



HAL
open science

Mise au point d'un duplexeur pompe/signal à base de guides segmentés en optique intégrée sur verre

Daide Bucci

► **To cite this version:**

Daide Bucci. Mise au point d'un duplexeur pompe/signal à base de guides segmentés en optique intégrée sur verre. Optique / photonique. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 2006. Français. NNT: . tel-00133672

HAL Id: tel-00133672

<https://theses.hal.science/tel-00133672>

Submitted on 27 Feb 2007

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.

THESE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'INP Grenoble

Spécialité : **Optique et Radiofréquences**

Préparée à l'*Institut de Microélectronique, Electromagnétisme et Photonique*
dans le cadre de l'*Ecole Doctorale Electronique, Electrotechnique, Automatisme et Traitement du Signal*

présentée et soutenue publiquement

par

Davide BUCCI

le 4 décembre 2006

**MISE AU POINT D'UN DUPLEXEUR POMPE/SIGNAL
À BASE DE GUIDES SEGMENTÉS EN OPTIQUE
INTÉGRÉE SUR VERRE**

Directeurs de thèse : **Dr. Jean-Emmanuel BROQUIN**
Dr. Elise GHIBAUDO

JURY

Pr. Smaïl TEDJINI
Pr. Jean-Louis COUTAZ
Pr. Gilles LERONDEL
Dr. Jean-Emmanuel BROQUIN
Dr. Elise GHIBAUDO

Président
Rapporteur
Rapporteur
Directeur de thèse
Codirecteur de thèse

A ma famille

«Les collines, sous l'avion, creusaient déjà leur sillage d'ombre dans l'or du soir.»,
Antoine de Saint-Exupéry, Vol de nuit

*«E volta nostra poppa nel mattino,
de' remi facemmo ali al folle volo»*,
Dante, Inferno XXVI

Remerciements

Tout d'abord, je tiens à remercier M. Francis Balestra, directeur de l'IMEP, qui m'a accueilli au sein de son laboratoire pendant ces dernières trois années et demi.

Je veux exprimer ma gratitude à M. Smail Tedjini, qui a gentiment accepté de présider mon jury de soutenance ; à M. Jean-Louis Coutaz et à M. Gilles Lerondel qui ont accepté de rapporter sur mon travail.

Je veux adresser mes remerciements les plus sincères à mes deux directeurs de thèse, Jean-Emmanuel Broquin et Elise Ghibaudo. Leur dynamisme, leur rigueur scientifique et leur disponibilité envers moi ont été une source d'inspiration, un modèle et un réel support dans le développement des travaux de cette thèse.

Je tiens à remercier aussi M. Pierre Lemaître-Auger, mon tuteur pédagogique à l'ESI-SAR de Valence, pour les conseils, le soutien et la confiance dont il m'a gratifié pendant les trois ans de monitorat passés dans cette école.

Durant ces trois années, j'ai eu le plaisir de partager mon bureau (à l'ancien site EN-SERG et ensuite sur Minatec) avec des personnes extraordinaires et dynamiques. Je veux commencer par remercier Florent Gardillou, qui a été pour moi un excellent «thésard aîné», toujours disponible pour m'assister dans une mesure et m'apprendre des expressions «sanglantes», même s'il n'appréciait pas forcément mes aigus. . .

Je veux aussi exprimer ma profonde gratitude envers Jérôme Grelin, pour ses fréquents coups de main (qu'il s'agissait de suivre un processus de salle blanche ou de me prêter son ordinateur) et nos discussions quotidiennes sur la jonction Y et les processus d'échange d'ions. Merci à Rafael Salas, qui a su supporter stoïquement les fréquentes provocations de ses collègues de bureau et qui a néanmoins continué à fournir son précieux guacamole

en de nombreuses occasions.

Je tiens à remercier aussi Stephane Gluck et je lui souhaite beaucoup de chance (comme son nom indique) pour le démarrage de son activité industrielle.

De même, je veux exprimer ma gratitude envers Luiz Poffo, pour nos discussions techniques ou non, qu'il s'agisse de mesurer la polarisation dans un guide échangé ou de construire un horloge à Nixie.

Pendant les années passées à l'IMEP, j'ai eu la chance de rencontrer beaucoup de personnes très agréables. Ainsi, je remercie Lionel Bastard pour les discussions fréquentes sur l'échange d'ions, le C++ et pour sa bonne humeur quotidienne. Merci aussi à Guy Vitrant pour sa disponibilité et les discussions sur la modélisation des processus de diffusion.

Je veux ensuite remercier toute l'équipe des actuels et anciens thésards de l'IMEP : Yannis, Kien, Alexandre, Moncef, Adam, René, Khalil, Maxime, Bruno, Quentin, Darine, Karine et tous les autres.

Un merci à Brigitte pour m'avoir permis de sauver un certain nombre de Mac d'époque de la récolte différenciée. Un SE/30 est en pleine forme actuellement et lui est très reconnaissant.

Merci à Anne Vilcot, Pierre Saguet, Béatrice Cabon, Jean-Daniel Arnould et Florence Podevin pour leurs précieux conseils sur l'enseignement et la recherche.

Je veux adresser un remerciement très chaleureux à l'équipe technique du groupe Photonique de l'IMEP, constituée d'Aude Bouchard et de Gregory Grosa. Tout deux ont été des interlocuteurs efficaces et toujours disponibles, qu'il s'agisse de dimensionner un entonnoir en verre ou de trouver une procédure d'étalonnage des fours.

Ces années grenobloises ont été pour moi pleines d'expériences et de rencontres avec des personnes merveilleuses. Je veux commencer par remercier ici mes ex-colocataires. Emanuele en particulier a su me supporter pendant plus que quatre ans, même si à un certain point j'avais un certain nombre d'oscilloscopes sous mon lit, Michele, Luca (avec Benedetta), Andrea.

Je remercie beaucoup Anna pour l'amitié et le soutien continu pendant ces années entre Grenoble et Cortina, pour ses conseils fraternels et pour l'hospitalité inconditionnelle

durant la fin de cette thèse. Merci à Salvatore pour sa bonne humeur et ses conseils sur les vins. Merci aussi à Romano pour les fréquentes discussions sur la musique à l'ordinateur. Un merci aussi à Paola : eh, bien, oui.

Merci à Lucie, Paolo, Roberta pour la bonne humeur quotidienne, les balades, les discussions, les sorties en ski de fond. . .

