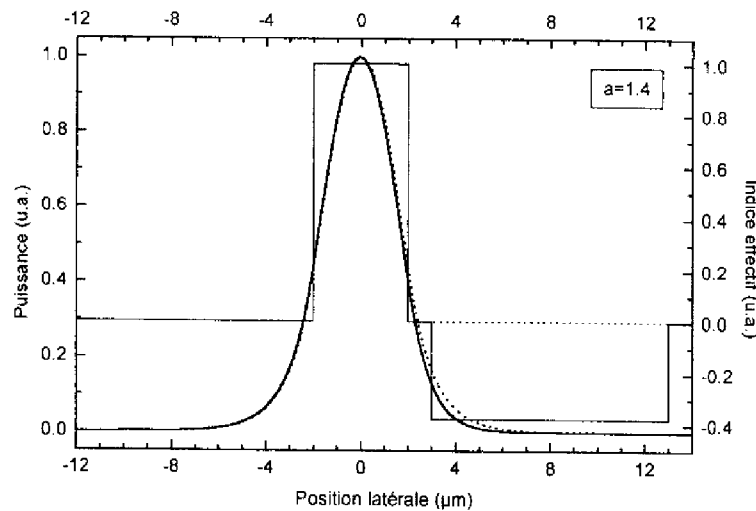


Figure 4.12 Décalage du champ dans un guide ruban associé à une tranchée

Remarquons que, comme dans le cas du guide Y exposé au paragraphe précédent, la réduction des pertes est obtenue par abaissement de l'indice effectif dans la zone critique où l'énergie du faisceau est susceptible d'être rayonnée.

4.1.3.3 Réduction des pertes par surgravure

La structure de guide ruban courbé associé à une tranchée que nous venons de présenter est relativement facile à réaliser en optique intégrée en semiconducteurs III-V. En effet, nous avons vu au chapitre 2 que l'abaissement de l'indice effectif d'une structure de guide plan peut s'obtenir par gravure des couches superficielles. Le guide ruban est ainsi obtenu par gravure partielle des couches de diélectriques non protégées par le ruban de résine définissant le guide. Au ruban est associé l'indice effectif n_1 , les zones gravées ayant un indice effectif n_3 . Pour réaliser la région d'indice effectif n_2 , il suffit donc d'utiliser un second masque permettant de définir une zone qui subira une deuxième étape de gravure. *Dans la suite de ce manuscrit nous appellerons surgravure la tranchée ainsi réalisée à proximité du ruban courbé.*

La surgravure permet non seulement de réduire les pertes par courbure, comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, mais également de réduire les pertes par transition entre une section droite et une section courbe. La présence de la surgravure au niveau de la connexion entre les deux sections se traduit en effet par un décalage du champ équivalent à celui obtenu par introduction d'un *offset*.

La réalisation d'une telle surgravure entre les bras de sortie d'une jonction Y composée de guides courbes en S permet également, par abaissement de l'indice effectif dans la zone de séparation du faisceau, de diminuer les pertes de transmission. L'énergie étant "repoussée" vers les guides rubans, elle reste confinée dans ces derniers. On peut ainsi réaliser des jonctions présentant de très faibles pertes avec des angles importants, 2° et 6.5° dans le cas de notre interféromètre de Mach-Zehnder déséquilibré.

Nous avons donc choisi d'optimiser aussi bien les guides courbes (grâce auxquels est réalisée la différence de chemin optique) que les jonctions Y par ajout, dans les zones sensibles, de surgravures situées à proximité des rubans comme présenté sur la Figure 4.13.

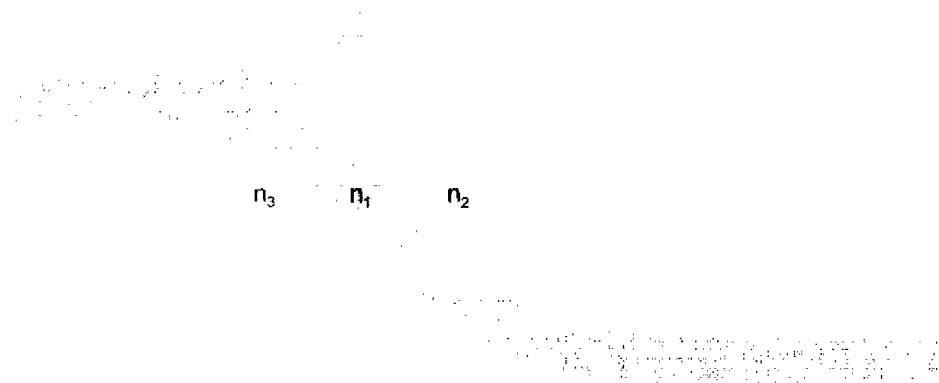


Figure 4.13 Surgravures dans les jonctions Y et les sections courbes

L'étude rigoureuse du circuit d'optique intégrée qu'est l'interféromètre de Mach-Zehnder déséquilibré que nous avons présenté en 4.1.2 et l'optimisation des différents éléments le constituant (Jonctions Y et sections courbes), notamment la détermination de la profondeur à donner à la surgravure, nécessitent l'utilisation d'un outil performant. Nous avons donc eu

recours à la BPM afin de simuler la propagation d'un faisceau optique monochromatique dans les différentes structures composant le circuit optique.

4.2 Méthode des faisceaux propagés (BPM)

Pour l'étude du modulateur de cohérence à base de guide ruban biréfringent qui fait l'objet du chapitre 3 nous avons utilisé la méthode de l'indice effectif. Cette méthode permet de déterminer la constante de propagation et le profil du champ électromagnétique d'un mode se propageant dans une structure bidimensionnelle. Elle ne permet malheureusement pas de décrire les variations de la distribution du champ (ou de l'intensité) au cours de la propagation dans une structure de géométrie variable. Pour ce faire il faut recourir à un outil plus évolué tel que la Méthode des Faisceaux Propagés, plus communément dénommée *Beam Propagation Method* ou BPM.

4.2.1 BPM scalaire bidimensionnelle (2D-BPM)

La BPM est une méthode qui, à partir d'un champ électromagnétique incident, permet de calculer le champ se propageant à l'intérieur d'une structure optique, aussi complexe soit elle, telle que celle présentée Figure 4.14.



Figure 4.14 Exemple de structure optique modélisable par BPM

Le calcul est effectué en divisant la structure en tranches espacées de Δz et en résolvant les équations de propagation dans chaque tranche $z+\Delta z$ à partir du champ déterminé en z . En toute rigueur, les équations de propagation à résoudre sont les équations d'onde vectorielles tridimensionnelles. En pratique, étant donnée la complexité de ces équations, de nombreuses approximations sont utilisées afin de simplifier leur résolution et donc de réduire le temps de calcul machine [26], [27].

4.2.1.1 Approximation scalaire

L'approximation scalaire suppose qu'il n'y a aucun couplage entre les différentes composantes du champ ; autrement dit, qu'un faisceau incident polarisé conserve la même polarisation tout au long de sa propagation dans la structure. Du fait de la forme particulière des guides optiques (géométrie fortement anisotrope), le couplage entre les différentes composantes du champ est faible et peut être négligé. Cette approximation suppose de faibles variations des indices de la structure et que les modes susceptibles de se propager sont quasi-TE ou quasi-TM, proches des modes TE ou TM des guides plans [27]. Le champ est donc considéré comme le produit d'un scalaire (complexe pour représenter aussi bien l'amplitude que la phase) avec un vecteur de direction constante et les équations vectorielles sont alors réduites à des équations scalaires.

4.2.1.2 BPM 2D

La deuxième approximation consiste à remplacer le problème tridimensionnel (3D) par un problème bidimensionnel (2D). En utilisant la méthode de l'indice effectif, chaque tranche d'épaisseur Δz peut être modélisée par une structure de guide plan comme nous l'avons vu en 2.3.2. En remplaçant toutes les tranches par la portion de guide plan associée on peut donc remplacer la totalité de la structure tridimensionnelle par une structure (bidimensionnelle) de guide plan dont les couches (auxquelles sont associés des indices effectifs) varient en épaisseur et en nombre au cours de la propagation comme le montre la Figure 4.15 qui représente la structure 2D associée à la structure 3D de la Figure 4.14.

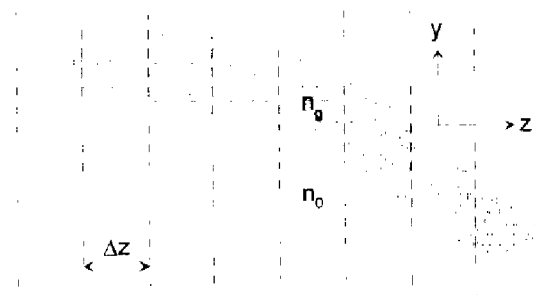


Figure 4.15 Conversion en un problème 2D par la méthode de l'indice effectif

L'expérience montre qu'aucune erreur majeure dans la conception des circuits n'est introduite par l'utilisation de la BPM-2D au lieu de la BPM-3D, du moment que la méthode de l'indice

effectif est applicable aux structures traitées qui doivent donc présenter de faibles sauts d'indices [28], [29].

4.2.2 Résolution par schéma aux différences finies (FD-BPM)

Rappelons que x est la direction normale au plan dans lequel s'effectue la propagation et y la direction transverse de la direction de propagation z . Le problème 3D ayant été ramené à un problème 2D, x n'intervient plus dans la suite de l'étude.

4.2.2.1 Equation d'Helmholtz scalaire avec approximation paraxiale

L'équation de propagation à résoudre est l'équation d'Helmholtz qui s'écrit

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (4.7)$$

où ε et μ sont respectivement la permittivité diélectrique et la perméabilité magnétique du milieu de propagation.

Considérons une onde polarisée TE, dont le champ électrique \mathbf{E} a pour seule composante non nulle E_y . Pour une onde monochromatique de longueur d'onde λ_0 se propageant dans la direction z on peut écrire

$$\mathbf{E} = E(y, z) e^{+jn_r k_0 z} e^{-j\omega t} \mathbf{y} \quad (4.8)$$

où $k_0 = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_0}$

n_r étant l'indice effectif associé à l'extérieur du ruban, milieu de référence [30]

L'introduction de cette expression dans l'équation (4.7) nous donne

$$\nabla^2 E + n^2 k_0^2 E = 0 \quad (4.9)$$

soit $\frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + 2jk_0 n_r \frac{\partial E}{\partial z} + k_0^2 [n(y, z)^2 - n_r^2] \cdot E = 0 \quad (4.10)$

$n(y, z)$ rendant compte des variations de la distribution des indices effectifs de la structure guidante 2D au cours de la propagation.

En employant l'approximation paraxiale qui suppose de faibles variations de l'enveloppe du champ pendant la propagation et donc de faibles déviations angulaires de la direction de propagation [31] on peut négliger la dérivée seconde par rapport à z et écrire

$$\frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + 2jk_0 n_r \frac{\partial E}{\partial z} + k_0^2 [n(y, z)^2 - n_r^2] \cdot E = 0 \quad (4.11)$$

qui constitue l'équation d'Helmholtz scalaire avec approximation paraxiale ou parabolique, également dénommée équation de Fresnel [32].

4.2.2.2 Méthode des différences finies

La méthode des différences finies repose sur une discrétisation de l'espace dans lequel s'effectue la résolution d'une équation aux dérivées partielles [33]. Les dérivées partielles d'une fonction f sont alors remplacées par des combinaisons des valeurs de cette fonction aux points du maillage. Le développement de Taylor de f permet d'approcher sa dérivée par

$$\frac{\partial f}{\partial x} = \frac{f(x + \Delta x) - f(x)}{\Delta x} \quad (4.12)$$

Cette approximation, dite décentrée en avant, n'est précise qu'au premier ordre en Δx et conduit en pratique à une instabilité des solutions obtenues et ce quelle que soit la valeur de Δx . On lui préfère donc l'approximation centrée, précise au second ordre

$$\frac{\partial f}{\partial x} = \frac{f(x + \Delta x) - f(x - \Delta x)}{2 \cdot \Delta x} \quad (4.13)$$

Pour approcher la dérivée seconde au point x on utilise des approximations de la dérivée aux points $x + \Delta x/2$ et $x - \Delta x/2$ que l'on reporte dans l'expression précédente ce qui donne

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} = \frac{f(x + \Delta x) - 2 \cdot f(x) + f(x - \Delta x)}{\Delta x^2} \quad (4.14)$$

Cette approximation centrée est elle aussi précise au second ordre en Δx .

4.2.2.3 Schéma de Crank-Nicholson

La résolution de l'équation de Fresnel (4.11) peut s'effectuer par la méthode des différences finies en employant le schéma de Crank-Nicholson (CN) réputé pour sa simplicité et sa stabilité inconditionnelle. Le schéma CN repose sur l'utilisation de différences centrées pour réaliser une approximation précise au second ordre des dérivées partielles $\partial E / \partial z$ et $\partial^2 E / \partial y^2$ [34]

L'espace plan de largeur W et de longueur L dans lequel s'effectue la propagation est discrétisé par un maillage de $N_y \times N_z$ points définis par les intersections des droites $y = m \cdot \Delta y$ et $z = p \cdot \Delta z$ pour $0 \leq m \leq N_y$, $0 \leq p \leq N_z$ avec $\Delta y = W/N_y$ et $\Delta z = L/N_z$ (cf. Figure 4.15). En ce qui concerne les discrétisations du champ et de l'indice effectif, nous emploierons les notations suivantes

$$E_m^p = E(\mathbf{m} \cdot \Delta y, \mathbf{p} \cdot \Delta z) \quad (4.15)$$

$$n_m^p = n(\mathbf{m} \cdot \Delta y, \mathbf{p} \cdot \Delta z) \quad (4.16)$$

Le schéma CN consiste en une approximation des dérivées partielles par des différences finies centrées calculées en un point situé fictivement au demi-pas de propagation, soit $p+1/2$. Les autres termes de l'équation étant également évalué en ce point, on effectue donc les substitutions suivantes dans l'équation (4.11) [30]

$$E \rightarrow \frac{1}{2}(E_m^{p+1} + E_m^p) \quad (4.17)$$

$$\frac{\partial E}{\partial z} \rightarrow \frac{E_m^{p+1} - E_m^p}{\Delta z} \quad (4.18)$$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial y^2} \rightarrow \frac{1}{2} \left(\frac{E_{m+1}^{p+1} - 2 \cdot E_m^{p+1} + E_{m-1}^{p+1}}{\Delta y^2} + \frac{E_{m+1}^p - 2 \cdot E_m^p + E_{m-1}^p}{\Delta y^2} \right) \quad (4.19)$$

$$n_r \rightarrow n_r^{p+1/2} \approx n_r^p \quad (4.20)$$

$$n(\mathbf{x}, z) \rightarrow n_m^{p+1/2} \approx n_m^p \quad (4.21)$$

ce qui conduit au système d'équations

$$E_{m+1}^{p+1} + \alpha_m^{p+} \cdot E_m^{p+1} + E_{m-1}^{p+1} = -E_{m+1}^p + \alpha_m^{p-} \cdot E_m^p - E_{m-1}^p \quad (4.22)$$

$$\text{où } \alpha_m^{p\pm} = \mp 2 \pm k_0^2 (n_m^{p2} - n_r^{p2}) \Delta y^2 + 4 j k_0 n_r^p \frac{\Delta y^2}{\Delta z} \quad (4.23)$$

pour $1 \leq m \leq N_y - 1$

Le champ au pas p , E_m^p ($0 \leq m \leq N_y$), étant supposé connu, le système d'équations (4.22) permet la détermination du champ au pas $p+1$. Le champ peut ainsi être "propagé" dans la direction z par applications successives de ce système d'équations linéaires qui admet pour représentation matricielle l'équation

$$\underbrace{\begin{pmatrix} 1^* & -\eta^{p*} & 0 & \dots & \dots & \dots & 0 \\ 1 & \alpha_1^{p+} & 1 & \ddots & & & \vdots \\ 0 & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & & \vdots \\ \vdots & \ddots & 1 & \alpha_m^{p+} & 1 & \ddots & \vdots \\ \vdots & & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & 0 \\ \vdots & & & \ddots & 1 & \alpha_{N_y-1}^{p+} & 1 \\ 0 & \dots & \dots & \dots & 0 & -\eta'^{p*} & 1^* \end{pmatrix}}_{\mathbf{T}_p} \underbrace{\begin{pmatrix} E_0^{p+1} \\ E_1^{p+1} \\ \vdots \\ E_m^{p+1} \\ \vdots \\ E_{N_y-1}^{p+1} \\ E_{N_y}^{p+1} \end{pmatrix}}_{\mathbf{E}^{p+1}} = \underbrace{\begin{pmatrix} 0^* \\ -E_2^p + \alpha_1^{p-} \cdot E_1^p - E_0^p \\ \vdots \\ -E_{m+1}^p + \alpha_m^{p-} \cdot E_m^p - E_{m-1}^p \\ \vdots \\ -E_{N_y}^p + \alpha_{N_y-1}^{p-} \cdot E_{N_y-1}^p - E_{N_y}^p \\ 0^* \end{pmatrix}}_{\mathbf{V}_p} \quad (4.24)$$

Les coefficients signalés par un point * en exposant ne correspondent pas au système d'équations (4.22). Ils sont déterminés par les conditions aux limites (détaillées plus loin) permettant d'obtenir la valeur du champ E_m^{p+1} en $m = 0$ et $m = N_y$.

4.2.2.4 Résolution du système tridiagonal

La matrice T^p étant tridiagonale, il n'est pas nécessaire de l'inverser pour résoudre le système [33]. En effet, une matrice tridiagonale possède une décomposition L-U, L et U étant deux matrices bidiagonales de dimension $N \times N$ (on pose $N = N_y + 1$ par commodité) définies par

$$T^p = \begin{pmatrix} b_1 & c_1 & & & \\ a_2 & b_2 & c_2 & & \\ & \ddots & \ddots & \ddots & \\ & & a_{N-1} & b_{N-1} & c_{N-1} \\ & & & a_N & b_N \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & & & & \\ l_2 & 1 & & & \\ & \ddots & \ddots & & \\ & & l_{N-1} & 1 & \\ & & & l_N & 1 \end{pmatrix}}_{L} \underbrace{\begin{pmatrix} d_1 & u_1 & & & \\ & d_2 & u_2 & & \\ & & \ddots & \ddots & \\ & & & d_{N-1} & u_{N-1} \\ & & & & d_N \end{pmatrix}}_{U} \quad (4.25)$$

Par identification des coefficients on obtient les relations suivantes pour $i \geq 2$

$$\begin{cases} a_i = l_i \cdot d_{i-1} \\ b_i = l_i \cdot u_{i-1} + d_i \\ c_i = u_i \end{cases} \quad (4.26)$$

avec $b_1 = d_1$ et $c_1 = u_1$.

Il n'est donc pas nécessaire de calculer les termes u_i , égaux aux termes c_i , et on calcule successivement

$$\begin{cases} l_i = \frac{a_i}{d_{i-1}} \\ d_i = b_i - l_i \cdot c_{i-1} \end{cases} \quad \text{pour } 2 \leq i \leq N \quad (4.27)$$

La résolution de l'équation (4.24), $T^p \cdot E^{p+1} = V^p$, s'effectue alors en deux étapes par la méthode du double balayage de Choleski, soit la résolution de $L \cdot F = V^p$ suivie de celle de $U \cdot E^{p+1} = F$, par les formules suivantes

$$\begin{cases} f_i = v_i \\ f_i = v_i - l_i \cdot f_{i-1} \end{cases} \quad \text{pour } 2 \leq i \leq N \quad (4.28)$$

$$\text{et } \begin{cases} e_N = \frac{f_N}{d_N} \\ e_i = \frac{f_i - c_i \cdot e_{i+1}}{d_i} \end{cases} \quad \text{pour } N-1 \geq i \geq 1 \quad (4.29)$$

Cet algorithme nécessite $3(N-1)$ additions, $3(N-1)$ multiplications et $(2N-1)$ divisions, soit un total de près de $8N$ opérations arithmétiques de base.

On obtient ainsi la valeur du champ au pas $p+1$,

$$E_m^{p+1} = e_{m+1} \quad \text{pour } 1 \leq m \leq N_y-1 \quad (4.30)$$

E_0^{p+1} et $E_{N_y}^{p+1}$ étant obtenus par application des conditions aux limites de transparence que nous explicitons dans le paragraphe suivant.

4.2.3 Méthode des conditions aux limites de transparence (TBC)

4.2.3.1 Variations énergétiques lors de la propagation

L'équation de Fresnel (4.11) peut s'écrire sous la forme

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{j}{2k_0 n_r} \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{j k_0}{2n_r} [n(y,z)^2 - n_r] \cdot E \quad (4.31)$$

Si on ne s'intéresse qu'aux régions frontalières du domaine spatial dans lequel s'effectue la propagation, cette équation peut être restreinte aux seuls termes de diffraction et devient donc

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{j}{2k} \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} \quad (4.32)$$

où $k = k_0 n_r$ est l'amplitude du vecteur d'onde dans le milieu de référence.

Cette équation admet une formulation intégrale qui rend compte de la conservation de l'énergie

$$\frac{\partial}{\partial z} \int_b^d |E|^2 dy = \frac{j}{2k} \left[E^* \frac{\partial E}{\partial y} - E \frac{\partial E^*}{\partial y} \right]_g^d \equiv F_g - F_d \quad (4.33)$$

F_d représente le "flux" d'énergie quittant le domaine par la frontière droite et F_g le flux d'énergie entrant par la frontière gauche. Les considérations pouvant être faites sur les deux frontières étant essentiellement identiques, l'étude peut se restreindre au cas de la frontière droite.

La méthode des conditions aux limites de transparence (*Transparent Boundary Condition*, TBC) repose sur l'hypothèse, physiquement très pertinente, d'un comportement exponentiel du champ électrique E à proximité des frontières [35].

$$E = E_0 \cdot e^{jk_y y} \quad (4.34)$$

E_0 et k_y étant des variables complexes.

Avec cette hypothèse, F_d admet pour expression

$$F_d = \frac{\Re(k_y) |E(d)|^2}{k} \quad (4.35)$$

Si la partie réelle de k_y est positive, la contribution de la frontière droite à la conservation de l'énergie est donc négative. Une partie de l'énergie est donc rayonnée hors du domaine de propagation à travers cette frontière.

4.2.3.2 Conservation de l'énergie dans le schéma aux différences finies

La méthode aux éléments finis avec schéma de Crank-Nicholson, en effectuant le même type de substitutions qu'en 4.2.2.3, permet d'obtenir une formulation discrète de l'équation (4.32)

$$E_m^{p+1} - E_m^p = \frac{j\Delta z}{4k\Delta y^2} \left(E_{m+1}^{p+1} - 2 \cdot E_m^{p+1} + E_{m-1}^{p+1} + E_{m+1}^p - 2 \cdot E_m^p + E_{m-1}^p \right) \quad (4.36)$$

la discrétisation de l'espace dans lequel s'effectue la propagation étant bien évidemment la même qu'en 4.2.2.3, l'exposant p correspondant au pas de propagation et l'indice m au point de la maille transverse.

En multipliant respectivement cette expression par $\frac{1}{2}(E_m^{p+1*} + E_m^p)$, l'expression complexe conjuguée par $\frac{1}{2}(E_m^{p+1} + E_m^p)$ et en additionnant les résultats on obtient alors une

formulation discrète qui rend compte de la conservation de l'énergie

$$|E_m^{p+1}|^2 - |E_m^p|^2 = \frac{j\Delta z}{8k\Delta y^2} \left(\Pi_m^p - \Pi_m^{p*} \right) \quad (4.37)$$

$$\text{avec } \Pi_m^p = \left(E_m^{p+1*} + E_m^p \right) \left(E_{m+1}^{p+1} + E_{m+1}^p \right) + \left(E_m^{p+1} + E_m^p \right) \left(E_{m-1}^{p+1} + E_{m-1}^p \right) \quad (4.38)$$

L'équation (4.37) correspond à une formulation discrète de l'équation (4.33) pour $g = (m-1/2) \cdot \Delta y$ et $d = (m+1/2) \cdot \Delta y$. Le flux d'énergie transférée du volume de calcul centré en m à celui centré en $m+1$ admet alors pour expression

$$F_{m+1/2} = -\frac{j}{8k\Delta y^2} \left[\left(E_m^{p+1*} + E_m^p \right) \left(E_{m+1}^{p+1} + E_{m+1}^p \right) - \left(E_m^{p+1} + E_m^p \right) \left(E_{m+1}^{p+1*} + E_{m+1}^p \right) \right] \quad (4.39)$$

Ce qui permet d'écrire l'équation (4.37) sous la forme plus concise

$$|E_m^{p+1}|^2 - |E_m^p|^2 = \Delta z \cdot (F_{m-1/2} - F_{m+1/2}) \quad (4.40)$$

qui montre explicitement que le flux entrant dans un volume de calcul par une interface déterminée est identique à celui quittant le volume adjacent. La sommation de cette expression sur tous les points internes de la maille (on pose $M = N_y$ par commodité) a pour résultat

$$\sum_{m=1}^{M-1} \left(|E_m^{p+1}|^2 - |E_m^p|^2 \right) = \Delta z \cdot (F_{1,2} - F_{M-1,2}) \quad (4.41)$$

Cette équation constitue une formulation aux différences finies de l'équation (4.33) et montre que l'énergie totale, telle que nous l'avons définie, ne varie que pour un flux d'énergie non-nul à travers l'une et/ou l'autre des frontières latérales du domaine de calcul.

L'étude peut à nouveau se restreindre au cas de la frontière droite au niveau de laquelle le flux a pour expression

$$F_{M-1,2} = -\frac{j}{8k\Delta y^2} \left[\left(E_{M-1}^{p+1*} + E_{M-1}^p \right) \left(E_M^{p+1} + E_M^p \right) - \left(E_{M-1}^{p+1} + E_{M-1}^p \right) \left(E_M^{p+1*} + E_M^{p*} \right) \right] \quad (4.42)$$

L'hypothèse d'un comportement exponentiel du champ (au pas p comme au pas $p+1$) appliquée aux deux derniers points du maillage permet d'écrire

$$\frac{E_M^p}{E_{M-1}^p} = \frac{E_M^{p+1}}{E_{M-1}^{p+1}} = e^{jk_y \Delta y} \quad (4.43)$$

Le report de cette relation dans l'expression du flux à travers la frontière droite permet d'écrire ce dernier sous la forme

$$F_{M-1,2} = \frac{\sin(\Re(k_y) \Delta y)}{4k\Delta y^2} e^{-3\Im(k_y) \Delta y} |E_{M-1}^p + E_{M-1}^{p+1}|^2 \quad (4.44)$$

qui correspond directement à l'expression (4.35) du cas continu. Le flux est donc positif si la partie réelle de k_y vérifie l'inégalité

$$0 < \Re(k_y) < \frac{\pi}{\Delta y} \quad (4.45)$$

Le même raisonnement s'applique à la frontière gauche.

Ces conditions aux limites assurent donc que les seules variations d'énergie lors de la propagation sont des pertes par radiation hors du domaine considéré et qu'aucune réflexion n'intervient aux frontières. Reste à déterminer la valeur à attribuer à k_y à chaque pas de propagation.

4.2.3.3 Algorithme TBC

Il est possible de déterminer k_y à partir de considérations géométriques, en l'occurrence l'angle entre le front d'onde du faisceau et la frontière ainsi que la géométrie du maillage. Les deux cas présentés Figure 4.16 doivent alors être considérés.

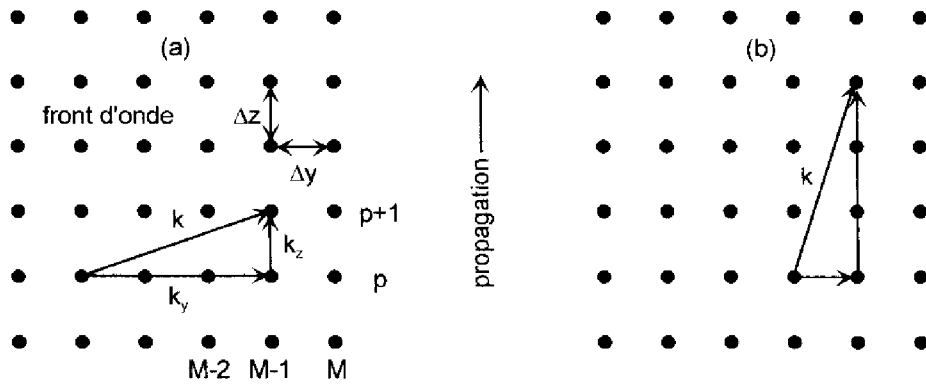


Figure 4.16 Deux possibilités d'angle incidence du front d'onde à la frontière

Remarquons que le premier cas ne correspond pas vraiment à l'approximation paraxiale considérée jusqu'à présent.

La géométrie considérée est caractérisée par un facteur Θ défini par l'expression

$$\Theta = \frac{\Delta z}{\Delta y} \frac{k_y}{\sqrt{k^2 - k_y^2}} \quad (4.46)$$

On montre que la détermination la plus simple de k_y est obtenue en considérant le cas particulier $\Theta = 1$. La valeur de k_y est alors déterminée par la relation

$$e^{jk_y \Delta y} = \frac{E_{M-1}}{E_{M-2}} \quad (4.47)$$

La simplification consistant à employer cette relation quelle que soit la géométrie réelle du maillage conduit cependant à des résultats précis et robustes dans la grande majorité des cas tant que le pas Δz n'est pas pris trop important, la méthode conduisant alors à des oscillations indésirables. Cette méthode est de plus inconditionnellement stable et ne donne jamais de dépassements de capacité [35].

L'algorithme TBC, implémenté conjointement à la résolution de l'équation de propagation par la méthode des différences finies avec schéma de Crank-Nicholson (objet du paragraphe 4.2.2), comporte donc les opérations suivantes :

- 1) Au pas p , calcul du paramètre k_y par la relation (4.47). La valeur de k_y est forcée à 0 dans le cas où sa partie réelle est négative.
- 2) La valeur de E au point à l'extrémité droite du maillage latéral est réévaluée avec la valeur de k_y calculée afin de satisfaire la relation (4.43).
- 3) La résolution de l'équation de propagation est effectuée au pas $p+1$ en utilisant la relation aux limites suivante, relation simple et linéaire.

$$E_M^{p+1} = E_{M-1}^{p+1} \cdot e^{jk_y \Delta y} \quad (4.48)$$

Rappelons que $M = N_y$. En posant $\eta^{p+1} = e^{jk_y \Delta y}$, cette relation peut s'écrire sous la forme

$$-\eta^{p+1} \cdot E_{N_y-1}^{p+1} + E_{N_y}^{p+1} = 0 \quad (4.49)$$

Cette équation correspond à la dernière ligne de l'expression matricielle (4.24).

En procédant de la même façon pour le côté gauche on obtient la première ligne (cf. p.165). Cet algorithme très simple est donc très rapide et ne pénalise en rien le temps de calcul de l'ensemble de la simulation par BPM [35].

4.2.4 Programme de simulation par BPM

La version originale du programme est de R. Warno, doctorant de l'Université de Technologie de Varsovie.

Le programme de simulation que nous avons implémenté pour simuler la propagation d'un faisceau lumineux dans les différents éléments d'un interféromètre de Mach-Zehnder déséquilibré (ainsi que dans la totalité du circuit) repose sur la méthode des faisceaux propagés (BPM) résolue par différences finies (FD) avec schéma de Crank-Nicholson (CK) et utilisation d'un algorithme de conditions aux limites de transparence (TBC). Ces méthodes numériques simples et efficaces ont fait l'objet des paragraphes précédents.

4.2.4.1 Algorithme principal

L'algorithme principal comporte donc les opérations suivantes pour chaque pas $p+1$ de propagation :

- 1) Résolution du système tridiagonal (*défini au pas $p-1$*) par double balayage de Choleski (cf. §4.2.2.4, p.166) afin d'obtenir les valeurs du champ au pas p .

Remarquons que ce balayage s'effectuant dans le sens des indices croissants puis dans le sens décroissant on peut n'utiliser qu'une seule variable au lieu des deux que nous avons employées dans la description de la méthode (e, et f) ce qui économise de l'espace mémoire.

- 2) Discrétisation latérale de la tranche comprise entre les pas p et $p+1$. Attribution à chaque point d'une valeur d'indice effectif.

Remarquons que cette discrétisation progressive de la structure simulée à chaque itération du calcul plutôt qu'en début de ce dernier permet de n'utiliser pour la description de la structure qu'un espace mémoire correspondant à deux pas consécutifs, donc de dimension $2 \times N_y$, au lieu d'un espace mémoire de dimension $N_x \times N_y$ correspondant à la totalité de la géométrie.

- 3) Calcul des coefficients α_m^{p+} et α_m^{p-} du système tridiagonal (4.24) (cf. §4.2.2.3, p.165).
- 4) Définition de la matrice tridiagonale T^p de ce système à partir des coefficients α_m^{p+} .
- 5) Définition du vecteur V^p , terme droit de ce même système, calculé à partir des coefficients α_m^{p-} et des valeurs prises par le champ au pas précédent p .
- 6) Application de l'algorithme TBC afin de définir les relations linéaires donnant les valeurs E_0^{p+1} et $E_{N_y}^{p+1}$ prises par le champ aux points extrêmes du maillage latéral (cf. §4.2.3.3, p.170). Les coefficients de ces deux relations sont ensuite réinjectés dans la matrice T^p et le vecteur V^p (il s'agit des termes signalés par un point $*$ en exposant dans l'expression (4.24)).
- 7) $p \rightarrow p+1$, boucle en 1)

4.2.4.2 Champ initial

La simulation de la propagation d'un faisceau dans une structure d'optique intégrée nécessite bien évidemment la définition des valeurs initiales du champ à propager dans la structure. Etant donné que l'on s'intéresse généralement à la propagation du mode fondamental d'une structure composée de portions de guide ruban monomode, c'est ce mode fondamental que nous avons choisi d'introduire comme champ incident dans nos simulations.

Il est obtenu par propagation d'un champ de profil gaussien, distribution mathématique simple la plus proche de celle du mode fondamental d'un guide 3 couches symétrique, dans une portion de guide ruban rectiligne suffisamment longue. Quelques itérations suffisent à rayonner

complètement hors de la fenêtre de calcul les modes évanescents d'ordre supérieur. Le profil de champ finalement produit est alors introduit comme champ incident dans les simulations de circuits optiques plus complexes présentant bien évidemment la même géométrie initiale et les mêmes sauts d'indices initiaux que la portion de guide ruban utilisée.

Cette méthode correspond bien au cas des composants effectivement réalisés en optique intégrée. Ces derniers comportent toujours des portions rectilignes de guide ruban dans leurs bras d'entrée et de sortie afin de réaliser l'adaptation modale du faisceau propagé.

4.2.4.3 Données générées

Les données générées par le programme sont stockées sur fichier à chaque itération p de la boucle de l'algorithme principal afin de ne pas encombrer la mémoire de données inutiles à la simulation de la propagation aux itérations suivantes $p+i$ ($i \geq 2$). Ces opérations de transfert n'entraînent pas de pénalités sur le temps de calcul. Le champ propagé n'occupe ainsi qu'un espace mémoire de dimension $2 \times N_y$, au lieu d'un espace mémoire de dimension $N_z \times N_y$ correspondant à la totalité de la fenêtre de calcul. Ces considérations revêtent une importance primordiale pour la simulation de structures de grandes dimensions et de géométrie particulière nécessitant une discrétisation très fine ce qui se traduit par un maillage de dimensions très importantes. C'est par exemple le cas de notre interféromètre de Mach-Zehnder déséquilibré.

Une fois la simulation achevée deux types de données sont fournis par le programme :

- une cartographie de la répartition géométrique des indices effectifs dans la structure ainsi qu'une cartographie de la répartition énergétique du faisceau au cours de sa propagation.
- Les variations de diverses grandeurs caractérisant les variations énergétiques au cours de la propagation (par commodité nous ne faisons pas de distinction entre les termes "énergie" et "puissance") :
 - $P_T \equiv$ puissance totale se trouvant dans la fenêtre de calcul à chaque tranche.
 - $P_G \equiv$ puissance se trouvant dans les guides rubans, i.e. la puissance guidée, à chaque tranche d'épaisseur Δz .
 - $\Delta P_T \equiv$ différence de puissance totale entre deux pas de calcul consécutifs, i.e. la puissance perdue dans chaque tranche par rayonnement hors de la fenêtre de calcul.

- $\rho P_G \equiv$ rapport entre les puissances transportées par deux guides rubans à chaque tranche qui permet donc, par exemple, de vérifier qu'une jonction Y divise bien un faisceau en deux parties égales.

4.2.4.4 Validation

Notre programme a subi avec succès différents tests destinés à sa validation :

- Simulation de structures simples pour lesquelles existent des modèles et des solutions analytiques, telles que les guides rubans symétriques ; étude notamment de la propagation des modes propres de ces structures [29].
- Comparaison des résultats de simulation obtenus pour différentes structures de test avec ceux publiés dans la littérature [36].
- Comparaison des résultats de simulation obtenus pour notre interféromètre de Mach-Zehnder avec ceux gracieusement communiqués par les concepteurs ou distributeurs des logiciels Rsoft BeamPROP™ [30], Optonex™ BPM [32] et BBV Prometheus™ [37].

4.2.5 Avantages de la FD-BPM sur la FFT-BPM

La première technique de simulation par la méthode des faisceaux propagés à avoir été conçue est la FFT-BPM, basée sur un algorithme de transformée de Fourier rapide (*Fast Fourier Transform*, FFT). Cette méthode consiste à décomposer le champ en z en ondes planes qui sont chacune propagées sur une distance Δz puis corrigées et sommées pour former le champ en $z+\Delta z$. Développée à l'origine pour l'étude de la propagation dans les fibres optiques [26], elle fut ensuite appliquée avec succès à l'étude des structures d'optique intégrée [27].

La BPM fondée sur la FFT présente cependant deux inconvénients majeurs. Le premier est la nécessité d'avoir un pas de calcul d'autant plus faible que les différences d'indices de la structure à simuler sont importantes ce qui se traduit par un temps de calcul important [29], [30]. Le second est la nécessité, liée à la FFT, de travailler sur des grandeurs périodiques dans le plan transverse à la direction de propagation. Cette périodicité ne correspond pas à la réalité physique et peut engendrer des effets oscillatoires indésirables. L'utilisation d'absorbeurs fictifs aux frontières est ainsi généralement nécessaire pour éviter toute réflexion parasite [34].

La FD-BPM ne présente aucun de ces inconvénients. L'algorithme de calcul étant plus efficace, pour une même précision des résultats, il est possible d'utiliser un pas de propagation plus important ce qui réduit d'autant le temps de calcul, typiquement d'un facteur cinq. La FFT-BPM nécessite, à chaque pas de calcul (N étant le nombre de points du maillage transverse), l'application de deux opérations de FFT qui représentent $(4N \cdot \log_2 N + N)$ multiplications [27] alors que nous avons vu en 4.2.2.4 que la FD-BPM ne nécessite que $8N$ opérations arithmétiques de base. Pour simuler notre interféromètre de Mach-Zehnder ($600 \times 18000 \mu\text{m}^2$) nous avons ainsi utilisé un maillage latéral de 6000 points représentant 48 000 opérations et un maillage longitudinal de 18 000 points soit autant de pas de propagation. La même géométrie, simulée par FFT-BPM, aurait nécessité 4096 ou 8192 points pour le maillage latéral (l'utilisation de la FFT exigeant que N soit une puissance de 2) soit environ 200 000 à 400 000 opérations, le pas de calcul ($\Delta z = 1 \mu\text{m}$) étant dans ce cas compatible avec les exigences de la méthode. Nos simulations nécessitent 30' sur un ordinateur personnel, 3' sur une station de travail ; on peut estimer qu'elles auraient requis six fois plus de temps-machine par FFT-BPM.

De plus la FD-BPM ne nécessite aucune périodicité et n'engendre aucun effet oscillatoire parasite [29]. Il s'agit de la seule méthode de propagation capable de traiter des conditions aux limites de Neumann différentes pour chaque extrémité de la fenêtre de calcul tout en présentant des propriétés de conservation de l'énergie. La première caractéristique est nécessaire à l'existence, physiquement pertinente, de flux énergétiques différents à chaque frontière. La seconde est nécessaire à l'obtention de pertes par rayonnement aux frontières et donc à l'absence de réflexions parasites dans la fenêtre de calcul qui sont non seulement sans signification physique mais conduisent généralement à des dépassements de capacité de la machine. La FD-BPM est donc la seule méthode de propagation compatible avec l'implémentation de conditions aux limites de transparence qui constituent un avantage majeur [35].

4.3 Etude et optimisation des différents éléments de l'interféromètre

Nous avons utilisé la FD-BPM pour simuler la propagation d'un faisceau optique monochromatique dans l'interféromètre de Mach-Zehnder déséquilibré présenté au paragraphe 4.1. Les différentes simulations réalisées nous ont permis de valider les choix du rayon de courbure et des angles des arcs de cercle composant les jonctions Y en S et les bras courbes de l'interféromètre. Elles nous ont surtout permis de déterminer la profondeur à donner aux zones surgravées afin de réduire les pertes par rayonnement hors des rubans constituant ce circuit d'optique intégrée.

Cet interféromètre à division d'onde est conçu pour fonctionner en polarisation TE, seule polarisation affectée par l'application d'un champ électrique sur les électrodes à structure de lignes microrubans que nous avons choisi d'employer à nouveau. Rappelons que son utilisation est prévue aux alentours de $1.3 \mu\text{m}$.

4.3.1 Conception du guide ruban, Surgravure

4.3.1.1 Structure verticale

L'élément de base de ce circuit est le guide ruban dont la structure verticale est représentée Figure 4.17(a). Bien que ce ne soit pas évident de prime abord, il s'agit, comme dans le cas du modulateur à guide biréfringent, d'une structure à profil d'indice "W".

Le guide est en effet séparé du substrat de GaAs dopé n^+ par une couche de confinement épaisse de $2 \mu\text{m}$ en $\text{Ga}_{0.95}\text{Al}_{0.05}\text{As } n^+$ ainsi que par une couche de surconfinement de 100 nm d'épaisseur en $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ non-intentionnellement-dopé. Le coeur se compose d'une simple couche homogène de GaAs n-i-d de $2 \mu\text{m}$ d'épaisseur et est surmonté d'une couche de $0.5 \mu\text{m}$ de $\text{Ga}_{0.95}\text{Al}_{0.05}\text{As}$ n-i-d.