Enfin, je veux remercier ma famille, qui m'a toujours soutenu pendant cette thèse. Ma mère Maria Antonietta, mon père Lauder, ma grand-mère Carla, mes oncles Franco e Mariarosa, mon cousin Marco. *Non avrei potuto ottenere questo risultato senza il vostro affetto ed il vostro aiuto. Grazie.*

Table des matières

Introduction	1
1 Intégration de fonctions en optique intégrée sur verre	4
1.1 Introduction	4
1.2 Rappels sur la propagation guidée	5
1.3 Revue des principales technologies utilisées en optique intégrée	13
1.3.1 Technologies à base de semiconducteurs III-V	13
1.3.2 Technologies à base de silicium	14
1.3.3 Technologies à base de LiNbO_3	17
1.3.4 Technologies à base de substrat de verre	18
1.4 Echange d'ions sur verre	20
1.4.1 La structure d'un verre d'oxydes	20
1.4.2 Principe de l'échange d'ions	21
1.4.3 Théorie de l'échange d'ions	23
1.4.4 Limites du modèle de diffusion	28
1.4.5 Réalisation de composants par échange d'ions	31
1.4.6 Dispositifs passifs réalisés par échange d'ions	32
1.4.7 Dispositifs actifs réalisés par échange d'ions	34
1.4.8 Hybridation de fonctions actives et passives	37
1.5 Objectifs de ce travail	40
1.6 Conclusion	41

2	Etat de l'art et étude d'un multiplexeur adapté à l'intégration hybride	42
2.1	Introduction	42
2.2	Multiplexeurs existants	43
2.2.1	Les multiplexeurs interférentiels	45
2.2.2	Les multiplexeurs non resonants	50
2.3	Choix d'une configuration	53
2.4	Etude théorique de la jonction Y asymétrique	54
2.4.1	Analyse de la jonction parfaitement adiabatique	54
2.4.2	Modes dans une superstructure formée par deux guides parallèles	55
2.4.3	Distribution du champ dans les branches de sortie de la jonction	61
2.4.4	Jonction Y asymétrique et démultiplexage	62
2.4.5	Validation du modèle et application au démultiplexage	65
2.5	Simulation du comportement et étude des tolérances de fabrication	70
2.5.1	La technique de simulation BPM	70
2.5.2	Dimensionnement de la jonction	72
2.5.3	Contraintes sur la modicité du guide d'accès	77
2.5.4	Influence d'un désalignement des masques	79
2.6	Jonctions Y asymétriques réalisées par une seule étape de photolithographie	81
2.7	Conclusion	82
 3	 Étude et réalisation de guides segmentés par échange d'ions sur verre	 83
3.1	Introduction	83
3.2	Guides segmentés et effet de moyennage	84
3.3	Analyse du comportement par BPM 2D des guides segmentés	87
3.3.1	Conditions de simulation des guides segmentés	87
3.3.2	Comparaison entre un guide segmenté et un guide continu	87
3.3.3	Pertes dans les guides segmentés	92
3.4	Réalisation expérimentale de guides segmentés en surface	97
3.4.1	Réalisation et caractérisation de guides d'ondes segmentés en surface	98
3.4.2	Vérification de la loi de moyennage	103

3.4.3	Une application de la segmentation : réalisation d'un polariseur . . .	108
3.5	Réalisation de guides segmentés enterrés	109
3.6	Conclusion	113
4	Réalisation d'un multiplexeur avec une jonction Y segmentée	114
4.1	Introduction	114
4.2	Dimensionnement d'une jonction Y à guide segmenté	115
4.2.1	Utilisation d'un guide segmenté dans une jonction Y asymétrique . .	115
4.3	Etude expérimentale des jonctions Y asymétriques segmentées	122
4.3.1	Réalisation d'un masque avec des motifs de test	122
4.3.2	Réalisation de composants enterrés	125
4.3.3	Réalisation de composants en surface du verre	128
4.3.4	Bilan de la première étude expérimentale	130
4.4	Mise au point d'un dispositif optimisé	132
4.4.1	Amélioration du dimensionnement des dispositifs	132
4.4.2	Réalisation expérimentale des composants optimisés	136
4.4.3	Réalisation d'un échantillon à faibles pertes	142
4.5	Perspectives	145
4.6	Conclusion	150
Conclusion		152
A Liste des publications reliées à ce travail		155

Introduction

Le développement de l'optique intégrée a été motivé par ses avantages intrinsèques en terme de stabilité, d'auto-alignement des fonctions et de réduction de l'encombrement [1]. Ces avantages, comparables à ceux de la microélectronique sont en effet un atout précieux pour le traitement des signaux optiques dans des domaines tels que les capteurs ou les télécommunications.

Parmi les dispositifs passifs développés en optique intégrée, on peut par exemple citer des diviseurs de puissance ou des multiplexeurs en longueurs d'onde[2, 3, 4]. Les avancées réalisées sur la qualité des matériaux et des guides d'onde optiques ont également permis la réalisation des premières fonctions intégrées actives telles que des amplificateurs ou des lasers[5, 6, 7, 8]. Cependant, contrairement aux circuits intégrés électroniques, fortement basés sur la filière CMOS, l'optique intégrée n'est pas dominée par une seule technologie. Les matériaux et les substrats employés en effet dépendent fortement de la fonction réalisée.

Suivant les mêmes tendances que la microélectronique, l'optique intégrée cherche désormais à placer le maximum de fonctions dans le minimum d'espace. Deux voies sont actuellement suivies pour atteindre ce but. La première tend tout d'abord à réduire la taille nominale de chaque fonction, la deuxième consiste à hybrider des matériaux et des fonctions sur une même plaque optique.

La variété des matériaux employés en optique intégrée est actuellement une des principales difficultés qui freine les travaux sur l'intégration. Dans ce contexte, l'optique intégrée sur verre a un rôle essentiel à jouer. Les propriétés du substrat et les faibles pertes par propagation des guides d'onde font de cette technologie un excellent candidat pour l'hybridation. De plus, la technologie de l'échange d'ions sur verre telle que développée à l'IMEP

est particulièrement adaptée pour réaliser le couplage de guides d'onde avec les fibres optiques.

Ce travail de thèse s'inscrit donc dans une démarche d'intégration monolithique de fonctions lancée à l'IMEP depuis quelques années. S'appuyant sur les compétences du laboratoire dans le domaine des composants intégrés pour les télécommunications optiques, une activité de recherche est ainsi dédiée à l'intégration d'une chaîne d'amplification composée d'un guide d'onde actif et d'un duplexeur pompe/signal. Les premiers résultats obtenus ont démontré l'intérêt d'une structure hybride amplificatrice composée d'un guide d'onde réalisé par échange d'ions dans un substrat passif et sur lequel est reportée par collage moléculaire une couche de verre dopé[9, 10]. Une telle configuration a pour intérêt de limiter les zones actives à des couches reportées à la surface, tandis que le substrat peut être dédié à des fonctions passives. Cette approche permet de définir des interactions localisées des guides d'onde de surface avec les zones actives reportées, tandis que les fonctions passives peuvent être enterrées sous la surface du verre afin de les protéger et de faciliter le couplage avec les fibres optiques.

Dans ce travail, nous proposons donc d'étudier et de réaliser un duplexeur pompe/signal compatible avec les exigences d'intégration d'une structure hybride amplificatrice.