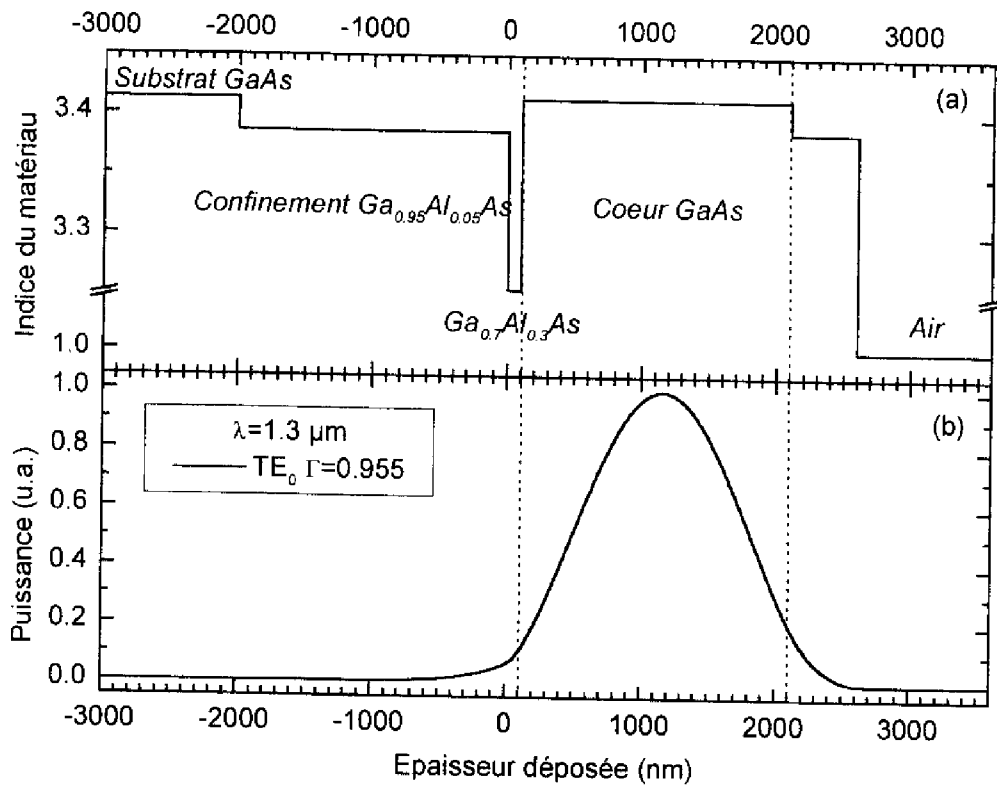


Figure 4.17 Structure verticale du guide d'onde optique employé dans l'interféromètre de Mach-Zehnder (a) Profil d'indice (b) Profil du champ électrique

Une véritable structure à profil W aurait présenté une deuxième couche de surconfinement entre le coeur et la couche supérieure de Ga_{0.95}Al_{0.05}As. Les études que nous avons menées à l'aide de notre programme de simulation des structures planes multicouches (décrit en 3.1.6) ont en effet montré que le confinement serait dans ce cas de 0.963 et de 0.989 si les couches de surconfinement étaient en AlAs. La Figure 4.17(b) montre que le confinement de la structure retenue est de 0.955, ce qui, comparé aux valeurs précédentes, est suffisamment satisfaisant (bon recouvrement des champs optique et électrique lors de la modulation électro-optique) pour justifier l'utilisation d'une seule couche de surconfinement réalisée en Ga_{0.7}Al_{0.3}As. Remarquons que sans cette couche, la structure guiderait un mode d'ordre supérieur ce qui prouve à nouveau l'intérêt de ce profil d'indice particulier (décrit au paragraphe 3.4.1).

4.3.1.2 Structure horizontale

Le confinement de la lumière en deux directions dans le plan transverse à la direction de propagation est à nouveau obtenu par gravure de cette structure plane en un ruban rectangulaire. Un ruban de $4\ \mu\text{m}$ de large est obtenu par gravure de la structure en dehors de la zone protégée par de la résine jusqu'à élimination complète de la première couche. Ainsi hors du ruban, le coeur du guide est surmonté d'air alors que le ruban comporte encore la couche de $0.5\ \mu\text{m}$ de $\text{Ga}_{0.95}\text{Al}_{0.05}\text{As}$ ce qui réalise un saut d'indice effectif de 0.026 (pour $\lambda = 1.3\ \mu\text{m}$) entre ces deux structures (considérées comme des guides plans). Ce saut d'indice est suffisamment important pour assurer un bon confinement horizontal du champ dont nous avons vu en 4.1.3.2 qu'il s'agit d'une condition à l'obtention de faibles pertes par courbure. Cette même raison explique la valeur réduite de la largeur du ruban.

4.3.1.3 Dispersion

La Figure 4.18 représente les variations respectives des indices effectifs de phase (n_p) et de groupe (n_g) du mode fondamental TE_{00} du guide ruban entre 1.245 et $1.325\ \mu\text{m}$.

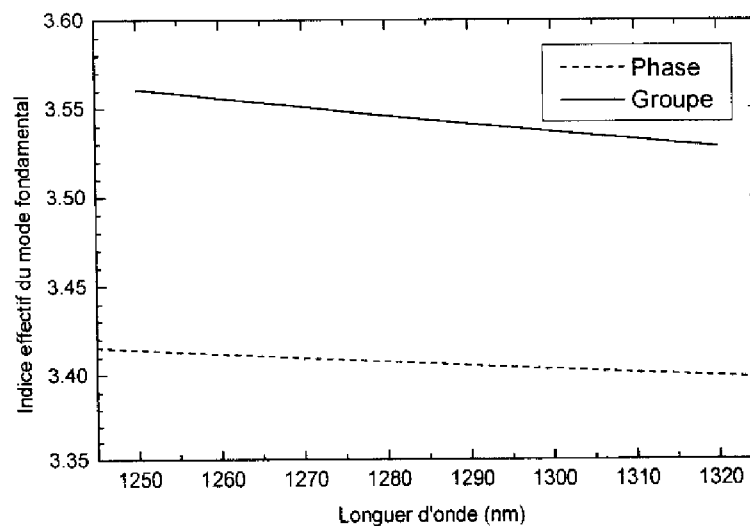


Figure 4.18 Indices effectifs de phase et de groupe du mode fondamental guidé dans le ruban

On peut constater que la structure est très peu dispersive sur cette plage de longueurs d'onde, les indices de réfraction des matériaux employés présentant eux-mêmes une dispersion quasi-nulle dans ce domaine spectral. La dispersion de l'indice effectif de phase n'est ainsi que de

0.017 soit 0.5% ; celle de l'indice effectif de groupe est bien sur un peu plus importante, 0.033 soit près de 1%.

Remarquons que ce sont les valeurs de l'indice de groupe qui permettent en toute rigueur de déterminer le retard optique D_0 introduit par le guide dont l'expression est

$$D_0 = n_g \cdot \Delta L \quad (4.50)$$

ΔL étant la différence de longueur existant entre les deux bras de l'interféromètre.

Ainsi à $1.285 \mu\text{m}$ (longueur d'onde de la DSL effectivement employée), pour $\Delta L = 28.8 \mu\text{m}$, D_0 vaudrait $102 \mu\text{m}$ avec $n_g = 3.54$ au lieu de $98 \mu\text{m}$ avec $n_p = 3.41$. Les valeurs de l'indice effectif de groupe ne diffèrent cependant que de 4% de celles de l'indice effectif de phase, c'est ce dernier que nous avons utilisé dans les simulations par BPM.

4.3.1.4 Surgravure

Comme expliqué au paragraphe 4.1.3.3, la solution que nous avons retenue pour diminuer les pertes par rayonnement est de réaliser une tranchée ou surgravure dans toutes les zones sensibles - guides courbes, jonctions Y - susceptibles de présenter de telles pertes. Cette surgravure est réalisée par gravure du coeur sur une certaine épaisseur, dans une zone non-protégée par la résine recouvrant le reste de la structure sur laquelle les guides rubans ont été réalisés à l'étape technologique précédente. La Figure 4.19 représente les valeurs de Δn_s , diminution de l'indice effectif ainsi obtenue, en fonction de la profondeur de la surgravure effectuée dans le coeur de la structure guidante.

La méthode de l'indice effectif est alors employée pour simuler le comportement modal de la structure de guide plan cinq couches équivalente présentée Figure 4.20(a). L'évolution du profil horizontal du champ électrique en fonction de la diminution d'indice effectif est représentée Figure 4.20(b).

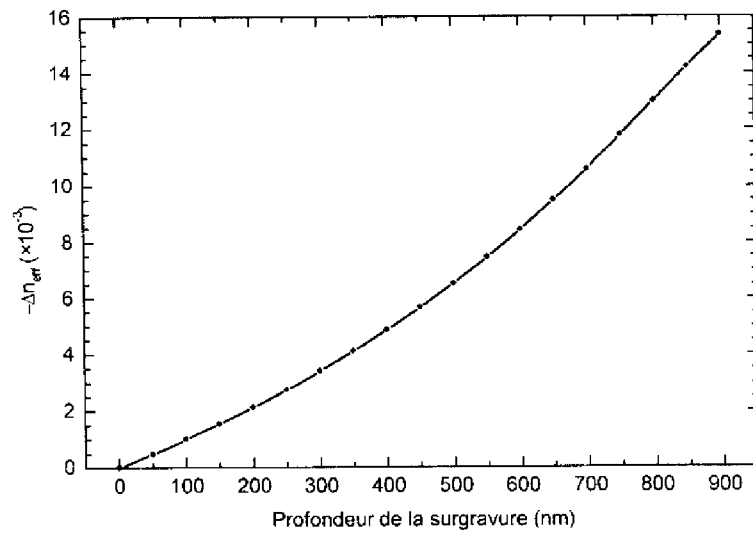


Figure 4.19 Diminution de l'indice effectif dans la surgravure en fonction de sa profondeur

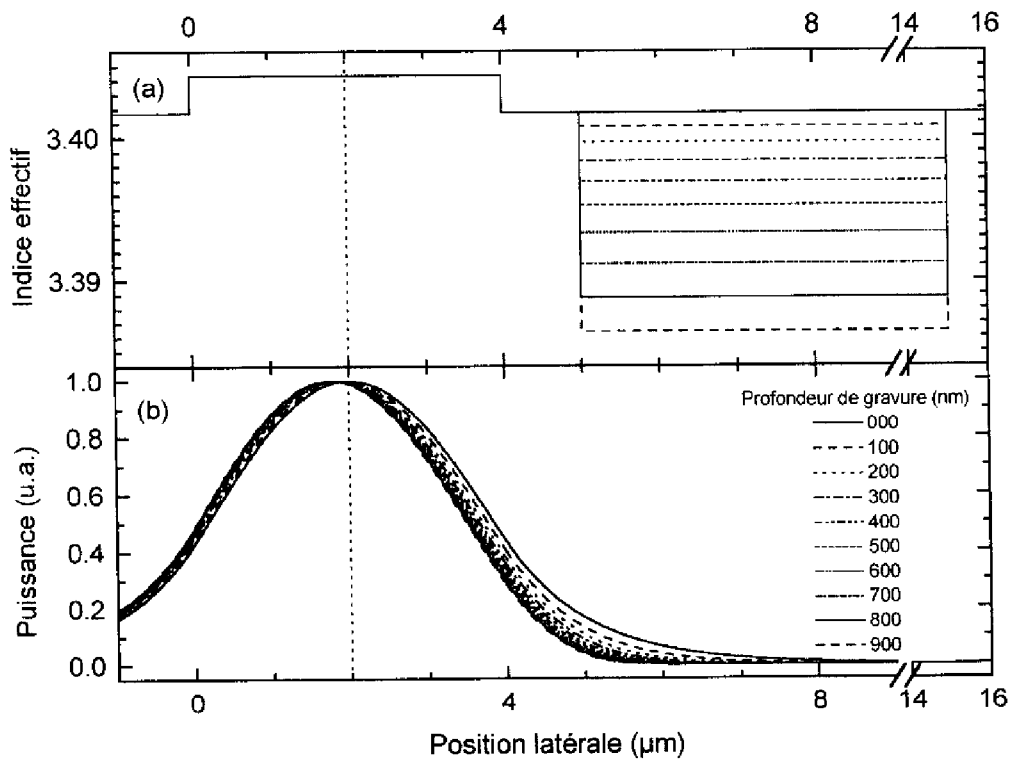


Figure 4.20 Guide ruban surgravé à l'extérieur de sa courbure (a) Profil d'indice effectif

(b) Profil du champ électrique en fonction de la diminution d'indice effectif obtenue par surgravure

La surgravure est positionnée à 1 μm du bord extérieur du ruban ce qui suppose un alignement du masque employé pour la définir par rapport aux motifs des rubans déjà gravés avec une précision de 1 μm , limite de ce qu'il est possible de réaliser avec la machine d'alignement de masques disponible.

Les études que nous avons menées montrent de plus qu'une largeur de 10 μm de la zone surgravée permet de considérer cette dernière comme virtuellement infinie. C'est à dire que l'on obtient, dans ce cas, des résultats quasiment identiques à ceux que l'on obtiendrait en considérant une structure équivalente plus simple de guide plan à quatre couches, les deux couches extrêmes étant semi-infinies. Cette structure est plus proche de la structure idéale de guide ruban courbé à profil d'indice effectif asymétrique que nous avons envisagée au paragraphe 4.1.3.2 (cf. Figure 4.9, p. 157). C'est donc cette dernière structure que nous avons employée afin de simplifier la description géométrique des éléments de l'interféromètre de Mach-Zehnder déséquilibré qui permet, par la méthode de l'indice effectif, d'associer aux structures 3D réelles des structures 2D équivalentes pour les simulations par BPM.

4.3.2 Guides courbes

4.3.2.1 Transformation conforme

Considérons le ruban de forme circulaire, de rayon R et de largeur W , représenté Figure 4.21(a) dans le plan complexe Z (y, z). La transformation conforme (TC) suivante [38]

$$z' = y' + j \cdot z' = R \cdot \ln \left(\frac{(y + j \cdot z) + R}{R} \right) \quad (4.51)$$

appliquée à cette géométrie se traduit dans le plan complexe Z' (y', z') par la géométrie de ruban rectiligne représentée Figure 4.21(c). Ce ruban est de largeur W' définie par

$$W' = R \cdot \ln \left(1 + \frac{W}{R} \right) \approx W - \frac{W^2}{2R} \approx W \quad (4.52)$$

R étant supérieur à W de trois décades dans toutes les applications considérées

La propagation d'une onde électromagnétique dans la structure circulaire est décrite par l'équation d'Helmholtz (4.11) en (y, z). Appliquée à cette équation, la transformation conforme (4.51) donne une équation en (y', z') du même type [38] dans laquelle le profil d'indice effectif

$n(\rho,s)$ associé au ruban circulaire, représenté Figure 4.21(b), est quant à lui transformé en un profil $n'(y',z')$, représenté Figure 4.21(d), d'expression [20]

$$n'(y',z') = n(\rho(y',z'),s(y',z')) \cdot \exp\left(\frac{y'}{R}\right) \approx n(\rho,s) \cdot \left(1 + \frac{y'}{R}\right) \quad (4.53)$$

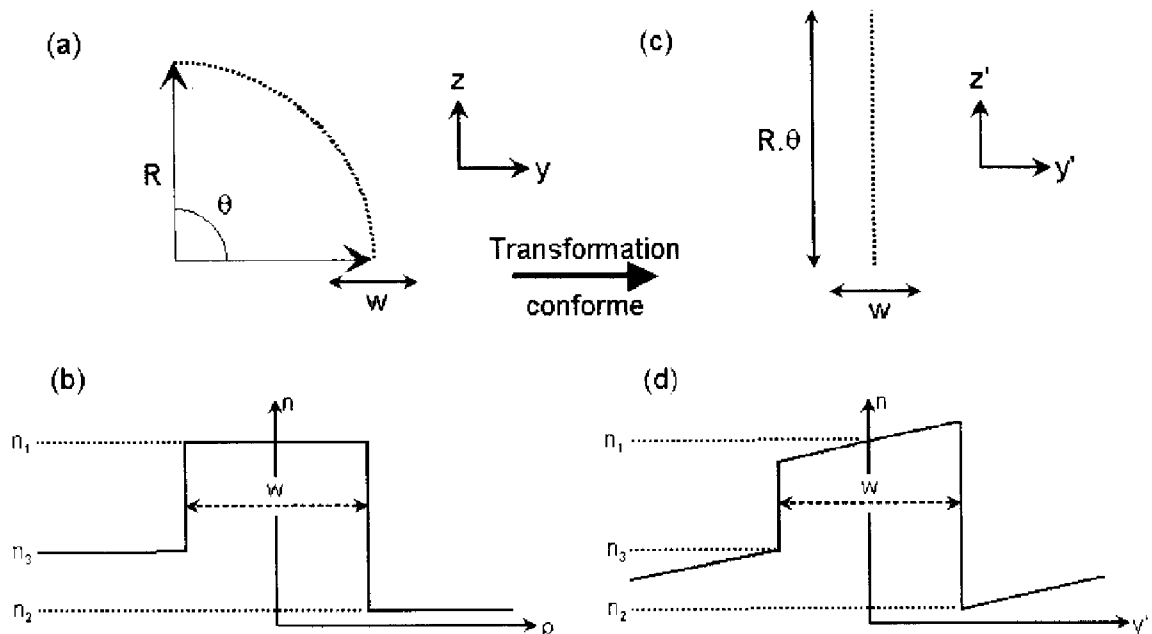


Figure 4.21 (a) Ruban circulaire 2D de (b) Profil d'indice $n(\rho,s)$

(c) Ruban rectiligne de (d) Profil d'indice $n'(y',z')$ obtenu par transformation conforme

La simulation d'un guide ruban circulaire peut donc s'effectuer par BPM en employant la structure associée de guide ruban rectiligne obtenue par la transformation conforme (4.51). Cette substitution présente deux intérêts. Le premier réside bien évidemment dans la simplification de la géométrie du problème. Le second et principal intérêt de cette substitution est qu'elle permet de satisfaire la condition de paraxialité sur laquelle la résolution numérique du problème est notamment basée ; condition qu'un guide courbe ne satisfait pas a priori.

4.3.2.2 Surgravure et guide trois couches asymétrique équivalent

La Figure 4.22(a) représente la structure de guide ruban rectiligne obtenue par transformation conforme de la structure (présentée en 4.3.1.4) du guide ruban courbe (de $4 \mu\text{m}$ de large, $30\,000 \mu\text{m}$ de rayon et 6.5° d'arc) comportant une surgravure de $10 \mu\text{m}$ de large à $1 \mu\text{m}$ de son bord extérieur. La Figure 4.22(c) représente une simplification de cette structure dans laquelle

la surgravure est supposée semi-infinie et accolée au bord extérieur du ruban ce qui réalise un profil de guide trois couches asymétrique dont nous avons vu en 4.1.3.2 qu'il permet une réduction optimale des pertes par courbure.

Les cartographies de l'"énergie" du champ électromagnétique propagé dans ces structures par BPM à la longueur d'onde de $1.3 \mu\text{m}$ présentent une allure sensiblement identique comme on peut le constater sur la Figure 4.22(b),(d). Ce résultat valide l'utilisation faite de la structure simplifiée dans les simulations ultérieures.

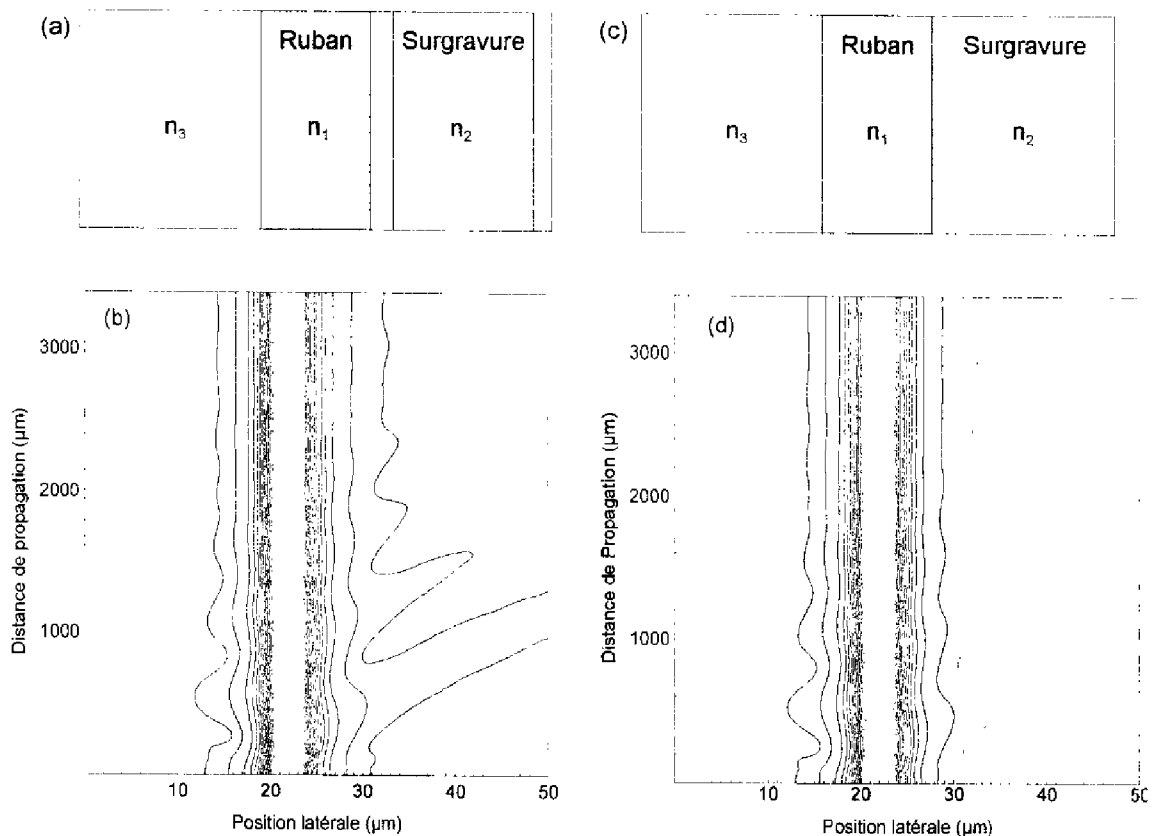


Figure 4.22 (a) Surgravure à proximité d'un guide ruban rectiligne obtenus par TC

(b) Simulation BPM de cette structure (c) Structure simplifiée et (d) Simulation BPM correspondante

Ces simulations ont été effectuées avec un maillage latéral de 500 points (N_y) espacés de $\Delta y = 0.1 \mu\text{m}$. 3400 pas de propagation (N_z) d'intervalle $\Delta z = 1 \mu\text{m}$ permettent de simuler les 3400 μm de propagation dans un ruban courbé de 6.5° avec un rayon de 30 000 μm . La ligne de niveau la plus intérieure du guide correspond à la valeur maximale de l'énergie du champ guidé et vaut 1.45 ; les trois lignes de niveau les plus extérieures valent respectivement 0.05,

0.01 et 0.001. Pour des raisons de lisibilité les lignes de champ les plus intenses sont de couleur claire et les plus faibles de couleur sombre.