Le signal à amplifier se situe dans la troisième fenêtre des télécommunications, entre les longueurs d'onde 1500 nm et 1600 nm. Il doit être multiplexé avec le signal à la longueur d'onde $\lambda = 980$ nm correspondant à la longueur d'onde de pompe pour un dopage à l'erbium. Une grande bande spectrale dans la troisième fenêtre des télécommunications est requise pour permettre l'utilisation de la technique de multiplexage en longueur d'onde (Dense Wavelength Division Multiplexing, DWDM), car tous les canaux de la bande spectrale sont à multiplexer et ensuite amplifier en même temps.

Ce manuscrit est organisé autour de quatre chapitres. Dans le premier chapitre, nous rappelons quelques éléments de la théorie des guides d'onde diélectriques. Les principales technologies actuellement disponibles seront présentées, pour ensuite nous focaliser sur les possibilités offertes par l'échange d'ions sur verre à l'IMEP et sur l'intérêt de réaliser un multiplexeur pompe/signal compatible avec une structure hybride.

Le deuxième chapitre est dédié à la présentation des différentes classes de multiplexeurs pompe/signal existantes et en particulier à l'étude théorique de la configuration choisie : la jonction Y asymétrique[11, 12]. Le principe de fonctionnement de la jonction Y asymétrique et le critère d'adiabaticité nécessaire à son fonctionnement sont traités en détail. Nous effectuons ensuite une étude de la sensibilité aux tolérances de fabrication de ce dispositif, qui nécessite deux niveaux de masquage. Pour réduire cette sensibilité technologique, nous choisissons alors de remplacer le bras de faible indice par un guide segmenté, tel que proposé par Weissman et al.[13].

Dans le chapitre 3, nous abordons l'étude des guides segmentés par échange d'ions sur verre. Dans un premier temps, les principales propriétés théoriques des guides segmentés sont analysées à l'aide de simulations par la méthode des faisceaux propagés. Dans un deuxième temps, nous décrivons la réalisation expérimentale et la caractérisation de guides segmentés obtenus par échange d'ions sur verre, en portant une attention particulière à la validation de l'effet de moyennage d'indice[14, 15]. Nous proposons alors une simple correction pour tenir compte des effets de diffusion dans la réalisation des guides segmentés par échange d'ions.

Le chapitre 4 est finalement dédié à l'étude des jonctions Y asymétriques possédant un bras segmenté, réalisées par échange d'ions argent/sodium sur verre par une seule étape de photolithographie. L'intérêt de l'emploi de cette structure comme multiplexeur pompe/signal est tout d'abord étudié à l'aide de la méthode des faisceaux propagés (BPM), pour ensuite passer aux réalisations expérimentales. Les résultats obtenus sur les premiers échantillons sont ensuite utilisés pour améliorer les modèles employés dans les simulations des jonctions Y asymétriques. Des composants dimensionnés à l'aide des modèles corrigés sont ensuite réalisés et caractérisés, afin d'en évaluer les performances de démultiplexage et en particulier l'isolation et les pertes par insertion obtenues. Ce chapitre s'achève sur les perspectives de ce travail, en particulier sur l'amélioration des performances du dispositif et sur son utilisation à côté d'une structure hybride.

Chapitre 1

Intégration de fonctions actives et passives en optique intégrée sur verre

1.1 Introduction

L'essor des télécommunications par voie optique est fortement lié à celui de l'optique intégrée. En effet, la conservation des débits d'information issus des fibres optiques nécessite un traitement «tout-optique» du signal[1].

L'optique intégrée s'est notamment appuyée sur les développements technologiques de la microélectronique, comme le procédés de photolithographie, gravure ou dépôt pour concevoir des dispositifs de traitement des signaux optiques. La réalisation de fonctions optiques intégrées telles que l'amplification ou le multiplexage est maintenant maîtrisée depuis une dizaine d'années. Suivant la même évolution que la microélectronique, l'objectif est désormais d'intégrer plusieurs fonctions optiques sur un seul substrat. Cependant, contrairement au cas de sa consœur, essentiellement basée sur le substrat en silicium et la filière CMOS, aucune technologie ne prédomine actuellement en optique intégrée. Des matériaux et solutions différentes sont en effet employés selon le type de fonctions réalisées.

L'enjeu actuel en optique intégrée réside donc dans la maîtrise de l'hybridation de matériaux et l'intégration de fonctions sur une même puce, afin d'associer les avantages de chaque technologie. Un tel saut technologique s'accompagne également de la mise au

point de fonctions d'interfaçage afin de relier les fibres optiques aux structures hybrides, en tenant compte des contraintes imposées par ces deux éléments.

Dans ce chapitre, une synthèse des avancées menées dans le domaine de l'intégration de fonctions actives et passives sera présentée. Dans ce but, quelques éléments sur la théorie de guidage seront tout d'abord rappelés. Ces rappels seront suivis par une présentation des technologies employées en optique intégrée et notamment l'échange d'ions sur verre. Les possibilités offertes par cette technologie pour la conception de fonctions actives, passives puis hybrides seront ensuite abordées. La réalisation d'un amplificateur hybride dans la troisième fenêtre des télécommunications ayant été démontré à l'IMEP, ce chapitre s'achèvera sur l'intérêt de développer le duplexeur pompe/signal associé.

1.2 Rappels sur la propagation guidée

L'élément de base de l'optique intégrée est le guide d'onde, dont la caractéristique principale est de faire propager la lumière dans une direction déterminée, en la confinant dans une région limitée de l'espace. Dans cette partie, le principe de la propagation du champ électromagnétique sera brièvement traité afin de mettre en évidence les phénomènes qui ont lieu au cours de la propagation[16, 17].

a) Traitement électromagnétique d'un guide d'onde plan

Le cas du guide plan décrit dans la Figure 1.1 constitue une première approche simple du principe de guidage de la lumière en ramenant la description du phénomène à deux dimensions $(0, x, z)$. Cette structure est formée par une couche transparente d'indice de réfraction n_c , comprise entre un substrat et un superstrat transparents, d'indices de réfraction respectifs $n_{\text{sub}} < n_c$ et $n_{\text{sup}} < n_c$. L'avantage de ce cas particulier est qu'il s'agit d'une structure où les calculs peuvent être effectués analytiquement, tout en mettant en évidence des phénomènes qui ont lieu également dans des structures guidantes plus complexes. Les équations de Maxwell dans un diélectrique homogène non chargé conduisent à une équation d'onde pour le champ électrique \vec{E} , si l'on suppose une variation harmonique

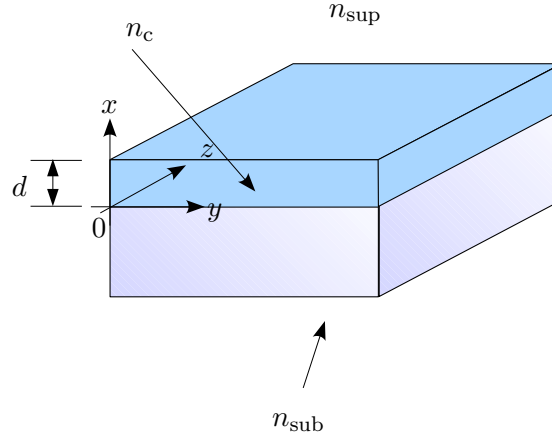


FIG. 1.1. Structure et géométrie d'un guide plan à saut d'indice.

du champ, de la forme :

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}) + \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 n(\vec{r})^2 \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad (1.1)$$

Où ω est la pulsation de l'onde, μ_0 et ϵ_0 la permittivité magnétique et la constante diélectrique du vide, $n(\vec{r})$ est l'indice de réfraction du milieu traversé par l'onde et \vec{r} un vecteur qui représente la position dans l'espace, par rapport à une origine fixée préalablement. La description du champ magnétique \vec{H} peut être obtenue à partir de celle du champ électrique \vec{E} , en utilisant l'équation du rotationnel :

$$\nabla \times \vec{E} = -j\omega \mu_0 \vec{H} \quad (1.2)$$

Pour un guide d'onde plan, quand on décompose les champs électromagnétiques sur les axes (x , y et z) et que l'on résout les équations (1.1) et (1.2), on s'aperçoit qu'il y a deux solutions indépendantes qui correspondent à deux types de polarisations différentes. Dans le premier cas, le vecteur champ électrique est parallèle aux interfaces et est décrit par la seule composante E_y (polarisation TE) ; dans le deuxième, c'est le champ magnétique qui l'est (polarisation TM) et qui est décrit par la composante H_y .

A l'interface entre deux milieux diélectriques, les équations de Maxwell imposent que les composantes tangentielles des champs \vec{E} et \vec{H} soient continues. Dans le cas de la polarisation TE, les composantes tangentielles non nulles sont E_y et H_z . Dans chacune des

régions du guide (substrat, coeur, superstrat), la forme générale du champ E_y est alors la suivante :

$$E_y(x,z) = [E_{1i} \exp(jk_{i,TE} x) + E_{2i} \exp(-jk_{i,TE} x)] \exp(-j\beta_{TE} z) \quad (1.3)$$

où les termes $k_{i,TE}$ ($i \in \{\text{sub,c,sup}\}$) sont les constantes de propagation transverses dans les trois milieux et β_{TE} la constante longitudinale. En substituant cette expression dans l'équation d'onde 1.1, on trouve la relation entre les constantes de propagation longitudinale β_{TE} et transversale $k_{i,TE}$:

$$k_{i,TE}^2 = k_0^2 n_{i,TE}^2 - \beta_{TE}^2 \quad (1.4)$$

où $k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ représente la constante de propagation d'une onde plane dans le vide. Aux interfaces, il faut imposer la continuité de la composante E_y , tandis que pour ce qui concerne la composante H_z , l'équation (1.2) permet de la calculer à partir de E_y :

$$H_z = \frac{j}{\omega \mu} \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (1.5)$$

La continuité de H_z est liée à la continuité du terme $\frac{1}{\mu} \frac{\partial E_y}{\partial x}$. La perméabilité magnétique μ étant constante et égale à μ_0 , la condition de continuité du champ H_z se traduit dans la continuité de la dérivée du champ E_y .

La condition de continuité TM impose la continuité des composantes H_y et E_z des champs électrique et magnétique, de façon duale au cas TE. La composante H_y a la forme :

$$H_y(x,z) = [H_{1i} \exp(jk_{i,TM} x) + H_{2i} \exp(-jk_{i,TM} x)] \exp(-j\beta_{TM} z) \quad (1.6)$$

La composante E_z peut être calculée à partir de H_y et imposer la continuité de E_z revient à imposer la continuité de $\frac{1}{\epsilon} \frac{\partial H_y}{\partial x}$. Les diélectriques ont des constantes diélectriques différentes ($n = \sqrt{\epsilon_r}$), ce qui fait en sorte que les conditions de continuité pour la polarisation TM ne sont pas les mêmes que pour le cas TE, ce qui donne lieu à une biréfringence de guidage, même si les matériaux qui composent le guide d'onde sont non biréfringents.

Les expressions (1.3) et (1.6) sont de type complexe, ce que veut dire que les solutions peuvent être de type oscillatoire (si $k_i = \alpha_i$ est réel) ou exponentielle (si $k_i = j\alpha_i$ est imaginaire). Comme la relation (1.4) entre les constantes de propagation dépend de l'indice de réfraction du milieu, on peut avoir des comportements différents dans les trois milieux.

Pour chaque polarisation, les équations (1.3) et (1.6) possèdent un total de six inconnues. L'application de la continuité des composantes tangentielles donne lieu à deux conditions par chaque interface, pour un total de quatre équations. Pour que la lumière soit effectivement confinée dans le guide plan, les termes du champ doivent être oscillatoires à l'intérieur du coeur du guide et en exponentielle décroissante dans le substrat et le superstrat. Cette considération physique impose que les termes correspondant à des exponentielles croissantes dans le substrat et dans le superstrat doivent être nuls, ce qui ramène le nombre d'inconnues exactement à quatre. Nous disposons donc d'un système de quatre équations avec quatre inconnues. La recherche d'un mode de propagation se présente comme un problème aux valeurs propres d'un système homogène (il n'y a pas de sources dans les guides). En imposant que le système soit singulier, on arrive à déterminer la relation entre la constante de propagation longitudinale, la longueur d'onde et les paramètres optogéométriques du guide. Cette relation est appelée équation de dispersion du guide d'onde plan :

$$2dk_0\sqrt{n_c - n_{\text{eff}}} - 2 \arctan \left[\left(\frac{n_c}{n_{\text{sub}}} \right)^\nu \sqrt{\frac{n_{\text{eff}}^2 - n_{\text{sub}}^2}{n_c^2 - n_{\text{eff}}^2}} \right] +$$

$$- 2 \arctan \left[\left(\frac{n_c}{n_{\text{sup}}} \right)^\nu \sqrt{\frac{n_{\text{eff}}^2 - n_{\text{sup}}^2}{n_c^2 - n_{\text{eff}}^2}} \right] = 2m\pi \quad (1.7)$$

où le terme n_{eff} représente l'*indice effectif* et est lié à la constante de propagation :

$$n_{\text{eff}} = \frac{\beta}{k_0} \quad (1.8)$$

et le terme m est un entier relatif. Le terme ν vaut 0 si l'on considère la polarisation TE ou 2 si la polarisation est TM.

À une longueur d'onde λ fixée, l'équation de dispersion pour le guide plan a un ensemble *fini et discret* de solutions, dites *modes de propagation*. Un mode guidé avec indice m entier est caractérisé par son indice effectif $n_{\text{eff},m}$ solution de l'équation de dispersion et représente une solution de champ qui maintient constante sa polarisation et son profil de champ ψ_m à toute les distances selon l'axe z du guide.