4.3.2.3 Etude en fonction de la profondeur de surgravure

Nous avons effectué une série de simulations successives de cette structure (Figure 4.22(c)), la géométrie et le maillage associé en demeurant identiques mais la valeur de la diminution d'indice effectif correspondant à la surgravure variant de 0 à $2 \cdot 10^{-3}$ par intervalle de 10^{-4} , soit jusqu'à 200 nm de surgravure. Une partie seulement des résultats obtenus est présentée sur les figures suivantes afin de leur conserver une certaine lisibilité.

La Figure 4.23 présente l'évolution de la "puissance" totale P_T se trouvant dans la fenêtre de calcul au fur et à mesure de la propagation du faisceau. En fin de propagation i.e. à l'extrémité de l'arc de 6.5° , le rapport entre la puissance émergeant de la fenêtre de calcul et la puissance qui y a été injectée varie entre 0.975 et 0.997. Pour quatre guides courbes de ce type placés en série on peut donc estimer que ce même rapport de puissance varierait entre 0.90 et 0.99 ce qui représente une amélioration notable. Remarquons que l'amélioration apportée par la surgravure n'est pas continue avec la profondeur de celle-ci mais qu'il existe un optimum au-delà duquel il y a dégradation des performances.

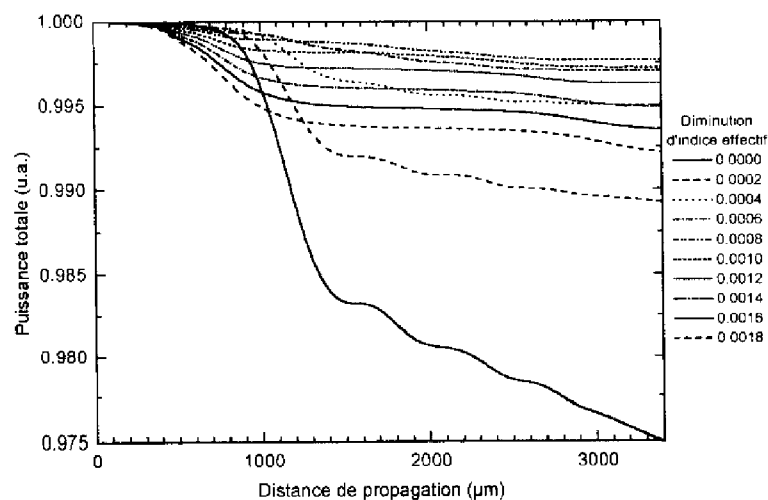


Figure 4.23 Evolution de la puissance totale lors de la propagation dans le guide ruban courbé

La Figure 4.24 présente quant à elle l'évolution de la puissance guidée P_G , puissance confinée dans le guide ruban, au fur et à mesure de la propagation du faisceau. L'accroissement constaté dès l'entrée du faisceau dans le guide courbe traduit l'efficacité de la surgravure qui améliore effectivement le confinement du faisceau dans le guide. Les oscillations observables par la suite traduisent les pertes par transition au niveau de la jonction entre le guide droit duquel est issu le faisceau incident et le guide ruban dans lequel est simulée la propagation. La valeur prise par P_G en fin de propagation est quant à elle la traduction des pertes purement dues à la courbure. Cette valeur relative varie entre 0.95 et 1.05 ce qui pour quatre guides courbes correspond à une variation de 0.81 à 1.22. Remarquons à nouveau que l'amélioration apportée par la surgravure présente un optimum au-delà duquel même si P_G augmente, des oscillations sont encore présentes, signe de pertes par transition : si le faisceau est mieux confiné, le décalage du champ intervenant à la jonction se traduit cependant par des pertes importantes.

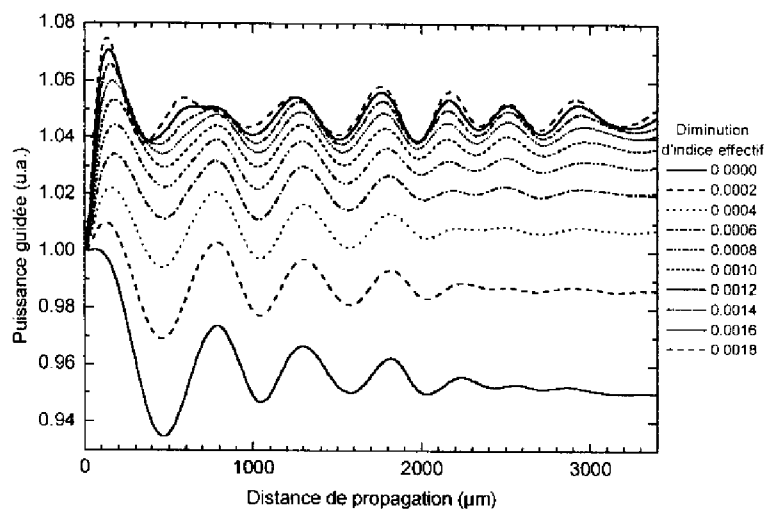


Figure 4.24 Evolution de la puissance guidée lors de la propagation dans le guide ruban courbé

La Figure 4.25 présente enfin l'évolution de ΔP_T , différence de puissance totale entre deux pas de calcul consécutifs, soit la puissance perdue par rayonnement hors de la fenêtre de calcul dans chaque tranche Δz (*Differential power loss* [39]). Les fluctuations rapides observées au début de la propagation traduisent les pertes par transition entre la section droite et la section courbée. L'asymptote atteinte en fin de propagation représente les pertes purement dues à la courbure [23]. On peut constater que l'ajout de la surgravure permet de supprimer

substantiellement les pertes par transition et de réduire considérablement les pertes par courbure pour une valeur optimale de la profondeur de la tranchée.

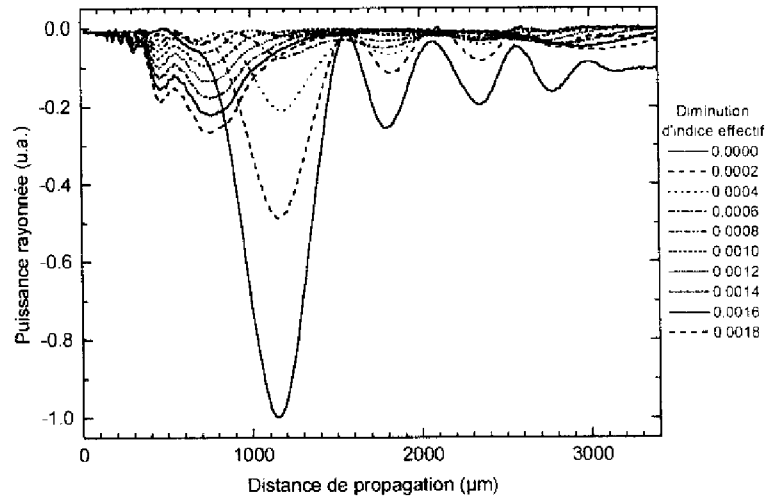


Figure 4.25 Evolution de la puissance rayonnée hors de la fenêtre de calcul lors de la propagation

Ces trois figures montrent que les performances optimales sont obtenues pour une valeur de différence d'indice effectif comprise entre $7 \cdot 10^{-4}$ et $9 \cdot 10^{-4}$ ce qui, rapporté sur la Figure 4.19, correspond à une profondeur de surgravure comprise entre 50 et 150 nm.

Signalons qu'il a récemment été proposé une solution similaire, basée sur la gravure d'une tranchée de grande profondeur, plus de $1 \mu\text{m}$, dans une structure à coeur de dimension réduite ($0.2 \mu\text{m}$ d'épaisseur pour un ruban de $2.5 \mu\text{m}$ de large) dont les propriétés modales sont très différentes de celles de notre composant [40].

4.3.3 Jonctions Y

4.3.3.1 Structure surgravée

Contrairement au cas du guide ruban circulaire, il n'existe pas de transformation permettant de simplifier la description géométrique des jonctions Y à base de guides courbes en S que nous avons employées pour séparer en deux parties égales le faisceau se propageant dans l'interféromètre.

La Figure 4.26(a) représente la structure de jonction Y que nous avons simulée. Elle se compose d'un guide ruban rectiligne de $4 \mu\text{m}$ de large se séparant en deux arcs de cercles de 4

μm de large et $30\,000\ \mu\text{m}$ de rayon entre lesquels se trouve une zone surgravée d'indice effectif plus faible que celui des zones semi-infinies situées à l'extérieur de la jonction. Nous avons donc à nouveau considéré que la surgravure est supposée semi-infinie entre les deux bras de la jonction au lieu d'être située à $1\ \mu\text{m}$ de chaque bord avec une largeur de $10\ \mu\text{m}$.

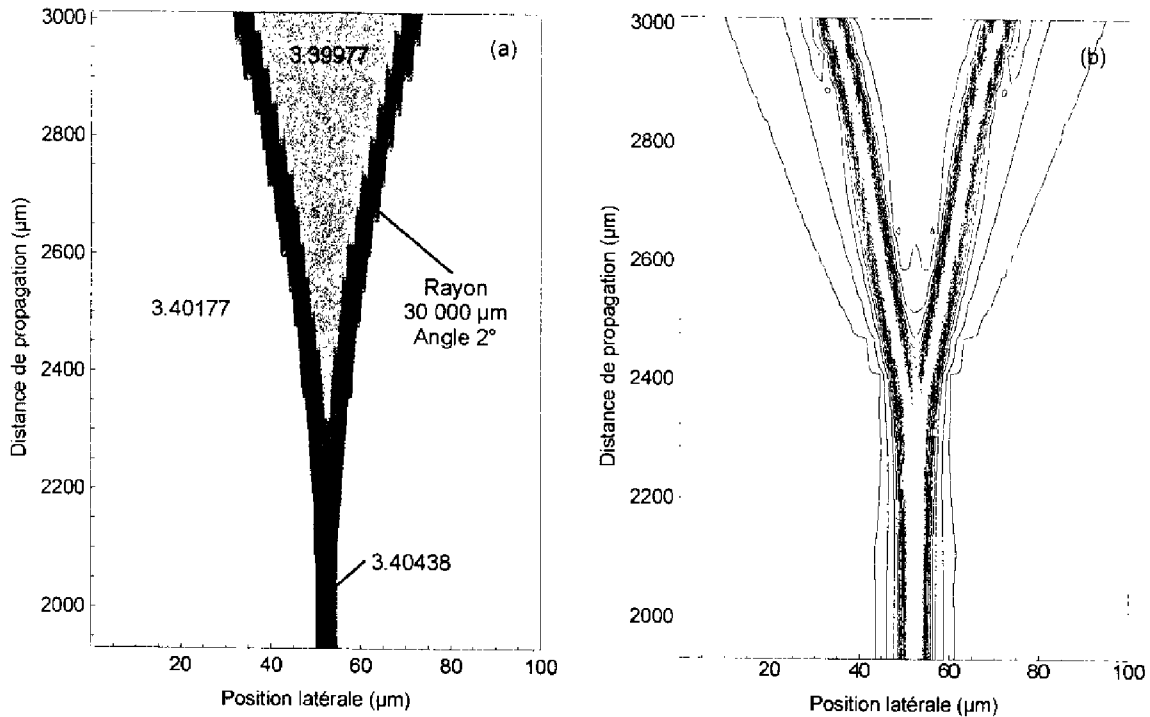


Figure 4.26 (a) Jonction Y à base de guides courbes entre lesquels se trouve une surgravure

(b) Exemple de simulation BPM de cette structure

La Figure 4.26(b) présente un exemple de cartographie de l'énergie du champ électromagnétique propagé dans cette structure par BPM à la longueur d'onde de $1.3\ \mu\text{m}$. Ces simulations ont été effectuées avec un maillage latéral de 1000 points espacés de $\Delta y = 0.1\ \mu\text{m}$ et 1100 pas de propagation d'intervalle $\Delta z = 1\ \mu\text{m}$. Les valeurs et nuances associées aux lignes de niveau sont identiques à celles employées dans le cas du guide courbé présenté précédemment.

Remarquons que la simulation par BPM n'est menée que jusqu'à la fin du premier arc de cercle de chaque bras en S de la jonction Y car au delà, dans notre interféromètre déséquilibré, l'un des deux bras subit un changement d'inflexion tandis que le second continue à se courber dans le même sens jusqu'à atteindre un arc de 6.5° .

4.3.3.2 Etude en fonction de la profondeur de surgravure

Nous avons effectué une série de simulations successives de cette structure (Figure 4.26(a)) du même type que celles réalisées pour le guide courbe. De nouveau, une partie seulement des résultats obtenus quant à l'évolution des mêmes grandeurs caractéristiques est présentée sur les figures suivantes, d'autant plus qu'elles sont encore plus difficiles à lire et à interpréter que dans le cas du guide courbe. Signalons que la jonction Y est précédée d'un guide droit de 2000 μm de long.

La Figure 4.27 présente l'évolution de P_T , puissance totale présente dans la fenêtre de calcul, au cours de la propagation du faisceau. On constate que les pertes par rayonnement hors de la fenêtre sont négligeables puisqu'en fin de propagation environ 99.9% de la puissance injectée est parvenue à l'autre extrémité de la fenêtre et ce quelle que soit la profondeur de la surgravure.

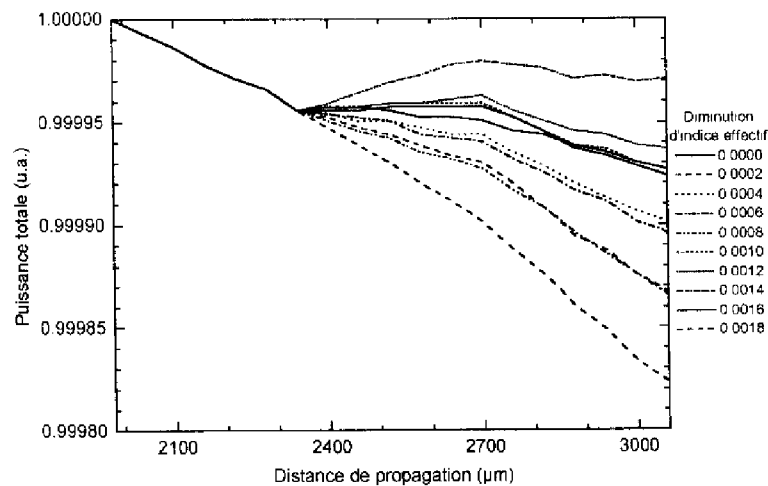


Figure 4.27 Evolution de la puissance totale lors de la propagation dans la jonction Y

La Figure 4.28 présente quant à elle l'évolution de P_G , puissance confinée dans la jonction, au cours de la propagation du faisceau. L'accroissement constaté dès le début de la jonction Y correspond comme on pouvait s'y attendre à l'élargissement progressif de la structure guidante dans la zone adiabatique correspondant à la réunion des deux arcs de cercles. P_G retrouve sa valeur initiale au bout de 350 μm , soit dès la séparation des deux bras. Bien que l'on constate

une légère variation de P_G selon la profondeur de surgravure le taux de transmission moyen est de 0.95 ce qui est excellent.

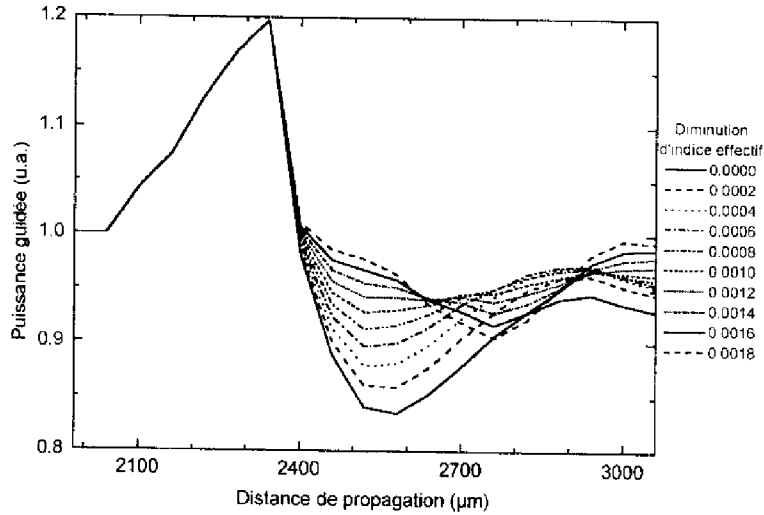


Figure 4.28 Evolution de la puissance guidée lors de la propagation dans la jonction Y

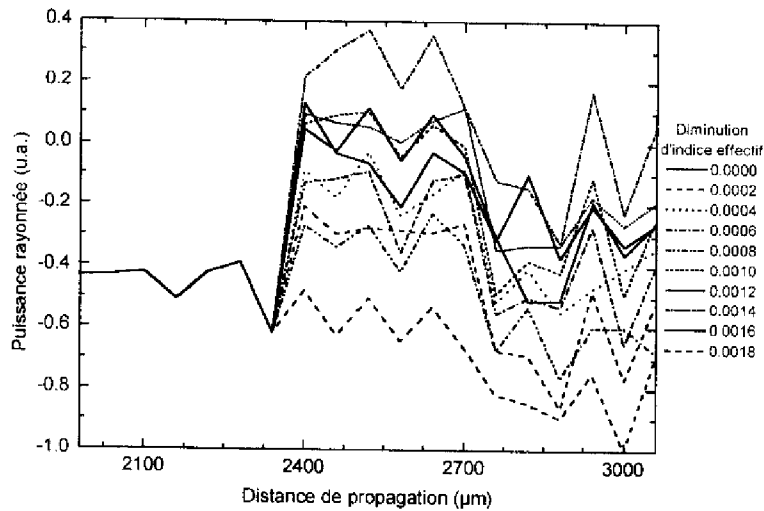


Figure 4.29 Evolution de la puissance rayonnée hors de la fenêtre de calcul lors de la propagation

La Figure 4.29 présente les variations de ΔP_T , puissance perdue par rayonnement hors de la fenêtre de calcul à chaque pas de propagation. Ces variations, exagérées sur la figure, semblent confuses mais remarquons qu'elles sont extrêmement faibles, inférieures à 10^{-3} . L'allure segmentée de ces variations s'explique par le choix de ne stocker sur fichier qu'une partie des résultats générés par le programme de BPM (1/60 pas).

La fonction d'une jonction Y étant de séparer un faisceau en deux parties égales, la Figure 4.30 représente les variations de ρP_G , rapport des puissances guidées par chacun des deux bras, lors de la propagation. Tant que les deux guides ne sont pas complètement séparés ce rapport est défini par la portion de la puissance transportée par chaque moitié de la structure. On constate que l'influence de la profondeur de la surgravure est relativement faible puisqu'elle se traduit par des fluctuations de l'ordre du pour-cent. En sortie de la jonction Y, le rapport des puissances transportées par chaque bras est d'environ 0.97 ce qui est très satisfaisant.

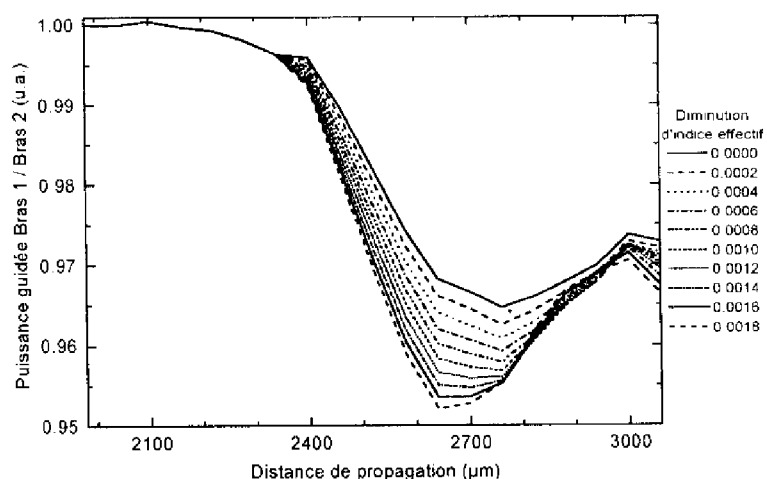


Figure 4.30 Evolution du rapport des puissances guidées par chaque bras lors de la propagation

Ces quatre figures montrent que les performances de la jonction Y sont peu dépendantes de la valeur de la différence d'indice effectif due à la surgravure mais que des performances excellentes sont cependant obtenues dans le même domaine de valeurs que pour le guide courbe. L'ensemble de la structure de l'interféromètre de Mach-Zehnder déséquilibré est ainsi réalisable avec une seule profondeur de surgravure dont la réalisation ne nécessite donc qu'une seule étape technologique et par suite un seul niveau de masque de photolithographie.