Les indices effectifs des modes guidés supportés par la structure se trouvent dans l'intervalle :

$$\max(n_{\text{sub}}, n_{\text{sup}}) < n_{\text{eff}} < n_c \quad (1.9)$$

Cette situation est représentée sur la Figure 1.2. Si la constante de propagation $k_0 n_{\text{eff}}$ est plus petite que $k_0 n_{\text{sub}}$ (dans la figure $n_{\text{sub}} > n_{\text{sup}}$), le champ n'est pas confiné dans la structure et le mode est rayonné. De même, une constante de propagation supérieure à $k_0 n_c$ donne lieu à une forme exponentielle du champ dans le coeur du guide et ne correspond pas à un confinement du champ. Pour qu'un mode soit guidé, sa constante de propagation $k_0 n_{\text{eff}}$ doit être comprise entre $k_0 n_{\text{sub}}$ et $k_0 n_c$.

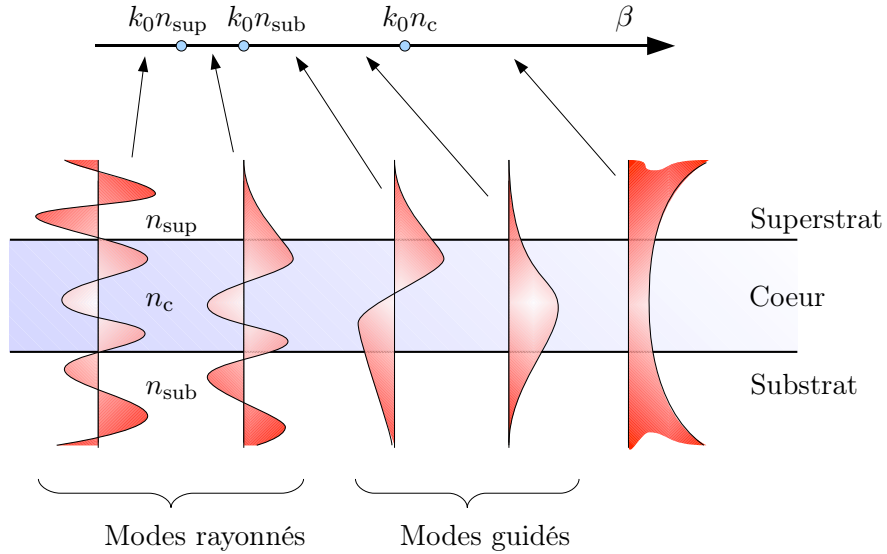


FIG. 1.2. Modes de propagation d'un guide plan, représentés pour $n_{\text{sub}} > n_{\text{sup}}$, d'après [18]

En considérant la polarisation TE, le champ E_y d'un mode de propagation peut s'écrire sous la forme suivante :

$$E_y = \begin{cases} \cos\left(\alpha_c \frac{d}{2} + \phi_m\right) \exp\left[-\alpha_{\text{sup}}\left(x - \frac{d}{2}\right)\right] e^{-j\beta z} & x > \frac{d}{2} \\ \cos(\alpha_c x + \phi_m) e^{-j\beta z} & |x| < \frac{d}{2} \\ \cos\left(-\alpha_c \frac{d}{2} + \phi_m\right) \exp\left[+\alpha_{\text{sub}}\left(x + \frac{d}{2}\right)\right] e^{-j\beta z} & x < -\frac{d}{2} \end{cases} \quad (1.10)$$

La relation entre les constantes de propagation transverse et longitudinale devient dans

les trois cas :

$$\alpha_c = \sqrt{k_0^2 n_c^2 - \beta^2} \quad (1.11)$$

$$\alpha_{\text{sub,sup}} = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_{\text{sub,sup}}^2} \quad (1.12)$$

tandis que l'angle ϕ_m est calculé à partir des conditions de continuité et vaut :

$$\phi_m = \arctan \frac{\alpha_{\text{sup}}}{\alpha_c} + m\pi - \alpha_c \frac{d}{2} \quad (1.13)$$

b) Propagation dans un guide canal

Le guide plan est une structure qui ne confine la lumière que selon une direction de l'espace. Pour pouvoir utiliser efficacement la lumière, il est cependant nécessaire de confiner le champ électromagnétique dans deux directions et ainsi de réaliser des fonctions complexes, impossibles à réaliser avec de simples guides plans.

Le guide canal, dont une représentation sous forme schématisée est visible en Figure 1.3, est basé sur le même principe de confinement que celui utilisé par les guides plans, mais appliqué aux deux directions orthogonales à la direction de propagation. Il y a plusieurs possibilités technologiques pour réaliser des guides canaux, qui donnent lieu à deux grandes familles de guides canaux :

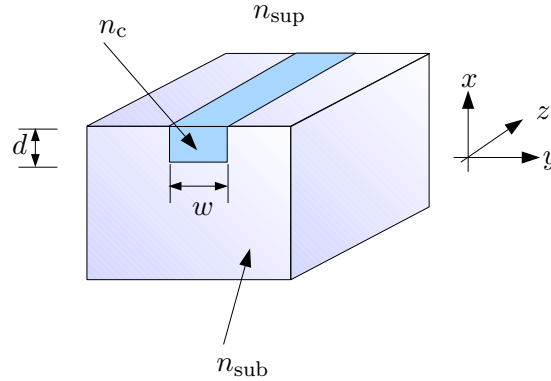


FIG. 1.3. Structure d'un guide canal

- Le premier cas est représenté à la Figure 1.4 par les guides dits «gravés», où des couches transparentes haut indice sont déposées sur un substrat avec un indice de

réfraction plus faible. Les couches sont ensuite gravées, sauf dans les zones définies par photolithographie.

- Le deuxième cas, montré en Figure 1.5, est constitué par les guides diffusés qui sont obtenus en faisant diffuser des dopants dans le substrat, ce qui crée une augmentation locale de l'indice de réfraction et qui permet le guidage.

Le traitement de la propagation dans un guide canal n'est pas simple, car pour être parfaitement rigoureux, il faut traiter toutes les composantes du champ par un traitement vectoriel complet. Une simplification considérable peut néanmoins être faite quand l'écart d'indice est faible (hypothèse dite de guidage faible), c'est à dire lorsque les conditions suivantes sont vérifiées :

$$\frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial x} \ll \beta \quad (1.14)$$

$$\frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial y} \ll \beta \quad (1.15)$$

Dans ce cas, le problème se réduit à la recherche des solutions de l'équation scalaire :

$$\nabla^2 \psi(x,y) + [\beta^2 - k_0^2 n^2(x,y)] \psi(x,y) = 0 \quad (1.16)$$

Où le terme ψ représente chacune des six composantes du champ électromagnétique guidé. La relation (1.16) représente un système aux valeurs propres, dont la résolution peut être effectuée avec des méthodes numériques à partir du profil d'indice $n(x,y)$ du guide d'onde pour obtenir la fonction propre qui décrit le mode guidé ψ et sa constante de propagation β . Comme dans le cas du guide plan, on montre qu'il existe un ensemble fini et discret de

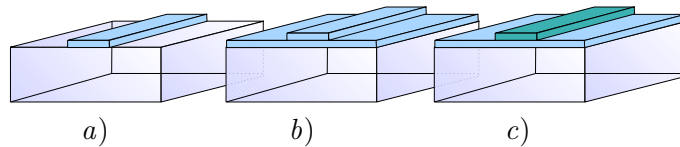


FIG. 1.4. Différents types de guides gravés : a) guide ruban, b) guide en arête, c) guide chargé.

modes guidés dans la structure.

Il existe une méthode approchée simple, qui permet d'appliquer l'analyse effectuée dans le cas du guide plan au guide canal. Il s'agit de la méthode de l'indice effectif[19].

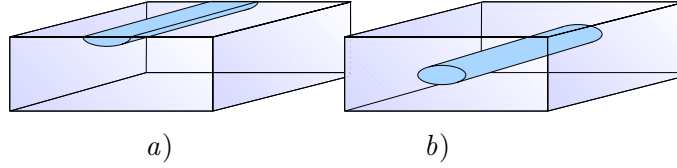


FIG. 1.5. Différents types de guides diffusés : a) guide en surface, b) guide enterré.

Elle consiste à considérer comme indépendants le confinement horizontal et vertical en appliquant la séparation des variables. Si les modes sont décrits par leur distribution du champ $\psi_{m,n}(x,y)$, on suppose alors qu'elle se peut décrire sous la forme :

$$\psi_{m,n}(x,y) = \xi_m(x)\zeta_n(y) \quad (1.17)$$

où les termes $\xi_m(x)$ et $\zeta_n(y)$ expriment séparément l'effet du confinement horizontal et vertical. Les deux cas peuvent donc être traités de façon indépendante, en utilisant le formalisme développé au cours de l'étude du guide plan. Même s'il s'agit d'une méthode approchée, cette technique permet de ramener le traitement d'une structure tridimensionnelle au cas bidimensionnel avec des avantages importants en termes de ressources de calcul nécessaires.

c) Exemples de fonctions en optique intégrée

Comme le montre la Figure 1.6, plusieurs guides d'onde canaux peuvent être associés pour former des configurations qui sont très utiles pour certaines applications. Des courbes formant un S peuvent par exemple être utilisées pour déplacer l'axe de propagation. Une jonction Y peut jouer le rôle d'un recombineur, d'un séparateur ou peut être utilisée comme multiplexeur/démultiplexeur. Deux jonctions Y tête-bêche peuvent former un interféromètre Mach-Zehnder. Deux guides d'ondes rapprochés peuvent s'échanger de la puissance et être utilisés comme un coupleur directionnel.

Les différentes configurations peuvent à leur tour être combinées, afin de réaliser des dispositifs plus complexes, tels que des capteurs de déplacement[21] ou de vitesse[22].

La possibilité de réaliser des fonctions optiques variées repose donc sur les possibilités offertes par les technologies de réalisation de guides d'onde dans un substrat transparent.

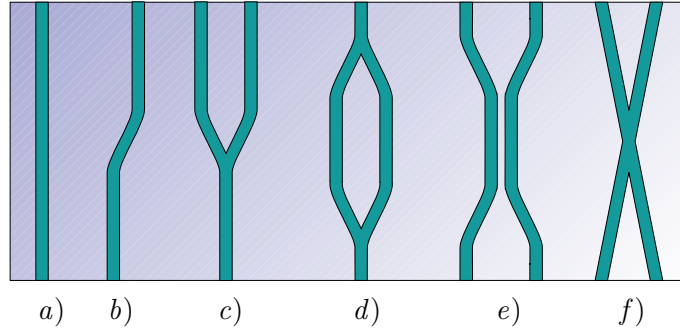


FIG. 1.6. Configurations formées par des guides d'onde, d'après [20] : a) guide canal droit, b) en S, c) jonction Y, d) Mach-Zehnder, e) coupleur directionnel, f) intersection.

Les prochains paragraphes sont donc dédiés à une revue des principales technologies utilisées aujourd'hui en optique intégrée.

1.3 Revue des principales technologies utilisées en optique intégrée

1.3.1 Technologies à base de semiconducteurs III-V

Les technologies basées sur les semiconducteur III-V sont constituées par des matériaux contenant des alliages d'éléments du groupe III et V du tableau périodique, déposés sur un substrat en GaAs ou InP. L'avantage de ces alliages est que l'on peut obtenir une bande interdite directe, dont la valeur peut être contrôlée en faisant varier les proportions des éléments, tout en gardant une bonne compatibilité de maille avec le substrat. Les guides d'onde sont obtenus en gravant l'empilement des couches pour obtenir une structure en ruban, arête ou chargée. Le fort contraste d'indice entre les semiconducteurs ($n \approx 3,5$) et l'air ($n = 1$) permet d'obtenir un fort confinement du champ dans les structures. L'application d'une couche de passivation peut diminuer l'influence des défauts de gravure, qui jouent néanmoins un rôle très important dans les pertes de propagation des guides d'onde réalisés. Le fait d'avoir une bande interdite directe rend les semiconducteurs III-V naturellement intéressants pour la réalisation de composants actifs et des sources (en particulier des lasers[5]). Un exemple typique est visible en Figure 1.7; il représente la

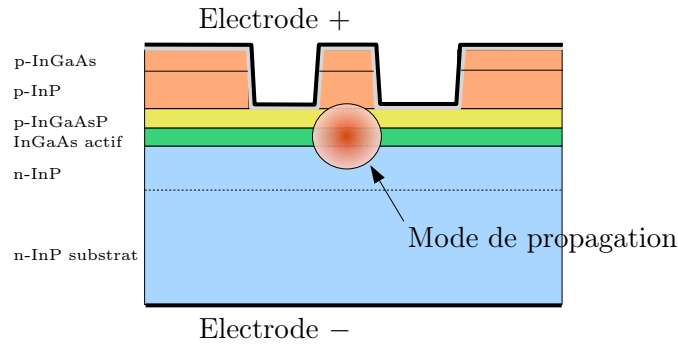


FIG. 1.7. Structure d'un laser sur substrat en InP, d'après [23]

structure d'un laser continu opérant à la longueur d'onde $\lambda = 1550$ nm[23]. Sur le substrat en InP, plusieurs couches forment une double hétérojonction qui permet en même temps de réaliser le confinement de la lumière et définir la région active, formée par une couche de InGaAsP. L'utilisation de ce matériau permet d'obtenir des transitions radiatives à $\lambda = 1550$ nm et de confiner verticalement le champ. Le confinement latéral est donné par le ruban qui charge la structure. Les technologies sur substrats III-V ont aussi été utilisées pour la réalisation d'amplificateurs, modulateurs à électro-absorption[24] et, plus récemment, pour réaliser des circuits passifs[25].

Un élément négatif de ces technologies est que la différence entre les indices de réfraction des semiconducteurs et de la silice entraîne généralement des pertes de Fresnel élevées lors du couplage avec les fibres optiques. Un autre aspect à considérer est que la forme des modes propagés sur les guides d'ondes est différente de celle propagée dans les fibres de silice, ce qui entraîne des pertes de couplage. Des couches anti-reflets et/ou l'utilisation de fibres lentillées permettent de réduire l'importance de ce problème, au détriment du coût et du temps nécessaires pour l'alignement et la connectivité.