4.3.4 Interféromètre de Mach-Zehnder déséquilibré

4.3.4.1 Structure surgravée

L'interféromètre de Mach-Zehnder que nous avons conçu est donc constitué des éléments étudiés précédemment, jonctions Y et guides courbes, qui permettent de séparer un faisceau lumineux en deux parties égales et d'introduire entre ces deux demi-faisceaux un retard optique important par déséquilibre géométrique de la longueur des deux bras, l'un comportant une longue section droite, l'autre une section courbe plus longue d'environ $30 \mu\text{m}$.

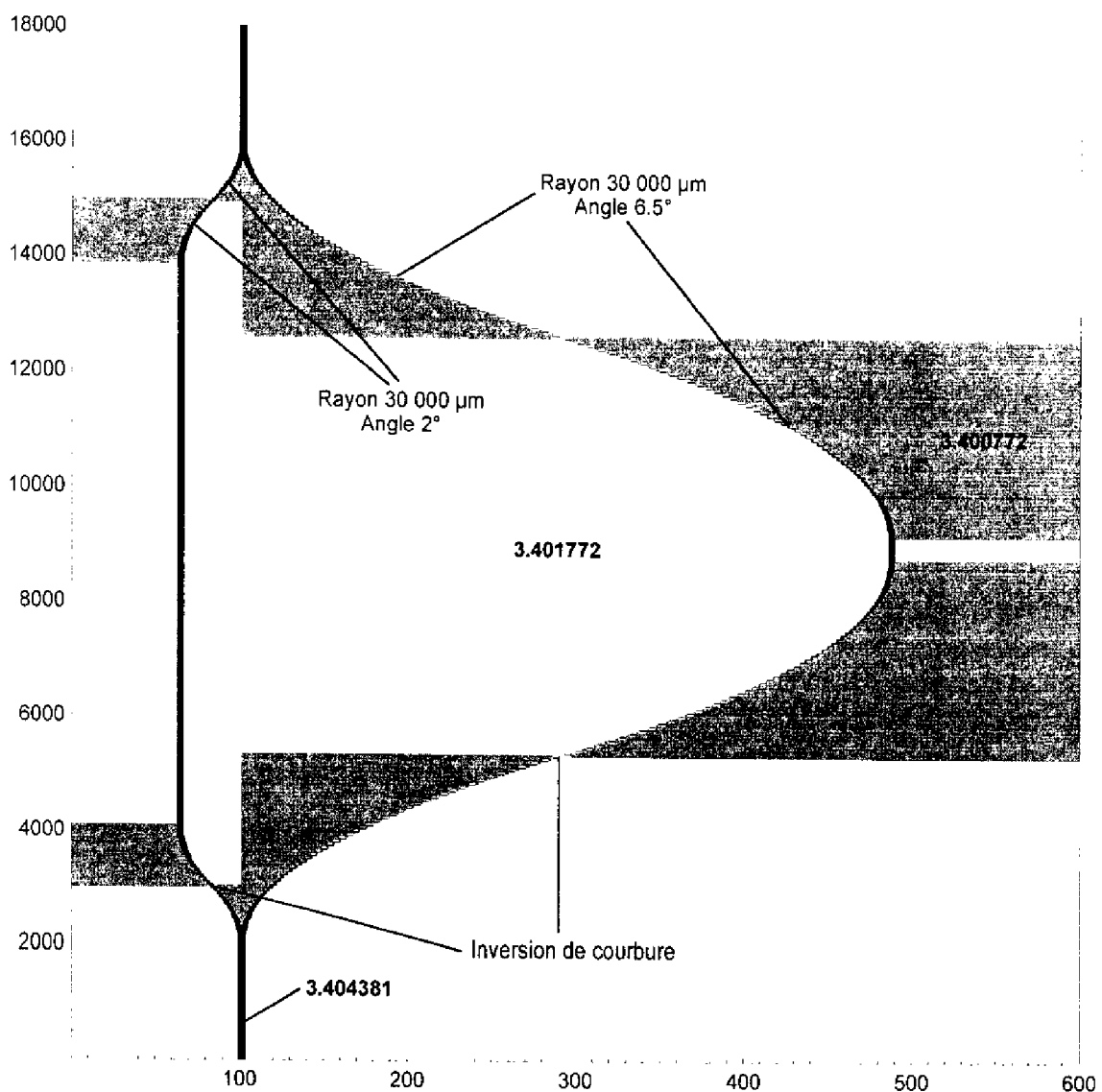


Figure 4.31 Interféromètre de Mach-Zehnder déséquilibré optimisé par surgravure

La Figure 4.31 représente la structure complète de l'interféromètre. La largeur des rubans est comme précédemment de $4 \mu\text{m}$ et les zones surgravées sont supposées accolées aux rubans et ont la largeur la plus grande possible afin de simplifier la simulation.

Une onde guidée dans le bras courbe parcourt un plus grand chemin optique qu'une onde se propageant dans le bras rectiligne. Ce phénomène introduit un retard optique statique qui dépend donc de la géométrie du circuit. Pour une onde de longueur d'onde λ_0 , lorsque le retard introduit par l'interféromètre est un nombre entier de longueurs d'onde, les deux modes se propageant dans chacun des deux bras se retrouvent en phase à la recombinaison et excitent donc le mode fondamental du guide de sortie de la jonction Y (Figure 4.32(a)). Lorsque le retard introduit est un nombre pair de demi-longueurs d'onde, les deux modes se retrouvent en opposition de phase à la recombinaison et excitent donc le premier mode antisymétrique du guide de sortie qui n'est pas un mode guidé. L'énergie est alors rayonnée hors du guide comme on peut le constater sur la Figure 4.32(b).

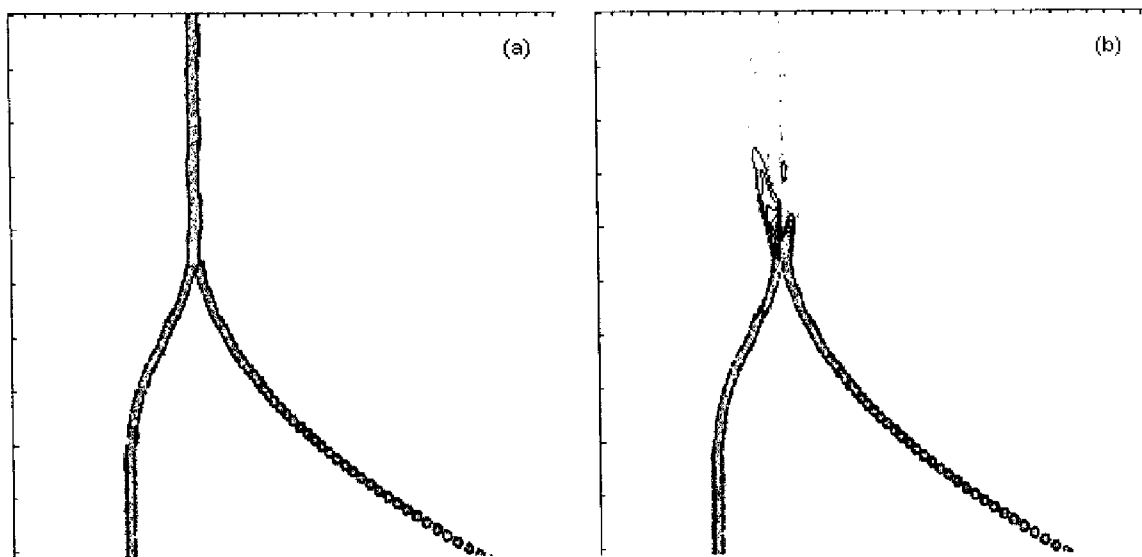


Figure 4.32 Recombinaison des deux faisceaux dans la jonction Y de sortie

(a) $D_0 = m \cdot \lambda_0$ (b) $D_0 = (m + 1/2) \cdot \lambda_0$

Ces deux figures ne présentent que la dernière portion de la structure simulée. Ces simulations ont été effectuées avec un maillage latéral de 6000 points espacé de $\Delta y = 0.1 \mu\text{m}$. 18 000 pas de propagation d'intervalle $\Delta z = 1 \mu\text{m}$ permettent de simuler la totalité de l'interféromètre.

L'étude du comportement du Mach-Zehnder, longueur d'onde par longueur d'onde, conduit bien évidemment à une transmission spectrale d'allure sinusoïdale, un spectre cannelé. Aux alentours de $1.3 \mu\text{m}$, l'intervalle spectral libre (la période) de cette fonction de transmission est d'environ 16 nm . Les longueurs d'onde $1.298 \mu\text{m}$ et $1.306 \mu\text{m}$ correspondent respectivement à un minimum et un maximum de transmission ; $1.3 \mu\text{m}$ est intermédiaire et correspond à un déphasage $\Delta\phi = 0.724 \cdot \pi$.

4.3.4.2 Etude en fonction de la profondeur de surgravure

Afin de vérifier que les valeurs de profondeur de surgravure permettant d'optimiser aussi bien les performances des jonctions Y que les guides courbes améliorent effectivement le fonctionnement de l'interféromètre complet, nous avons effectué une série de simulations successives de la structure complète à $1.3 \mu\text{m}$ avec une valeur de la diminution d'indice effectif correspondant à la surgravure variant de 0 à $2 \cdot 10^{-3}$ par intervalle de 10^{-4} . Par souci de clarté une partie seulement des résultats obtenus est présentée sur les figures suivantes.

La Figure 4.33 présente l'évolution de la puissance totale P_T dans la fenêtre de calcul au cours de la propagation du faisceau. Cette grandeur chute légèrement à chaque variation importante de la géométrie de la structure telle qu'une jonction guide droit-guide courbe ou un changement d'inflexion d'un section courbe qui interviennent par exemple aux pas 2000 (début de la jonction Y), 3047 (inversion de courbure à 2°), 4100 (entrée du guide droit), 5400 (inversion de courbure à 6.5°) et 8800 (entrée de la petite portion de guide droit du bras le plus long) en ce qui concerne la première moitié de l'interféromètre. En fin de propagation, en sortie de l'interféromètre, la transmission varie de 0.90 à 0.955 ce qui correspond pratiquement à ce que nous avons supposé au vu des résultats obtenus lors de l'étude du guide courbe.

La Figure 4.34 présente l'évolution de la puissance P_G effectivement guidée dans les rubans au cours de la propagation du ou des faisceaux. Le léger accroissement constaté en début comme en fin de propagation correspond à celui déjà observé dans la zone élargie des jonctions Y. La surgravure permet de ramener le taux de transmission de 0.85 à 0.95 avant recombinaison des faisceaux par la deuxième jonction Y. Rappelons que la transmission en sortie du composant est alors fonction de la longueur d'onde. Les simulations ayant été

effectuées pour une onde monochromatique à $1.3 \mu\text{m}$ qui subit donc un déphasage $\Delta\phi = 0.724\pi$, la transmission finale est dans ce cas médiocre pour les valeurs de surgravure donnant pourtant les meilleurs résultats avant recombinaison des faisceaux. Le composant étant prévu pour fonctionner en modulation de cohérence avec des sources à spectre large ce résultat n'est pas inquiétant ; les simulations effectuées par exemple à $1.306 \mu\text{m}$, longueur d'onde qui correspond à un déphasage multiple de 2π présentent une très bonne transmission finale comme le montre la Figure 4.32(a).

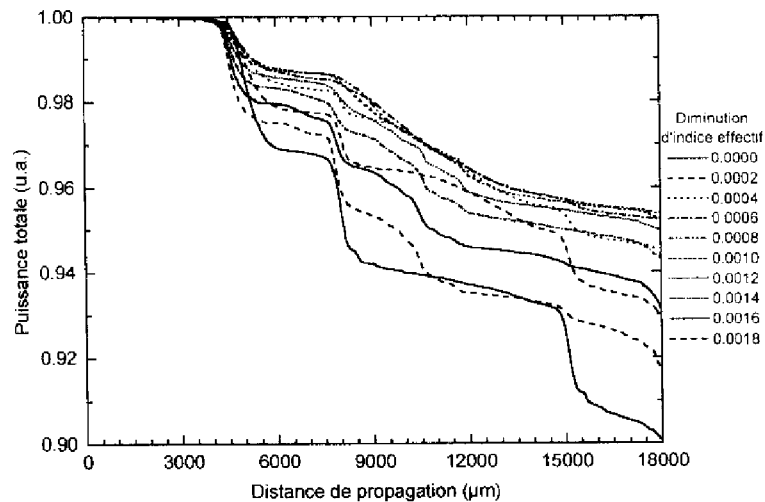


Figure 4.33 Evolution de la puissance totale lors de la propagation dans l'interféromètre déséquilibré

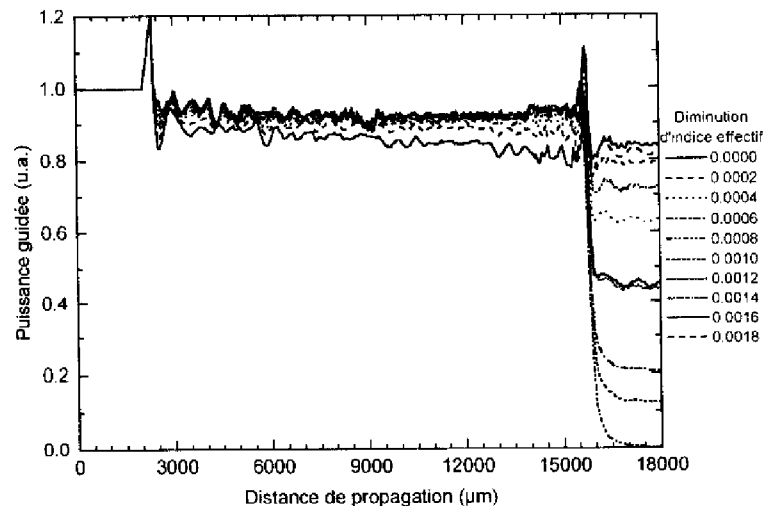


Figure 4.34 Evolution de la puissance guidée lors de la propagation dans l'interféromètre

La Figure 4.35 présente quant à elle l'évolution des pertes ΔP_T par rayonnement hors de la fenêtre de calcul à chaque tranche Δz . D'importantes fluctuations sont observables au niveau de chaque transition entre une section droite et une section courbe ou entre deux sections courbes de courbures différentes. Ces fluctuations sont considérablement réduites par l'introduction de la surgravure et la plage de valeurs ($7 \cdot 10^{-4}$ - $9 \cdot 10^{-4}$) permettant d'améliorer les performances d'une section courbe ou d'une jonction Y permet ici d'obtenir des pertes quasiment nulles en fin de propagation.

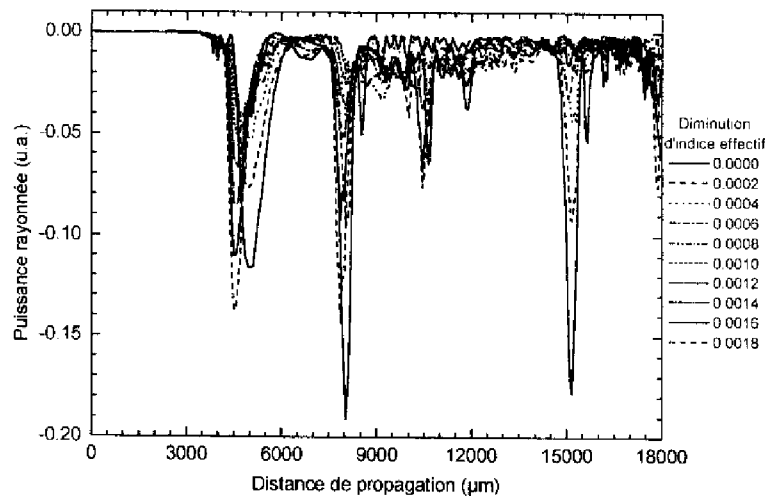


Figure 4.35 Evolution de la puissance rayonnée hors de la fenêtre de calcul lors de la propagation

La Figure 4.36 présente enfin l'évolution du rapport ρ_{P_G} des puissances guidées par chacun des deux bras, lors de la propagation. Tant que les deux guides ne sont pas complètement séparés, ce rapport est défini par la portion de la puissance transportée par chaque moitié de la structure. On constate que l'influence de la profondeur de la surgravure est relativement faible puisqu'elle se traduit par des fluctuations de l'ordre du pour-cent. Le rapport des puissances effectivement guidées est très proche de 1 tout au long de la propagation des faisceaux. En sortie, après recombinaison dans la deuxième jonction Y, les importantes oscillations observées traduisent la nature de la portion de l'énergie du mode d'ordre supérieur se trouvant dans le ruban dont le maximum oscille en position dans le guide, l'essentiel de cette énergie étant de toute façon rayonnée hors de ce dernier.

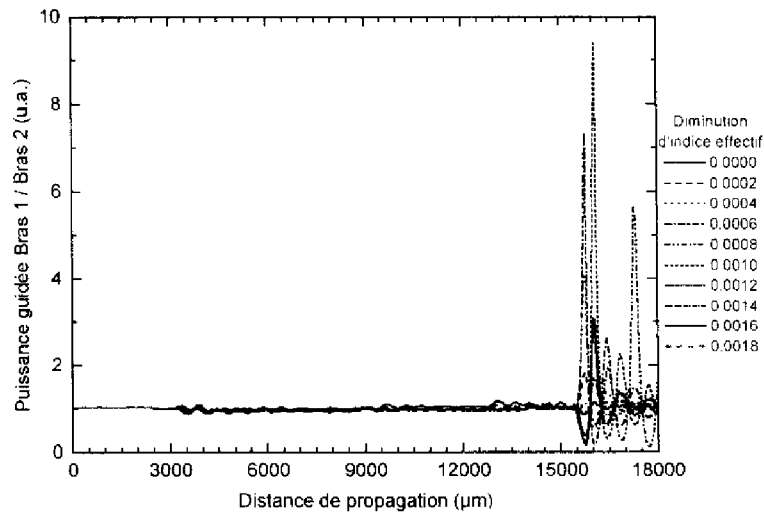


Figure 4.36 Evolution du rapport des puissances guidées par chaque bras lors de la propagation

Etant donnée la plage de valeurs de la diminution d'indice effectif dans la surgravure permettant d'améliorer les performances de l'interféromètre ($7 \cdot 10^{-4}$ - $9 \cdot 10^{-4}$) et la précision avec laquelle il est possible d'effectuer l'opération de gravure ionique réactive (RIE), nous avons choisi de réaliser une surgravure de 100 nm de profondeur réalisant un abaissement de l'indice effectif de $8 \cdot 10^{-4}$.

La Figure 4.37 et la Figure 4.38 présentent les cartographies complètes de la propagation de l'énergie d'une onde monochromatique à 1.306 μm respectivement dans une structure non surgravée et dans une structure présentant des zones surgravées de 100 nm de profondeur. La Figure 4.39 présente de plus une représentation tridimensionnelle de ce dernier cas.