1.3.2 Technologies à base de silicium

L'intérêt d'utiliser le silicium comme substrat pour l'optique intégrée vient du fait que ce matériau est bien maîtrisé car il constitue la base de la majorité des circuits intégrés en microélectronique. La valeur de sa bande interdite (1,12 eV) rend le silicium transparent

dans l'infrarouge à partir de la longueur d'onde $\lambda = 1,1 \mu\text{m}$. Pour réaliser des guides d'ondes dans le visible et aux longueurs d'onde inférieures à $\lambda = 1,1 \mu\text{m}$, il faut éviter que le substrat en silicium soit en contact avec le champ guidé. Une couche épaisse de silice est alors formée par oxydation du silicium ; la silice représente en fait le véritable substrat optique, car son épaisseur permet d'isoler complètement les guides d'ondes du silicium.

Pour réaliser les guides d'onde sur la couche en silice, plusieurs matériaux (déposés sous la forme d'une couche amorphe ensuite gravée) peuvent être utilisés, tels que la silice dopée germanium, le nitrure de silicium (Si_3N_4) ou l'oxynitrure de silicium (SiON). Cela permet la réalisation de guides passifs d'excellente qualité (avec des pertes inférieures à $0,1 \text{ dB/cm}$ [26]) et de composants très variés, comme des diviseurs de puissance ou des commutateurs thermo-optiques. Un exemple de composant réalisé en utilisant ces techniques est représenté par le phasar[26, 2], dont la structure est visible en Figure 1.8. Ce composant est utile comme multi/demultiplexeur pour plusieurs canaux sur des zones spectrales très étroites, dans le cadre des applications DWDM (Dense Wavelength Division Multiplexing). Le composant est formé par un guide d'accès qui débouche sur une zone de propagation libre qui sert à éclairer un réseau de guides d'ondes de longueurs différentes. En sortie du réseau de guides, la lumière n'a pas le même déphasage selon le guide et la longueur d'onde considérée. Dans la deuxième zone de propagation libre, les guides se comportent comme un réseau de sources dont la phase est contrôlée par le déphasage entraîné par le réseau de guides. Il est donc possible de dimensionner le composant pour qu'on obtienne des points de focalisation image à la fin de la deuxième zone de propagation libre dans des endroits différents pour chaque longueur d'onde et de collecter la lumière en plaçant un guide en vis à vis du point.

Pour ce qui concerne la réalisation de composants actifs utilisant des terres rares, la faible solubilité de ces éléments dans la matrice de silice pure en limite l'efficacité. Néanmoins, amplificateurs optiques et lasers intégrés ont été réalisés avec succès en utilisant avec cette filière technologique[27].

Plus récemment, en microélectronique, on a assisté à un très grand développement de la filière SOI (Silicon on Insulator), qui est basés sur une couche monocristalline de silicium,

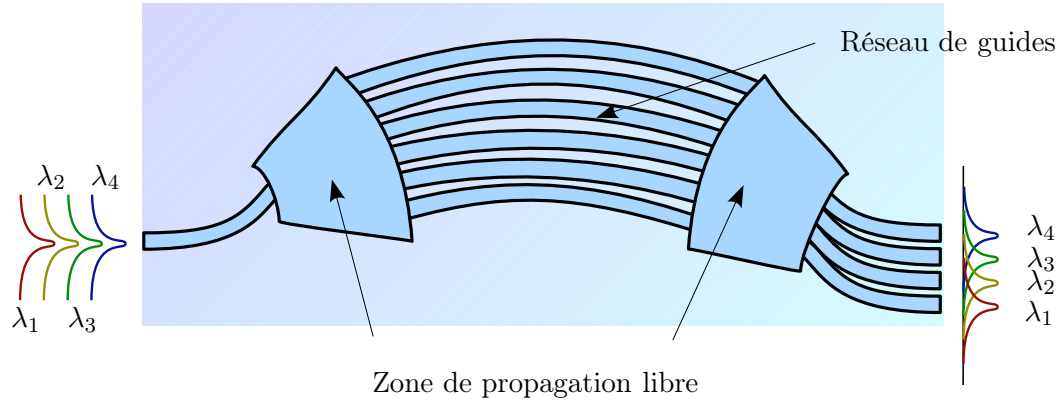


FIG. 1.8. Structure d'un phasar

séparée du substrat par une couche isolante épaisse (très fréquemment de la silice). En gravant le silicium superficiel, on peut créer des guides d'onde grâce à l'écart d'indice existant entre le silicium ($n \approx 3,5$) et la silice ($n \approx 1,5$). Ces guides[28] sont adaptés pour des longueurs d'onde dans l'infrarouge, pour lesquelles le silicium est parfaitement transparent.

Les deux principaux avantages de cette technologie sont les suivants : tout d'abord, cette technologie est compatible directement avec les filières SOI de fabrications des circuits CMOS ; ensuite, le grand contraste d'indice de réfraction entre le silicium et la silice permet d'obtenir un fort confinement et des composants très compacts, grâce aux faibles rayons de courbure autorisés. Cependant, ce dernier atout devient un problème quand il s'agit de coupler le composant avec une fibre optique, en raison de diamètres de mode très différents entre les guides SOI et les fibres optiques. Le fort confinement entraîne aussi une sensibilité accrue aux rugosités des flancs des guides. Les pertes de propagation restent donc de l'ordre de 0,4 dB/cm [29, 30]. Néanmoins, des composants passifs ont été fabriqués, tels que des phasars[31], des résonateurs et des filtres[32]. Des applications électro-optiques ou thermo-optiques ont aussi été présentées[33, 34]. Jusqu'à très récemment, le principal problème des guides d'onde en silicium était la difficulté d'obtenir des composants actifs, car le silicium est un semiconducteur à bande interdite indirecte qui présente donc une efficacité radiative

extrêmement faible. Des travaux de recherche récents ont toutefois montré la possibilité de contourner ce problème en utilisant par exemple l'amplification Raman, pour obtenir des sources laser pulsées[35] ou continues[8].

1.3.3 Technologies à base de LiNbO_3

Les technologies basées sur des substrats de niobate de lithium (LiNbO_3) jouent un rôle très important dans le panorama de l'optique intégrée. En effet, ce matériau a plusieurs propriétés qui le rendent précieux pour de nombreuses applications. Le niobate de lithium est transparent dans le domaine du visible, dans l'infrarouge proche et des monocristaux de très grande qualité sont disponibles commercialement. Les techniques les plus couramment utilisées pour réaliser des guides d'onde de bonne qualité en LiNbO_3 sont au nombre de deux. La première est la diffusion thermique d'atomes de titane dans le substrat, en utilisant comme source d'atomes un ruban de ce matériau déposé sur la surface de l'échantillon[36]. Les guides d'onde obtenus sont caractérisés par des faibles pertes de propagation ($< 0,1 \text{ dB/cm}$), avec un contraste d'indice de réfraction de l'ordre de $\Delta n \approx 0,01$. Une deuxième possibilité consiste à réaliser un échange de proton par voie chimique[37]. Pendant la réalisation, les ions de lithium de la matrice de LiNbO_3 sont échangés par des protons et ce processus donne lieu à des contraintes mécaniques qui entraînent une forte biréfringence et un seul état de polarisation est alors supporté. Plus récemment, d'autres types d'échange et d'implantation ionique[38] ont été utilisés avec succès pour réaliser des guides, mais leur applications restent pour l'instant peu répandues.