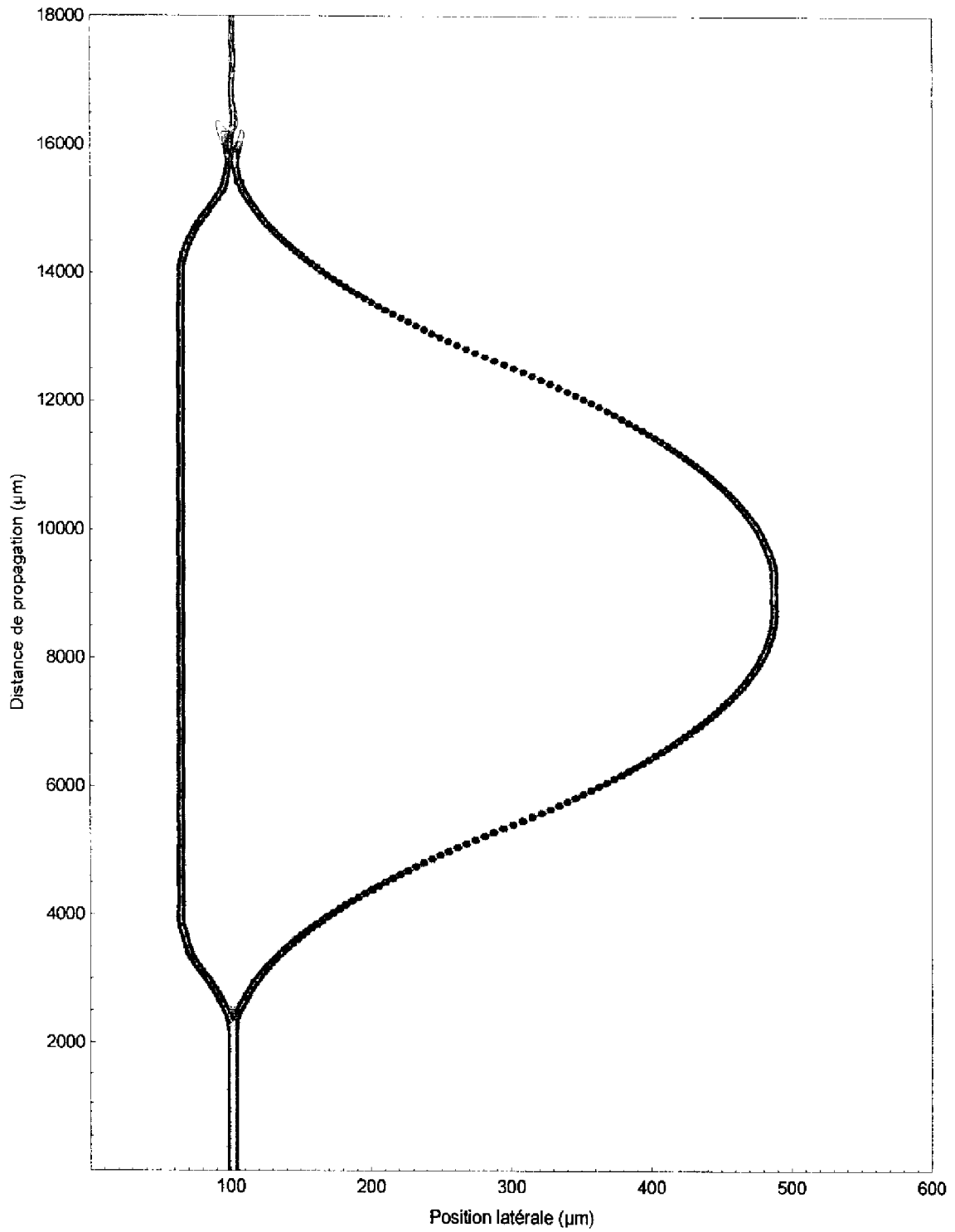


Figure 4.37 Simulation BPM de l'interféromètre déséquilibré non surgravé

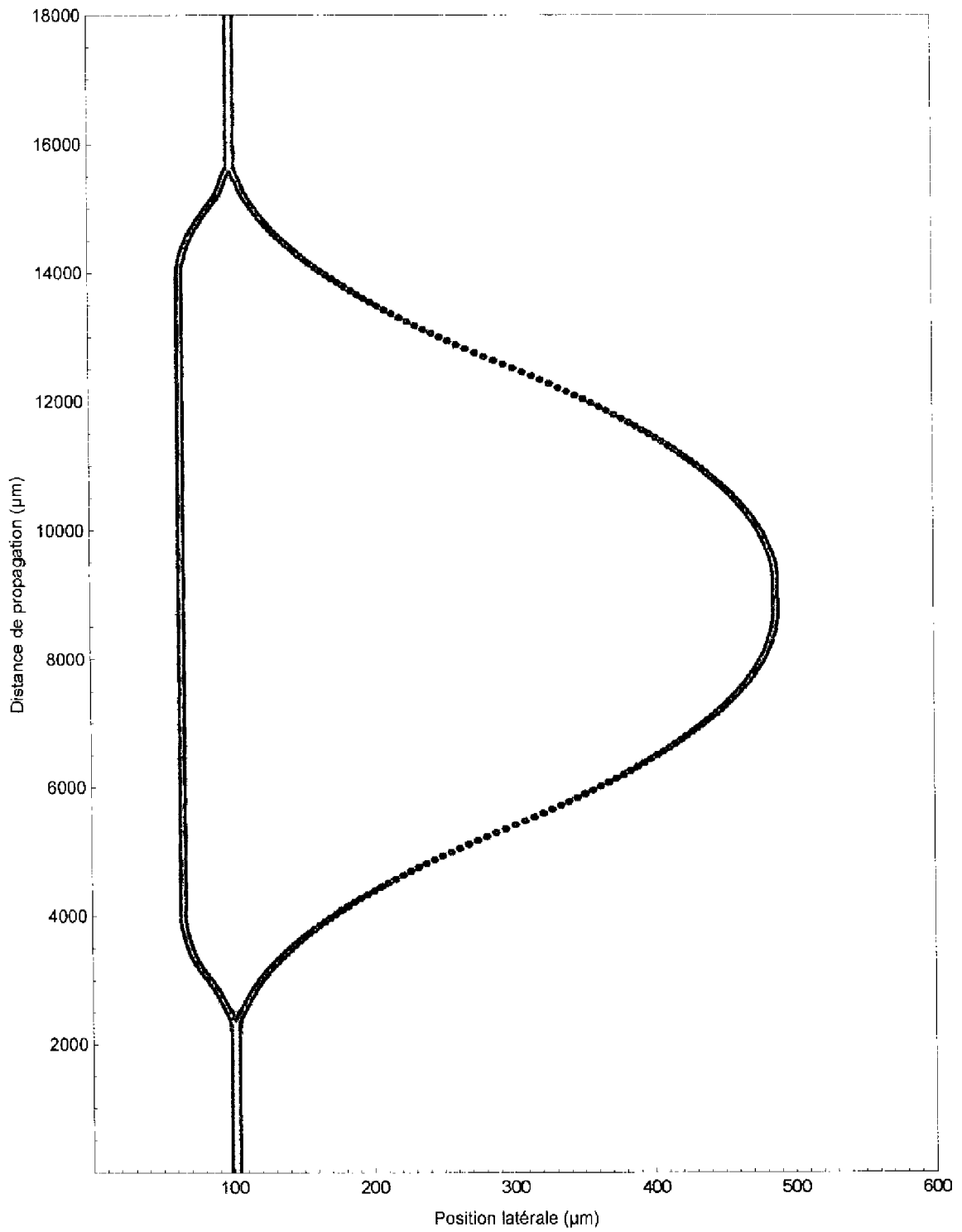


Figure 4.38 Simulation BPM de l'interféromètre déséquilibré présentant des zones surgravées

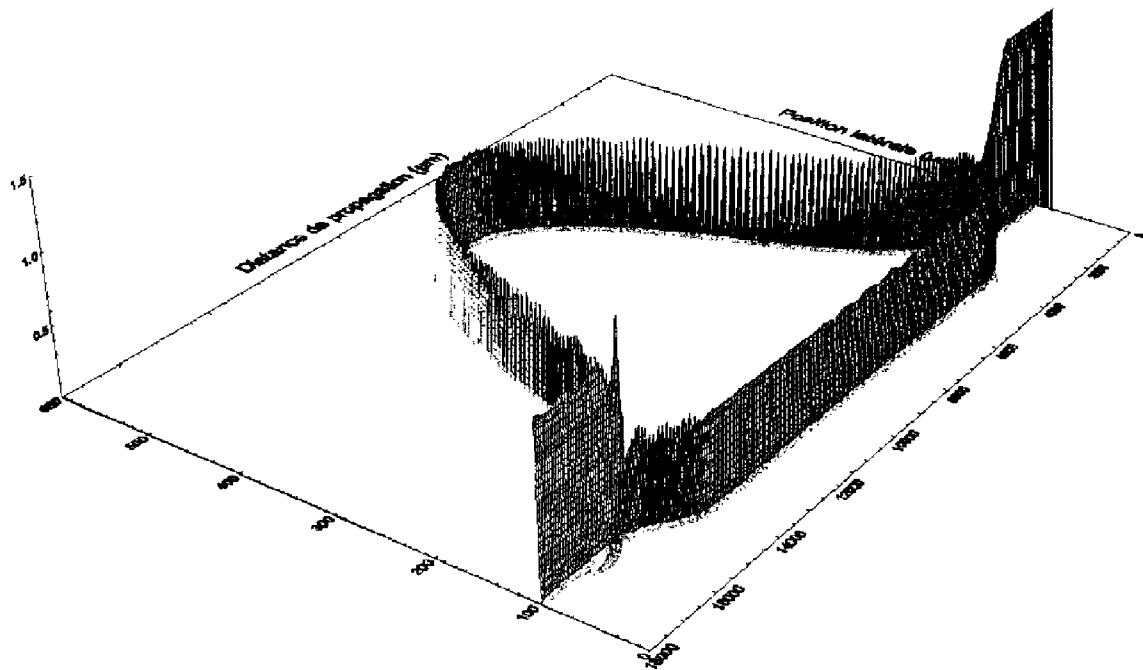


Figure 4.39 Représentation 3D de la figure précédente

4.4 Modulateur de cohérence à Interféromètre de Mach-Zehnder

4.4.2 Fabrication

Une fois la structure verticale du guide d'onde optique réalisée par épitaxie par jets moléculaires, les composants sont fabriqués selon l'enchaînement des opérations décrit en 2.4 avec 3 niveaux de masque. Nous avons réalisé des guides rubans de $4\ \mu\text{m}$ de large et $0.5\ \mu\text{m}$ de haut recouverts d'une électrode métallique de $100\ \mu\text{m}$ de large et $9600\ \mu\text{m}$ de long, la face arrière des composants étant uniformément métallisée. A $1\ \mu\text{m}$ du bord extérieur de toute partie courbée est de plus gravée une tranchée de $10\ \mu\text{m}$ de largeur et $100\ \text{nm}$ de profondeur.

Le premier niveau de masque permet la réalisation des rubans par gravure ionique réactive (RIE). Les motifs de ce masque sont définis par des ouvertures transparentes dans le masque de chrome. Nous avons choisi d'utiliser ce type de masque car il permet d'obtenir une meilleure définition et une meilleure résolution qu'un masque à motifs chromés sur fond transparent. Les rubans sont donc définis par insolation d'une résine réversible à travers ce masque afin de protéger effectivement les zones correspondant aux rubans lors de la gravure.

Nous avons donc également dû optimiser le procédé de développement de la résine inversible afin d'obtenir des flancs de même verticalité que ceux d'ordinaire obtenus avec une résine positive. La Figure 4.40 présente deux vues au microscope électronique à balayage (MEB) d'un ruban après gravure et délaquage de la résine.

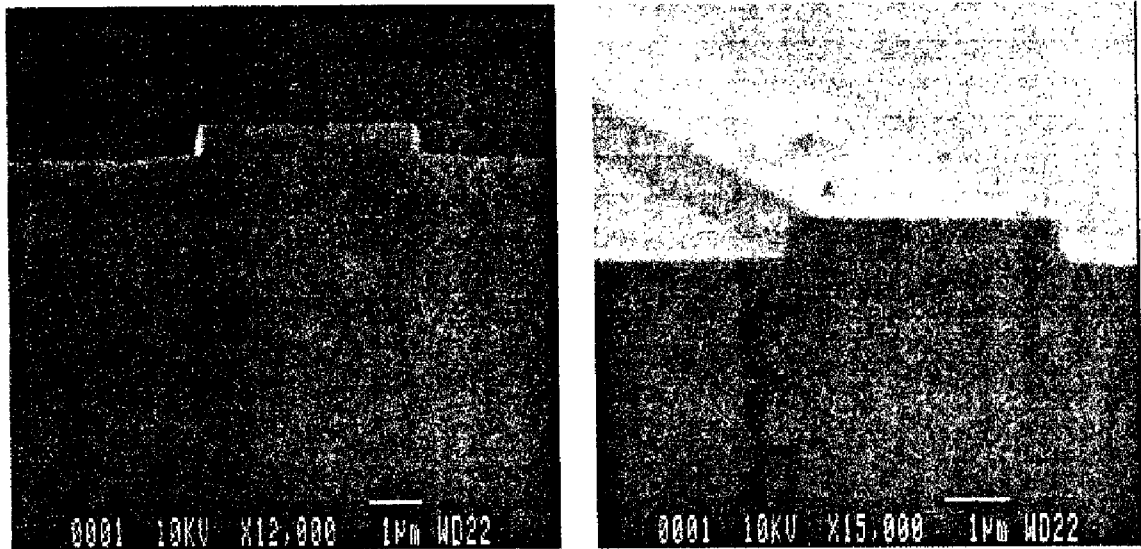


Figure 4.40 Observations au microscope électronique à balayage du ruban gravé par RIE

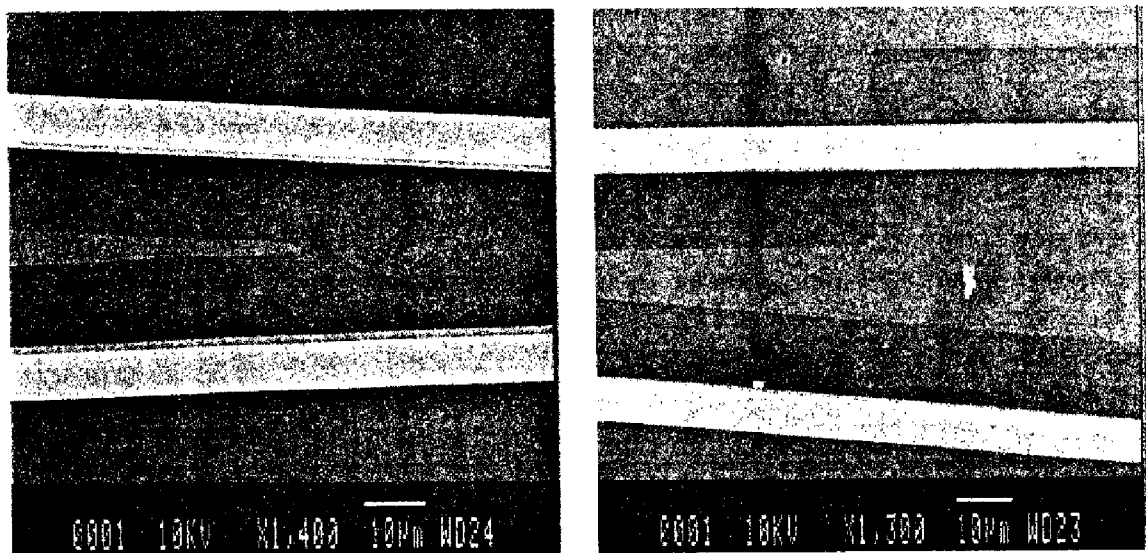


Figure 4.41 Observations au MEB de la surgravure réalisée à proximité des sections courbes

Le deuxième niveau de masque permet de réaliser une deuxième étape de gravure dans les zones courbées. Les motifs en sont également définis par des ouvertures transparentes dans le

masque de chrome et une résine positive est utilisée pour réaliser par insolation et développement des ouvertures dans le masque de résine. La gravure, à travers ces ouvertures, de 100 nm de la couche de semiconducteur correspondant au coeur du guide réalise les surgravures. La Figure 4.41(a) présente une vue au MEB de la surgravure réalisée dans la partie intérieure d'une jonction Y et la Figure 4.41(b) présente une vue de la partie de la jonction Y où la surgravure change de côté dans le bras dont la courbure s'inverse. Remarquons la grande précision avec laquelle les deux niveaux de masque ont été alignés l'un par rapport à l'autre.

Afin de protéger et passiver les composants, ces derniers sont ensuite enduits de Spin-On Glass sur une épaisseur d'environ 0.4 μm . Après amincissement de la plaquette à 130 μm , des couches métalliques de AuGe-Ni-Au d'une épaisseur totale de 6500 Å sont déposées par pulvérisation cathodique sur la face arrière de la plaquette puis recuites pendant 1' à 450° C.

Le SOG en surface des rubans est ensuite éliminé par une brève gravure RIE afin de dégager la surface du ruban semi-conducteur pour la réalisation d'un contact métallique. La surface du ruban se trouve mise à nu sur sa totalité sans étape de photolithographie comme le montrent les photos de la Figure 4.42 sur lesquels le SOG, diélectrique, correspond aux zones les plus sombres.

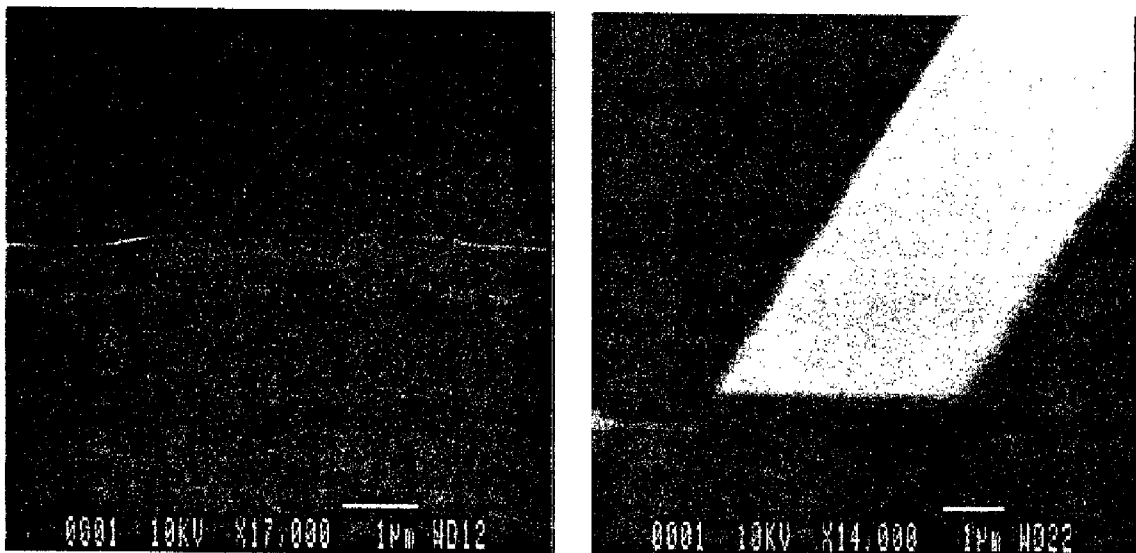


Figure 4.42 Observations au MEB d'un ruban duquel la couche superficielle de SOG a été éliminée

Une couche métallique de Ti-Au de $1000+8000 \text{ \AA}$ est alors déposée sur toute la surface de la plaquette et, après l'opération de *lift-off*, ne subsistent que les électrodes métalliques de $100 \mu\text{m}$ de large et $9600 \mu\text{m}$ de long définies par le troisième niveau de masque comme on peut le voir sur la Figure 4.43.

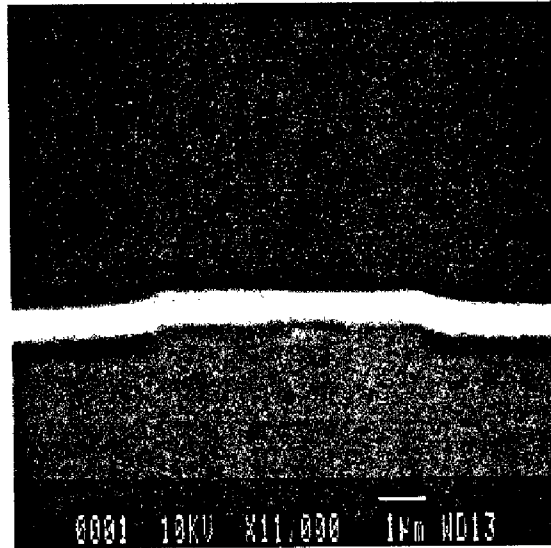


Figure 4.43 Electrodes Ti-Au déposées sur les rubans

Les modulateurs ainsi réalisés ont donc une structure électrique de capacité Métal-Isolant-Semiconducteur puisque seul le contact face arrière est ohmique (par recuit) et que le contact face avant est de type Schottky, le coeur du guide étant non-intentionnellement-dopé comme dans le cas du modulateur à guide biréfringent.

Après clivage les différents échantillons sont montés sur support et microcablés par soudure thermosonique par écrasement (*wedge bonding*).

4.4.2 Observations optiques

Nous avons utilisé une diode laser à semiconducteurs émettant à $1.3 \mu\text{m}$ afin de vérifier la qualité du guidage et la bonne séparation du faisceau en deux parties égales dans les jonctions Y et les bras courbes. Nous avons donc clivé un premier échantillon au niveau de la fin de la première jonction Y et un second pratiquement au niveau du milieu de l'interféromètre. Le champ proche observé, à l'aide d'une caméra CCD, au niveau des faces clivées de sortie de ces deux échantillons est respectivement présenté sur la Figure 4.44(a) et la Figure 4.44(b).

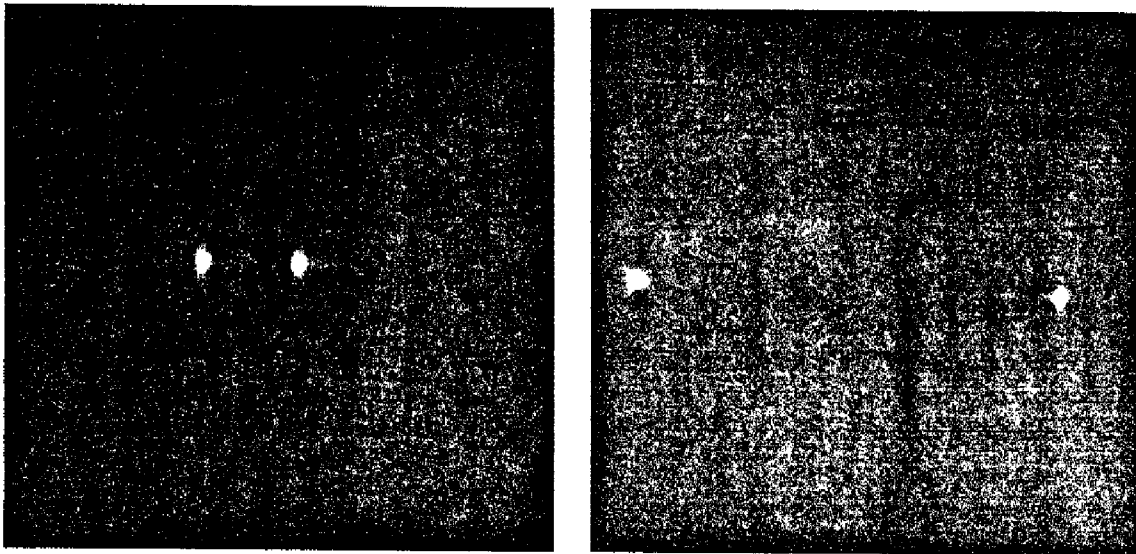


Figure 4.44 Champ proche en sortie (a) de la première jonction Y (b) du milieu de l'interféromètre

La Figure 4.45 présente une prise de vue du champ proche en sortie de l'interféromètre complet. Remarquons qu'une partie de la lumière "fuit" hors du ruban du fait du déphasage des deux parties de l'onde monochromatique à $1.3 \mu\text{m}$ se recombinant en sortie ; déphasage qui n'est pas équivalent à un multiple entier de la longueur d'onde.

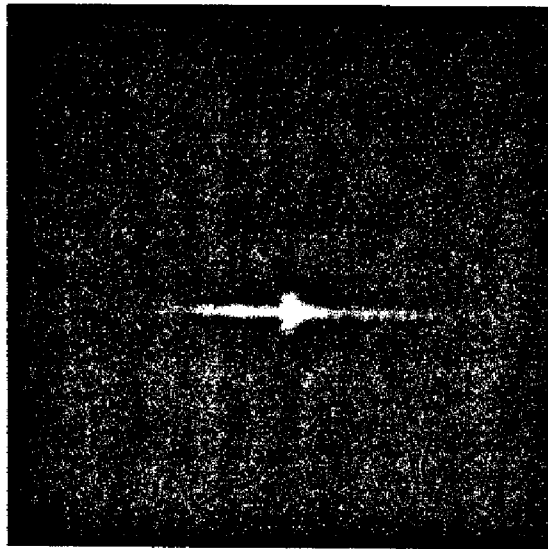


Figure 4.45 Champ proche en sortie de l'interféromètre à $1.3 \mu\text{m}$

4.4.3 Mesures électriques

4.4.3.1 Caractéristique courant-tension

La Figure 4.46 représente le tracé de la caractéristique statique courant-tension $I(V)$ du modulateur. Elle correspond bien à ce que l'on attend d'une structure Métal-Isolant-Semiconducteur avec une tenue en inverse importante de près de 40 V et une tension de seuil en direct de 0.6 V. Le composant étant conçu pour fonctionner en régime inverse, une large plage d'excursion en tension est donc accessible pour l'application d'un signal électrique de modulation à ses bornes.

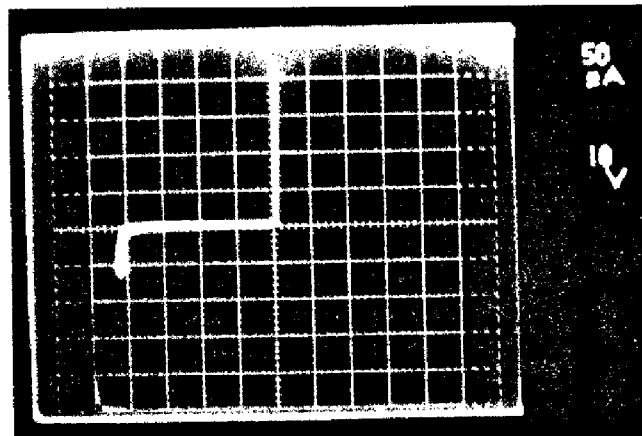


Figure 4.46 Caractéristique statique $I(V)$

4.4.3.2 Fonction de transfert, tension demi-onde

Nous avons effectué la mesure de la tension demi-onde de ce modulateur électro-optique encore plus simplement que dans le cas du modulateur à guide ruban biréfringent (cf. §3.4.5.2). L'échantillon est placé entre polariseurs parallèles afin de ne considérer que le mode TE guidé dans l'interféromètre. Les variations de l'intensité transmise par l'échantillon lorsqu'une tension alternative est appliquée à ses bornes sont détectées par un photodétecteur connecté à un amplificateur dont la tension de sortie est envoyée sur la voie Y d'un oscilloscope dont la voie X est reliée au générateur BF délivrant le signal appliqué au modulateur. Le signal observé sur l'oscilloscope en mode X-Y correspond donc à la fonction de transfert électro-optique du

modulateur. La Figure 4.47 représente cette fonction de transfert, obtenue par application d'un signal triangulaire négatif d'amplitude crête à crête de 20 V.

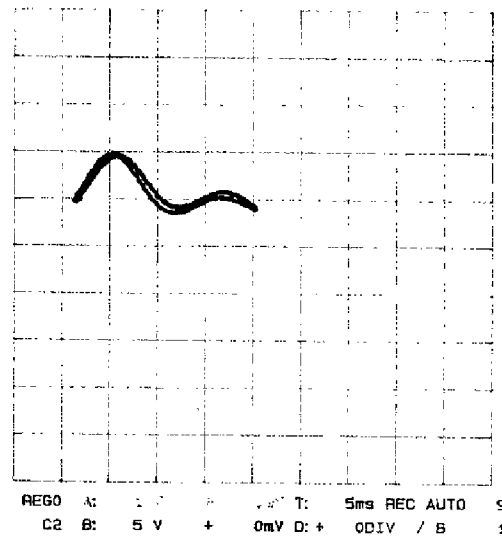


Figure 4.47 Fonction de transfert électro-optique du modulateur

La différence de tension existant entre deux extrema de cette fonction de transfert correspond à la tension demi-onde (définie par l'expression (3.61) au paragraphe 3.4.5.2), $V_{\pi} = 6.25$ V. L'indice effectif du mode fondamental TE est de 3.403 à la longueur d'onde de $1.3 \mu\text{m}$, le coefficient électro-optique r_{41} est considéré comme valant $-1.43 \cdot 10^{-12}$ m/V ; la zone isolante ayant une épaisseur de $2.5 \mu\text{m}$ et les électrodes une longueur de $9600 \mu\text{m}$, l'expression (3.61) donne $V_{\pi} = 6.98$ V en supposant un recouvrement $\eta = 0.86$ (moyenne quadratique des deux facteurs de confinement du ruban). L'écart entre les valeurs mesurée et théorique est donc de 10% et peut s'expliquer par un meilleur facteur de recouvrement entre les champs optique et électrique de 0.96.

Nous n'avons effectué aucune caractérisation hyperfréquence sur ce composant. La structure de ces électrodes étant cependant identique à celle du modulateur biréfringent et la nature des couches diélectriques étant également similaire on peut supposer que la bande passante de l'interféromètre est du même ordre que celle du modulateur biréfringent soit 600 MHz.

4.4.4 Modulation de cohérence

Ces expériences ont été réalisées au Laboratoire d'Optique P.-M. Duffieux de Besançon.

Nous avons caractérisé l'interféromètre de Mach-Zehnder déséquilibré en tant que modulateur de cohérence en utilisant comme source à spectre large la même Diode SuperLuminescente de longueur d'onde centrale $\lambda_0 = 1.285 \mu\text{m}$ que pour le modulateur biréfringent. Rappelons que sa longueur de cohérence est de $36 \mu\text{m}$ et correspond à une largeur spectrale de 46 nm .

La Figure 4.48 présente l'analyse spectrale du faisceau transmis par l'interféromètre. Il s'agit, comme prévu, d'un spectre cannelé dont l'intervalle spectral libre fournit le retard optique de groupe D_0 introduit. L'intervalle mesuré est de 16 nm ce qui correspond à un retard de groupe de $103.201 \mu\text{m}$. Nos calculs avec une différence de longueur des deux bras de l'interféromètre valant $28.8 \mu\text{m}$ et un indice de groupe de 3.544 indiquaient un retard de groupe de 102.067 soit 1% d'écart avec la valeur mesurée. Notre composant introduit donc un retard optique trois fois supérieur à la longueur de cohérence de la source et remplit parfaitement les conditions de fonctionnement de la modulation de cohérence.

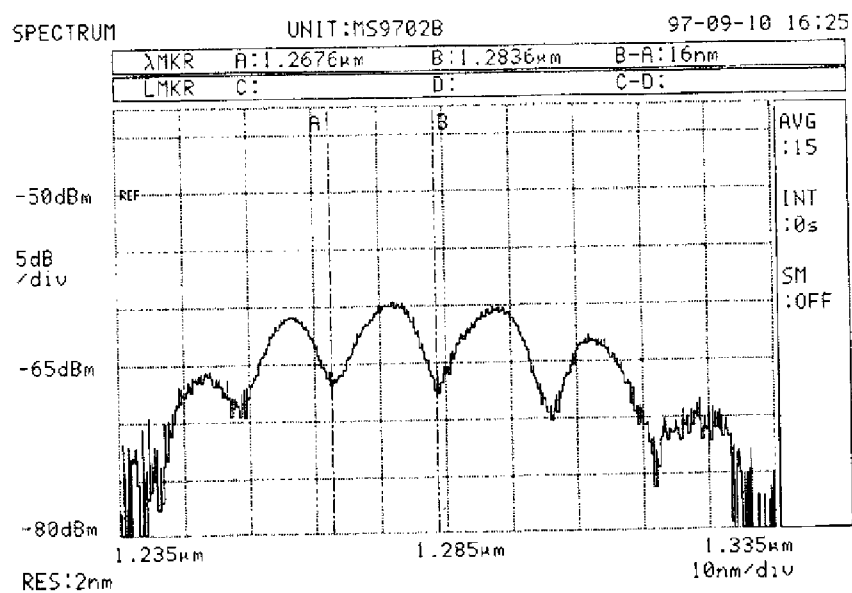


Figure 4.48 Spectre cannelé transmis par le modulateur de cohérence

Le composant fonctionnant dans une zone de transparence présente de faibles pertes, inférieures à 1 dB.cm^{-1} . La mesure du contraste du spectre de l'intensité transmise nous permet de déterminer la différence ΔP_L existant entre les pertes dans les deux bras de l'interféromètre

déséquilibré [1]. Le contraste de 10 dB mesuré sur la Figure 4.48 correspond à une différence de 5.7 dB entre les pertes du bras courbé et du bras rectiligne (cf. expression (3.64), p.139).

Nous avons appliqué un signal triangulaire négatif, d'amplitude crête à crête de 25 V et de fréquence 1 kHz, aux électrodes de notre interféromètre utilisé comme modulateur de cohérence. Le module de décodage, composé d'un interféromètre de Mach-Zehnder déséquilibré réalisé en LiNbO₃, introduit un retard optique de 90 μm quasiment identique à celui du modulateur. Le dispositif expérimental est représenté schématiquement sur la Figure 4.49.

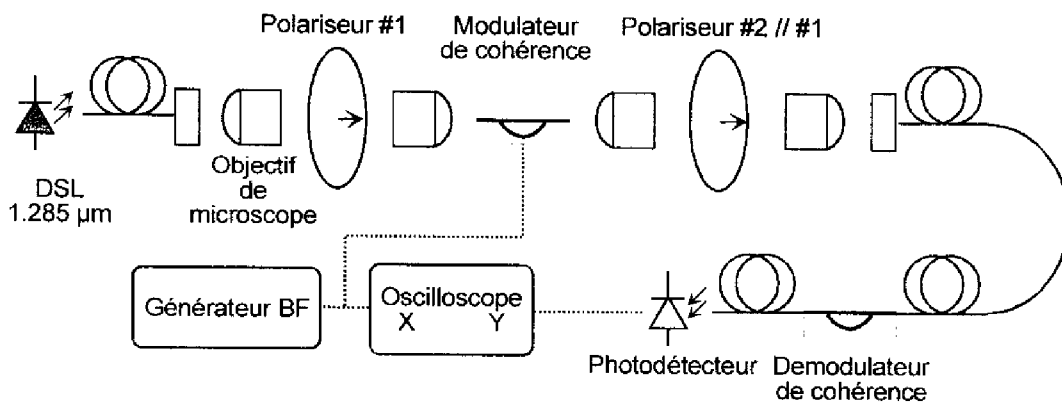


Figure 4.49 Schéma du système expérimental de modulation de cohérence

La modulation d'intensité détectée en sortie du démodulateur (cf. §3.4.6) est représentée Figure 4.50 ; il s'agit de la fonction de transfert de la modulation. L'axe vertical est en effet proportionnel à l'intensité détectée en sortie du démodulateur tandis que l'axe horizontal est proportionnel au signal de commande appliqué au modulateur. La tension demi-onde V_{π} vaut 6 V ce qui indique un très bon facteur de recouvrement entre champs optique et électrique (0.95). Les tensions correspondant au maximum et minimum de tension permettent de plus la détermination du contraste de modulation selon l'expression (3.66) que nous avons vue au paragraphe 3.4.6 (p.141). Du fait des pertes dans le démodulateur (10 dB) et dans toute la chaîne de transmission en sortie du modulateur, le peu d'intensité disponible en sortie du démodulateur rend très difficile la mesure du contraste que l'on peut estimer à 0.25.

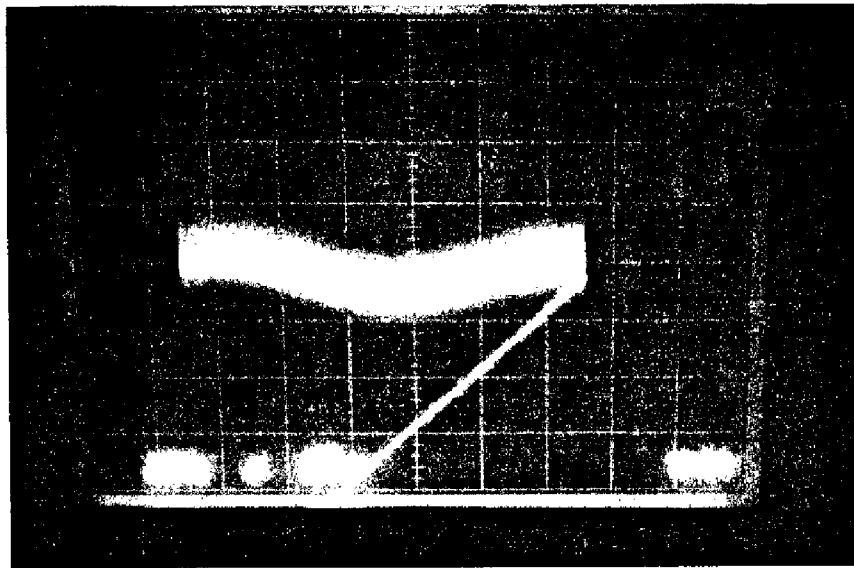


Figure 4.50 Fonction de transfert du modulateur

Cependant la différence $\delta = 13 \mu\text{m}$ existant entre les retards optiques statiques introduits par le modulateur et le démodulateur réduit le contraste d'un facteur $\exp\left(-\frac{\pi^2 \delta^2}{4 L_c^2}\right) = 0.725$. Cela signifie que le contraste réel du modulateur de cohérence est de 0.34 à comparer à 0.5, optimum de la modulation de cohérence, et à 0.39, contraste du modulateur de cohérence à base de guide biréfringent présenté au chapitre précédent.

Nous avons donc conçu et réalisé un second modulateur de cohérence intégré en AlGaAs/GaAs dont le fonctionnement est basé sur l'introduction d'un retard optique important entre les faisceaux propagés dans les deux bras d'un interféromètre de Mach-Zehnder déséquilibré géométriquement par allongement d'un des bras. L'allongement d'environ $30 \mu\text{m}$, réalisé par courbure d'un des deux bras, se traduit par un retard optique d'environ $100 \mu\text{m}$, plus important que la longueur de cohérence d'une DSL à $1.285 \mu\text{m}$. Ce modulateur à faibles pertes présente un assez bon contraste de 34% (soit 68% du contraste idéal) et fonctionne avec une faible tension de commande de 6 V. Un tel modulateur peut fonctionner comme module de codage et décodage dans les systèmes de transmission sur fibre optique par multiplexage de cohérence présentés au chapitre 1.

Références bibliographiques

- [1] Hauden J., H. Porte et J.-P. Goedgebuer, "*Quasi-Polarization-Independent Mach-Zehnder Coherence Modulator/Demodulator Integrated in Z-Propagating Lithium Niobate*", IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. **30**, no. 10, pp. 2325-2331 (1994)
- [2] Zappe H.P., "*Introduction to semiconductor integrated optics*", Artech House, Boston (1995)
- [3] Marcatili E.A.J., "*Bends in Optical Dielectric Guides*", Bell System Technical Journal, vol., pp. 2103-2132 (1969)
- [4] Marcuse D., "*Bending Losses of the Asymmetric Slab Waveguide*", Bell System Technical Journal, vol. **50**, no. 8, pp. 2551-2563 (1971)
- [5] Deri R.J., E. Kapon et L.M. Schiavone, "*Bend Losses in GaAs/AlGaAs Optical Waveguides*", Electronics Letters, vol. **23**, no. 16, pp. 845-847 (1987)
- [6] Deri R.J., A. Shaher, E. Colas, R.N. Thurston, W.J. Tomlinson, et al., "*Single-mode semiconductor optical waveguides with large dimensions suitable for compact bend applications*", Applied Physics Letters, vol. **57**, no. 23, pp. 2396-2398 (1990)
- [7] Buchmann P., H. Kaufmann, H. Melchior et G. Guekos, "*Broadband Y-branch electro-optic GaAs waveguide interferometer for 1.3 μm* ", Applied Physics Letters, vol. **46**, no. 5, pp. 462-464 (1985)
- [8] Hu M.H., J.Z. Huang, R. Scarmozzino, M. Levy et R.M.Osgood, "*Tunable Mach-Zehnder Polarization Splitter Using Height-Tapered Y-Branched*", IEEE Photonics Technology Letters, vol. **9**, no. 6, pp. 773-775 (1997)
- [9] Deri R.J., A. Yi-Yan, R.J. Hawkins et M. Seto, "*GaAs/AlGaAs integrated-optic wavelength demultiplexer*", Optics Letters, vol. **13**, no. 11, pp. 1047-1049 (1988)
- [10] Neumann E.G., "*Curved dielectric optical waveguides with reduced transition losses*", IEE Proceedings-Optoelectronics, vol. **129**, no. 5, pp. 278-280 (1982)
- [11] Izutsu M., Y. Nakai et T. Sueta, "*Operation mechanism of the single-mode optical-waveguide Y junction*", Optics Letters, vol. **7**, no. 3, pp. 136-138 (1982)
- [12] Burns W.K. et A.F. Milton, "*Waveguide Transitions and Junctions*" in "*Guided-Wave Optoelectronics*", T. Tamir (Ed.), 2ème Edition, Springer-Verlag, Berlin (1990)
- [13] Sasaki H. et N. Mikoshiba, "*Normalised power transmission in single mode optical branching waveguides*", Electronics Letters, vol. **17**, no. 3, pp. 136-138 (1981)
- [14] Rolland C., D.M. Adams, D. Yevick et B. Hermansson, "*Optimization of Strongly Guiding Semiconductor Rib Waveguide Y-Junctions*", IEEE Photonics Technology Letters, vol. **2**, no. 6, pp. 404-406 (1990)
- [15] Chan H.P., S.Y. Cheng et P.S. Chung, "*Low-Loss Wide-Angle Symmetric Y-Branch Waveguide*", Electronics Letters, vol. **32**, no. 7, pp. 652-654 (1996)

- [16] Hanaizumi O., M. Miyagi et S. Kawakami, "*Wide Y-Junctions with Low Losses in Three-Dimensional Dielectric Optical Waveguides*", IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. **21**, no. 2, pp. 168-173 (1985)
- [17] Hu M.H., J.Z. Huang, R. Scarmozzino, M. Levy et R.M. Osgood, "*A Low-Loss and Compact Waveguide Y-Branch Using Refractive-Index Tapering*", IEEE Photonics Technology Letters, vol. **9**, no. 2, pp. 203-205 (1997)
- [18] Takuma Y., M. Miyagi et S. Kawakami, "*Bent asymmetric dielectric slab waveguides : a detailed analysis*", Applied Optics, vol. **20**, no. 13, pp. 2291-2298 (1981)
- [19] Rolland C., G. Mak, K.E. Fox, D.M. Adams, A.J. Springthorpe, et al., "*Analysis of Strongly Guiding Rib Waveguide S-Bends: Theory and Experiment*", Electronics Letters, vol. **25**, no. 18, pp. 1256-1257 (1989)
- [20] Baets R. et P.E. Lagasse, "*Loss calculation and design of arbitrarily curved integrated-optic waveguides*", Journal of the Optical Society of America, vol. **73**, no. 2, pp. 177-182 (1983)
- [21] Lerner L., "*Minimum bending loss interconnection for integrated optics waveguides*", Electronics Letters, vol. **29**, no. 9, pp. 733-735 (1993)
- [22] Geshiro M. et S. Sawa, "*A Method for Diminishing Total Transmission Losses in Curved Dielectric Optical Waveguides*", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. **29**, no. 11, pp. 1182-1187 (1981)
- [23] Yamauchi J., M. Ikegaya et H. Nakano, "*Analysis of bent asymmetric slab waveguides by the beam propagation method*", Optical Communications, vol. **79**, no. 5, pp. 291-294 (1990)
- [24] Yamauchi J., S. Kikuchi, T. Hirooka et H. Nakano, "*Beam-Propagation Analysis of Bent Step-Index Slab Waveguides*", Electronics Letters, vol. **26**, no. 12, pp. 822-824 (1990)
- [25] Majd M., B. Schüppert et K. Petermann, "*90° S-Bends in Ti:LiNbO₃ Waveguides with Low Losses*", IEEE Photonics Technology Letters, vol. **5**, no. 7, pp. 806-808 (1993)
- [26] Feit M.D. et J.A. Fleck, "*Light propagation in graded-index optical fibers*", Applied Optics, vol. **17**, no. 24, pp. 3990-3998 (1978)
- [27] Van Roey J., J. Van Der Donk et P.E. Lagasse, "*Beam-propagation method: analysis and assessment*", Journal of the Optical Society of America, vol. **71**, no. 7, pp. 803-810 (1981)
- [28] Chung Y. et N. Dagli, "*Explicit Finite Difference Beam Propagation Method: Application to Semiconductor Rib Waveguide Y-Junction Analysis*", Electronics Letters, vol. **26**, no. 11, pp. 711-713 (1990)
- [29] Chung Y. et N. Dagli, "*An Assessment of Finite Difference Beam Propagation Method*", IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. **26**, no. 8, pp. 1335-1339 (1990)
- [30] Scarmozzino R. et R.M. Osgood, "*Comparison of finite-difference and Fourier-transform solutions of the parabolic wave equation with emphasis on integrated-optics applications*", Journal of the Optical Society of America, vol. **8**, no. 5, pp. 724-731 (1991)
- [31] Yevick D. et M. Glasner, "*Analysis of forward wide-angle light propagation in semiconductor rib waveguides and integrated optics structures*", Electronics Letters, vol. **25**, no. 23 + 25, pp. 1611-1613 + 1747 (1989)

- [32] Tervonen A., "*Computer-aided design system for optical waveguide devices*", Optical Engineering, vol. **34**, no. 9, pp. 2543-2550 (1995)
- [33] Lascaux P. et R. Théodor, "*Analyse numérique matricielle appliquée à l'art de l'ingénieur*", Masson, Paris (1993)
- [34] Accornero R., M. Artiglia, G. Coppa, P. DiVita, G. Lapenza, et al., "*Finite Difference Methods for the Analysis of Integrated Optical Waveguides*", Electronics Letters, vol. **26**, no. 23, pp. 1959-1960 (1990)
- [35] Hadley G.R., "*Transparent Boundary Condition for the Beam Propagation Method*", IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. **28**, no. 1, pp. 363-370 (1992)
- [36] Nolting H.P. et R. März, "*Results of Benchmark Tests for Different Numerical BPM Algorithms*", Journal of Lightwave Technology, vol. **13**, no. 2, pp. 216-224 (1995)
- [37] Hoekstra H.J.W.M., G.J.M. Krijnen et P.V. Lambeck, "*New formulation of the BPM based on the slowly varying envelope approximation*", Optical Communications, vol. **97**, pp. 303-310 (1993)
- [38] Heiblum M. et J.H. Harris, "*Analysis of Curved Optical Waveguides by Conformal Transformation*", IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. **11**, no. 2, pp. 75-83 (1975)
- [39] Saijonmaa J. et D. Yevick, "*Beam-propagation analysis of loss in bent optical waveguides and fibers*", Journal of the Optical Society of America, vol. **73**, no. 12, pp. 1785-1791 (1983)
- [40] Seo C. et J.C. Chen, "*Low Transition Losses in Bent Rib Waveguides*", Journal of Lightwave Technology, vol. **14**, no. 10, pp. 2255-2259 (1996)

Conclusion, Perspectives

Le travail présenté dans ce mémoire a été effectué dans le cadre du Groupement de Recherche "Microsystèmes" du Centre National de la Recherche Scientifique. Il a porté sur l'étude et la réalisation des premiers composants d'optique intégrée sur semiconducteurs III-V destinés à fonctionner comme composants actifs d'un réseau de communication par multiplexage de cohérence.

Dans le **premier chapitre** nous avons exposé le principe de la modulation de cohérence. Cette technique de codage et transmission de l'information par voie optique repose sur l'introduction de retards optiques importants (supérieurs à la longueur de cohérence des sources à spectre large employées) dans des composants optiques fonctionnant sur un principe interférométrique. Cette méthode de modulation permet la transmission simultanée de nombreux signaux multiplexés, chaque signal étant imprimé sur la voie optique par un modulateur introduisant un retard optique distinct. Le démultiplexage et la démodulation sont assurés par un ensemble de composants, disposés en parallèle, de même nature que les modulateurs. Chaque voie est décodée par un démodulateur introduisant le même retard optique que le modulateur ayant permis de la coder.

Nous avons ensuite présenté les différents dispositifs optiques, massifs ou intégrés en Niobate de Lithium, ayant à ce jour été développés pour la modulation et le multiplexage de cohérence. Dans le cadre du thème "Interfaçage de multiplexage de cohérence d'un réseau de capteurs" du GdR "Microsystèmes" a été défini le cahier des charges d'un démonstrateur de réseau de multicapteurs. Notre participation à cette étude a consisté en la réalisation des premiers modulateurs de cohérence en optique intégrée sur semiconducteurs III-V.

Le **deuxième chapitre** constitue une introduction à l'optique intégrée sur semiconducteurs. Nous y rappelons les propriétés optiques, diélectriques et électro-optiques des semiconducteurs III-V et leur intérêt pour l'optoélectronique. Nous rappelons également les principes de base de la conception de guides d'onde optique rubans, éléments de base des circuits d'optique intégrée. Nous exposons enfin les principales étapes technologiques de

réalisation de ces composants, depuis la croissance par Epitaxie par Jets Moléculaires jusqu'au microcablage par soudure thermosonique par écrasement.

Le **troisième chapitre** porte sur le modulateur de cohérence à base de guide biréfringent que nous avons réalisé. Ce composant fonctionne comme un interféromètre à polarisation. Il introduit un retard optique important par projection d'un faisceau polarisé à 45° en deux composantes TE et TM se propageant ensuite à des vitesses de groupe différentes. Les semiconducteurs III-V, au contraire du Niobate de Lithium, n'étant pas naturellement biréfringents, nous avons utilisé une propriété des empilements de couches minces pour créer une structure artificiellement biréfringente. Les conditions aux limites différentes affrontées par les composantes TE et TM du champ électromagnétique aux interfaces entre couches de nature différente dans une telle structure se traduisent en effet par l'apparition d'une biréfringence de forme. Nous avons démontré qu'une simple structure multicouche ne guide cependant pas les modes TE et TM avec la même qualité et tend à rayonner le mode TM vers le substrat. Nous avons résolu ce problème par la conception d'une structure originale permettant de guider dans un coeur multicouche les modes fondamentaux TE et TM avec un fort confinement et une biréfringence valant 0.02 (0.01 pour le Quartz, 0.08 pour LiNbO_3) [1], [2]. Nous avons ensuite inclus cette structure guidante dans un guide d'onde optique ruban à profil W permettant d'en améliorer le confinement à des fins de modulation électro-optique [3]. Le modulateur à guide ruban biréfringent ainsi réalisé a été caractérisé en tant que modulateur de cohérence. Il introduit un retard optique de $20 \mu\text{m}$ par mm de propagation, retard modulable avec une tension demi-onde de 7.5 V, un contraste de 0.39 (soit 80% du contraste optimal de 0.5) et une bande passante de 600 MHz [4]. Ce modulateur de cohérence présente donc des performances en tout point comparables à celles de son homologue réalisé en LiNbO_3 comme on peut le constater sur le Tableau C.1.

Une faiblesse de ce modulateur de cohérence biréfringent est sa sensibilité aux fluctuations de polarisation. Ce composant doit en effet, pour fonctionner, être associé à des polariseurs placés en entrée comme en sortie, afin de projeter le faisceau sur les deux composantes TE et TM puis le recombinaison après propagation dans le guide biréfringent. Le bilan de puissance de la liaison et, par suite, la longueur de cette dernière s'en trouvent donc

réduits et cette sensibilité à la polarisation nécessite de contrôler ce paramètre aussi bien en émission qu'en réception afin de maintenir les performances de la liaison. De plus le retard optique généré dépend de la longueur du guide biréfringent : la réalisation de composants introduisant des retards différents suppose donc leur découpe à des longueurs différentes avec une bonne précision.

Le modulateur de cohérence à base d'interféromètre de Mach-Zehnder déséquilibré, objet du **quatrième chapitre**, résout en grande partie ces différents problèmes. Il s'agit en effet d'un interféromètre à deux ondes qui introduit un retard optique important par séparation du faisceau incident en deux parties qui se propagent ensuite dans deux bras de longueur différente avant d'être recombinaés. Le retard optique généré dépend donc de la géométrie du système qui est elle-même définie par les masques de photolithographie permettant la réalisation du composant ce qui assure une excellente précision et une grande reproductibilité. Le déséquilibre géométrique de l'interféromètre est assuré par l'utilisation d'un bras rectiligne et d'un bras courbe de longueur supérieure à celle du premier. Les guides d'onde optique courbes présentant des pertes par transition avec les guides droits et des pertes par courbure, nous avons choisi de réaliser, par une étape supplémentaire de gravure, des tranchées à l'extérieur des parties courbes. Ces tranchées permettent, par diminution de l'indice effectif hors des zones courbées, de réduire les pertes dans ces structures courbes. Afin de déterminer la profondeur de surgravure à réaliser nous avons effectué une simulation des différents éléments de l'interféromètre, puis du composant complet, par la méthode des faisceaux propagés (BPM). Nous avons utilisé pour ce faire un programme basé sur un algorithme de résolution par schéma aux différences finies et la méthode des conditions aux limites de transparence. L'interféromètre de Mach-Zehnder déséquilibré (de 30 μm) ainsi réalisé a été caractérisé en tant que modulateur de cohérence. Il introduit un retard optique de 100 μm pour 18 mm de long, retard modulable avec une tension demi-onde de 6 V, un contraste de 0.34 (soit 68% du contraste optimal de 0.5) et une bande passante estimée à 600 MHz. Ce modulateur de cohérence présente donc lui aussi des performances tout à fait comparables, voire meilleures (notamment en ce qui concerne la tension demi-onde), à celles de son homologue réalisé en LiNbO_3 qui sont récapitulées sur le Tableau C.1.

	Modulateur biréfringent	Modulateur biréfringent	Mach-Zehnder déséquilibré	Mach-Zehnder déséquilibré
Substrat	LiNbO ₃	GaAs	LiNbO ₃	GaAs
Séparation de l'onde	Projection TE, TM	Projection TE, TM	1 ^{ère} Jonction Y	1 ^{ère} Jonction Y
Origine du retard optique	Biréfringence du composant	Biréfringence du composant	Déséquilibre géométrique	Déséquilibre géométrique
Modulation du retard	Effet électro-optique	Effet électro-optique	Effet électro-optique	Effet électro-optique
Recombinaison de l'onde	Polariseur	Polariseur	2 ^{ème} Jonction Y	2 ^{ème} Jonction Y
Nombre de composants	3	3	1	1
Longueur	20 mm	11 mm	20 mm	18 mm
Valeur du retard optique	80 μm/mm	20 μm/mm	110 μm	100 μm
Tension de commande	6.8 V	7.5 V	15.8 V	6 V
Contraste	0.42	0.39	0.33	0.34
Bande passante	650 MHz	600 MHz	500 MHz	600 MHz

Tableau C.1 Comparaison des modulateurs de cohérence présentés dans ce mémoire avec leurs homologues en LiNbO₃

Nous avons donc conçu, réalisé et testé les premiers composants d'optique intégrée en semiconducteurs III-V réalisant la fonction de modulation de cohérence avec les performances visées, comparables à celles obtenues en Niobate de Lithium. Il est donc désormais possible d'envisager l'intégration monolithique de multiplexeurs de cohérence ainsi que de sources et de détecteurs sur un même substrat de GaAs.

Lors de cette étude nous avons mis en œuvre des concepts et techniques - originaux tels que notre structure biréfringente ou au niveau de l'état de l'art actuel tels que la FD-BPM - pour concevoir et simuler des composants d'optique intégrée. Nous avons fabriqué les composants ainsi conçus par des technologies de pointe de la microélectronique III-V : croissance par Epitaxie par Jets Moléculaires, gravure ionique réactive (RIE) notamment. Nous avons de plus conçu et réalisé des montages expérimentaux complexes permettant la

caractérisation aussi bien optique qu'électrique de nos composants. L'ensemble de ces résultats montre notre capacité à concevoir, fabriquer et mettre en œuvre des composants d'optique intégrée en semiconducteurs III-V réalisant une fonction complexe.

Au delà de l'application considérée dans ce manuscrit, les fonctionnalités de ces structures peuvent être employées dans d'autres systèmes optoélectroniques. Le guide d'onde optique biréfringent que nous avons développé présente en effet, par définition, des propriétés dépendant de la polarisation et peut donc assurer une fonction de polariseur intégré [5], [6], de séparateur de polarisations [7], [8] ou encore de convertisseur de polarisation accordable électriquement [9]. Les propriétés polarisantes de ce composant étant de plus dépendantes de la longueur d'onde, il peut être utilisé comme étage de démultiplexage dans les systèmes de transmission multiplexés en longueur d'onde (WDM) [10]. Dans ce même domaine d'application, les interféromètres de Mach-Zehnder déséquilibrés, tels qu'ils sont décrits dans ce manuscrit, peuvent se comporter comme des filtres spectraux accordables. Nous avons vu en effet que la densité spectrale en sortie de ces composants présente une allure de spectre cannelé dont la position des pics de transmission est modifiable par application d'une tension électrique. Ils peuvent donc être utilisés dans les systèmes de transmission multiplexés en longueur d'onde pour mélanger ou séparer des longueurs d'onde très proches les unes des autres. De tels multiplexeurs/démultiplexeurs ont été réalisés sur substrat de Silicium [11]-[13], de Verre [14], [15], d'Arséniure de Gallium [16], [17] ou de Phosphure d'Indium [18]. Un filtre en longueur d'onde accordable et extrêmement sélectif peut de plus être obtenu par association en série de plusieurs interféromètres déséquilibrés introduisant des retards optiques différents [19].

Références bibliographiques

- [1] Khalfallah S., R. Legros et A. Muñoz-Yagüe, "Guide d'onde optique plan monomode et très biréfringent en GaAs/GaAlAs". Communication orale, 15^{èmes} Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG'95), Palaiseau (France), 6-11 Novembre 1995, 3 p. (1995)
- [2] Khalfallah S., R. Legros et A. Muñoz-Yagüe, "Highly Birefringent and Monomode GaAlAs-GaAs Planar Optical Waveguide", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 8, no. 2, pp. 233-235 (1996)
- [3] Khalfallah S., P. Dubreuil, R. Legros, C. Fontaine et A. Muñoz-Yagüe, "Guide d'onde optique ruban monomode et très biréfringent en GaAs/GaAlAs", Communication par affiche, 6^{èmes} Journées Nationales de Microélectronique et Optoélectronique III-V, Chantilly (France), 29-31 Janvier 1997, 3 p. (1997)
- [4] Khalfallah S., P. Dubreuil, L. Escotte, R. Legros, C. Fontaine, A. Muñoz-Yagüe, B. Beche et H. Porte, "Modulateur de cohérence intégré en AlGaAs/GaAs", Communication orale, 17^{èmes} Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG'97), Saint Etienne (France), 3-5 Novembre 1997, 3 p. (1997)
- [5] Asakawa S. et Y. Kokubun, "ARROW-B Type Polarizer Utilizing Birefringence in multilayer Stripe Lateral Confinement", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 7, no. 1, pp. 38-40 (1995)
- [6] Kokubun Y. et S. Asakawa, "ARROW-Type Polarizer Utilizing Form Birefringence in Multilayer First Cladding", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 5, no. 12, pp. 1418-1420 (1993)
- [7] Hayakawa T., S. Asakawa et Y. Kokubun, "ARROW-B Type Polarization Splitter with Asymmetric Y-Branch Fabricated by a Self-Alignment Process", Journal of Lightwave Technology, vol. 15, no. 7, pp. 1165-1170 (1997)
- [8] Ghirardi F., J. Brandon, M. Carre, A. Bruno, L. Menigaux, et al., "Polarization Splitter Based on Modal Birefringence in InP/InGaAsP Optical Waveguides", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 5, no. 9, pp. 1047-1049 (1993)
- [9] Heismann F. et R.C. Alferness, "Wavelength-Tunable Electrooptic Polarization Conversion in Birefringent Waveguides", IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 24, no. 1, pp. 83-93 (1988)
- [10] Pietralunga S., F. Brevario, M. Martinelli et D. DiRocco, "Calcite Frequency Splitter for Dense WDM Transmitter", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 8, no. 12, pp. 1659-1661 (1996)
- [11] Inoue K., N. Takato, H. Toba et M. Kawachi, "A Four Channel Optical Multi/Demultiplexer for 5-GHz Spaced Optical FDM Transmission", Journal of Lightwave Technology, vol. 6, no. 2, pp. 339-345 (1988)
- [12] Hibino Y., T. Kitagawa, K.O. Hill, F. Bilodeau, B. Malo, et al., "Wavelength Division Multiplexer with Photoinduced Bragg Gratings Fabricated in a Planar-Lightwave-Circuit-Type Asymmetric Mach-Zehnder Interferometer on Si", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 8, no. 1, pp. 84-86 (1996)
- [13] Okamoto K., K. Takiguchi et Y. Ohmori, "Eight-Channel Flat Spectral Response Arrayed-Waveguide Multiplexer with Asymmetrical Mach-Zehnder Filters", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 8, no. 3, pp. 373-375 (1996)

- [14] Lefebvre P., S. Honkanen et S. Iraj Najafi, "*Nonsymmetrical potassium ion-exchanged Mach-Zehnder interferometers in glass*", Optical Communications, vol. **96**, no. 1, pp. 36-40 (1993)
- [15] Tervonen A., S. Honkanen et S. Iraj Najafi, "*Analysis of symmetric directional couplers and asymmetric Mach-Zehnder interferometers as 1.30 and 1.55 μm dual-wavelength demultiplexers/multiplexers*", Optical Engineering, vol. **32**, no. 9, pp. 2083-2091 (1993)
- [16] Deri R.J., A. Yi-Yan, R.J. Hawkins et M. Seto. "*GaAs/AlGaAs integrated-optic wavelength demultiplexer*", Optics Letters, vol. **13**, no. 11, pp. 1047-1049 (1988)
- [17] Yi-Yan A., R.J. Deri, M. Seto et R.J. Hawkins, "*GaAs/GaAlAs Asymmetric Mach-Zehnder Demultiplexer with Reduced Polarization Dependence*", IEEE Photonics Technology Letters, vol. **1**, no. 4, pp. 83-85 (1989)
- [18] Walker R.G., J. Urquhart, I. Bennion et A.C.Carter, "*1.3/1.53 μm Mach-Zehnder wavelength duplexers for integrated optoelectronic transceiver modules*", IEE Proceedings-Optoelectronics, vol. **137J**, no. 1, pp. 33-38 (1990)
- [19] Wooten E.L., R.L. Stone, E.W. Miles et E.M. Bradley, "*Rapidly Tunable Narrowband Wavelength Filter Using LiNbO₃ Unbalanced Mach-Zehnder Interferometers*", Journal of Lightwave Technology, vol. **14**, no. 11, pp. 2530-2536 (1996)

Modulateurs de Cohérence en Optique Intégrée sur Semiconducteurs III-V : Guide Biréfringent et Interféromètre de Mach-Zehnder

RESUME :

Cette étude porte sur la conception, la réalisation et la caractérisation de modulateurs de cohérence intégrés sur substrats semiconducteurs III-V. Nous expliquons tout d'abord le principe de la modulation de cohérence, technique particulière de codage optique appliquée à la transmission et au multiplexage de signaux, qui repose sur l'introduction dans un interféromètre à deux ondes d'un retard optique supérieur à la longueur de cohérence de la source optique. Nous avons réalisé un premier modulateur de cohérence, interféromètre à polarisation à base de guide d'onde optique ruban fortement biréfringent. Les semiconducteurs III-V n'étant pas biréfringents nous avons développé une structure originale permettant le guidage des seuls modes fondamentaux TE_0 et TM_0 avec une forte biréfringence de forme résultant de l'empilement de nombreuses couches de GaAlAs de faible épaisseur. Les deux modes présentent en sortie du guide une différence de chemin optique de $230 \mu\text{m}$, modulable par effet électro-optique et supérieure à la longueur de cohérence d'une diode superluminescente à $1.3 \mu\text{m}$. Nous avons ensuite réalisé un second modulateur sous la forme d'un interféromètre de Mach-Zehnder fortement déséquilibré. Cet interféromètre à deux ondes entièrement intégré en GaAlAs/GaAs introduit un retard optique de $100 \mu\text{m}$, par différence de longueur de ses bras. Afin de minimiser les pertes dans cette structure de géométrie complexe nous avons gravé des tranchées situées à l'extérieur des zones courbées. Cette solution a été choisie après simulation du dispositif par la méthode des faisceaux propagés (BPM). Les performances du composant sont comparables à celles du précédent. Nous avons donc réalisé les premiers modulateurs de cohérence intégrés en semiconducteurs III-V qui ouvrent la voie à de nouvelles applications en filtrage, contrôle de polarisation... dans les réseaux de télécommunications optiques.

MOTS CLEFS : Modulation de Cohérence, Modulateur électro-optique, Biréfringence de forme, Interféromètre de Mach-Zehnder, Semiconducteurs III-V, Méthode des faisceaux propagés (BPM)

Coherence Modulators in III-V Semiconductors Integrated Optics: Birefringent Waveguide and Mach-Zehnder Interferometer

ABSTRACT:

This study deals with the design, fabrication and characterization of coherence modulators integrated on III-V compound semiconductor substrates. We first explain the principle of coherence modulation, a technique of optical coding applied to the transmission and multiplexing of signals, based on the introduction in a two-waves interferometer of an optical path delay larger than the coherence length of the optical source. We have fabricated a first coherence modulator, a polarisation interferometer based on a highly birefringent ridge optical waveguide. Since III-V compound semiconductors are not birefringent we have developed an original structure which guides the sole fundamental modes TE_0 and TM_0 with a high form birefringence resulting from the stacking of several thin AlGaAs layers. At the waveguide output the two modes present an optical path difference of $230 \mu\text{m}$ which can be modulated by electro-optic effect and is greater than the coherence length of a $1.3 \mu\text{m}$ superluminescent diode. Next we fabricated a second modulator in the form of a highly unbalanced Mach-Zehnder interferometer. This two-waves interferometer is completely integrated in AlGaAs/GaAs and introduces an optical path delay of $100 \mu\text{m}$ due to the length difference between its two arms. In order to minimize the losses in this complex structure we etched trenches located at the outside of the bend parts. This solution was chosen after simulation of the device by the beam propagation method (BPM). The performances of the device are comparable to those of the former one. We thus fabricated the first coherence modulators integrated in III-V compound semiconductors which open the way to new applications in wavelength filtering, polarization control... in optical telecommunications networks.

KEYWORDS: Coherence Modulation, Electrooptic Modulator, Form Birefringence, Mach-Zehnder Interferometer, III-V Compound Semiconductors, Beam Propagation Method (BPM).