Les remarquables caractéristiques nonlinéaires, électro-optiques et acousto-optiques rendent le niobate de lithium très intéressant pour la réalisation de filtres accordables[39], la génération de seconde harmonique[40] ou la réalisation d'oscillateurs paramétriques. Plus récemment, on a assisté à la réalisation de dispositifs à cristaux photoniques sur ce substrat[41].

En Figure 1.9, on peut voir la structure d'un modulateur électro-optique réalisé sur un substrat en niobate de lithium[42]. Il s'agit d'un interféromètre de type Mach-Zehnder, où l'asymétrie des bras est obtenue par le champ appliqué par les électrodes. Ces dernières

sont disposés de façon à diriger le champ électrique selon l'axe z du cristal, qui présente le plus fort coefficient électro-optique.

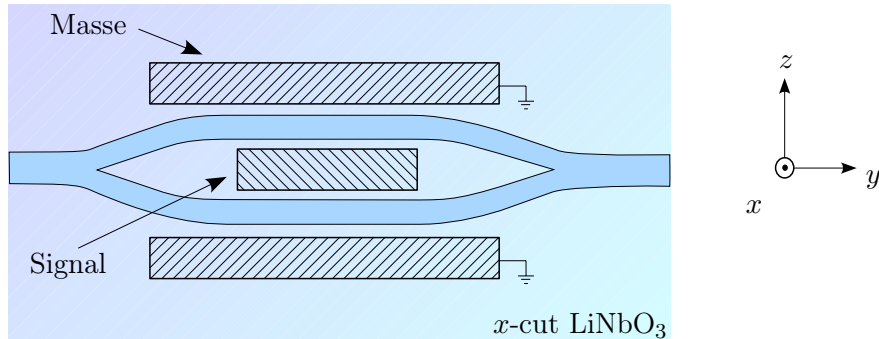


FIG. 1.9. Structure d'un modulateur dans un substrat en niobate de lithium dont la surface est orientée selon l'axe x du cristal.

Beaucoup d'études ont également été faites pour réaliser des amplificateurs optiques sur niobate de lithium[43, 44]. Un avantage considérable est la possibilité d'implanter ou faire diffuser localement les terres rares (notamment l'erbium), de telle sorte à rendre actif seulement des zones limitées du dispositif. Néanmoins, les dispositifs réalisés amplifient sur des bandes relativement étroites à cause du faible niveau de dégénérescence des niveaux d'énergie participant à l'amplification, dû au comportement des terres rares dans le cristal. De plus, le faible contraste d'indice obtenu avec les techniques de fabrication les plus répandues et la biréfringence intrinsèque au substrat entraînent des difficultés en termes de densité d'intégration et de réalisation de dispositifs insensibles à la polarisation.

1.3.4 Technologies à base de substrat de verre

L'utilisation du verre comme substrat optique est un choix motivé par la très bonne transparence qui peut être obtenue dans le visible et aux longueurs d'onde des télécommunications optiques. De plus, comme le verre est un matériau amorphe, on peut réaliser des composants qui dépendent très peu de la polarisation de la lumière, ce qui peut constituer un atout important par rapport aux technologies basées sur des substrats cristallins. Le verre est un matériau utilisé depuis très longtemps par l'homme et, même si le choix de sa composition est un travail extrêmement délicat, un impressionnant savoir-faire empirique

a été développé depuis des siècles par les verriers. On dispose de fait de substrats de très bonne qualité et adaptés aux besoins de l'optique intégrée.

L'utilisation de l'échange d'ions est une technique très ancienne qui consiste à faire diffuser à l'intérieur du verre des ions dopants qui en modifient les caractéristiques. Par exemple, cette technique a été utilisée pour colorer le verre des vitraux des cathédrales, en utilisant des métaux de transition. De même, l'étude des propriétés physiques du verre démontre que la résistance mécanique de ce dernier dépend très fortement de son état de surface. Ainsi, même une rayure très fine peut rendre l'ensemble du verre beaucoup plus fragile. C'est pourquoi l'échange d'ions a été utilisé à partir de 1913 (avec un processus dit de *trempe chimique*[45]) pour introduire des contraintes additionnelles à la surface du verre qui peuvent compenser l'effet des rayures. Même si l'augmentation d'indice de réfraction obtenue par ce processus avait été observée cinq ans après la mise en oeuvre de la trempe chimique, ce n'est qu'en 1972 que ce phénomène a été utilisé pour obtenir des guides d'ondes[46]. L'IMEP dispose maintenant d'une filière complète de réalisation de dispositifs d'optique intégrée en échange d'ions sur verre, qui comprend :

- une salle blanche de classe 100 qui comprend des bâtis de dépôt (pulvérisation cathodique et évaporation), ainsi que des machines de photolithographie
- des fours d'échange thermique et assisté par champ électrique.
- des outils de découpe et polissage des échantillons.
- un banc de réalisation de réseaux de Bragg par holographie.
- des salles de caractérisation optique des composants équipées pour effectuer des mesures de «m-lines», champ proche, analyse spectrale, mesure de pertes et amplification...

Nos travaux s'insèrent dans le contexte de cette technologie, qui sera donc détaillée dans la suite du chapitre.

1.4 Echange d'ions sur verre

1.4.1 La structure d'un verre d'oxydes

L'étude et la mise au point de la composition d'un verre est un travail très complexe. Si beaucoup de connaissances empiriques ont été accumulées depuis 4000 ans, le verre constitue encore aujourd'hui un domaine de recherche très actif. De manière générale, un verre est obtenu en faisant refroidir un mélange liquide à une vitesse élevée de manière à éviter les phénomènes de cristallisation et ainsi obtenir un solide amorphe. On s'intéresse dans notre cas aux verres d'oxydes, mais d'autres types de verre ont été fabriqués et sont actuellement utilisés.

Un verre d'oxyde est un matériau généralement composé de nombreuses espèces chimiques qui en déterminent les propriétés physiques à petite et grande échelle. Parmi les différents oxydes qui font partie de sa composition, on peut identifier trois grandes familles, selon les différentes énergies de liaison avec l'oxygène :

- *Les formateurs de réseau* : l'énergie de liaison est très élevée, ce qui permet à ces espèces chimiques de former un verre, même en absence d'autres composants. Le cas le plus fréquent, utilisé par l'homme depuis l'antiquité, est celui de la silice (SiO_2), qui donne lieu à la grande famille des verres silicates. Ils existent néanmoins d'autres types de formateurs de réseau qui jouent un rôle important dans l'optique intégrée actuelle, comme l'oxyde de phosphore (P_2O_5), qui donne lieu à la classe des verres phosphates.
- *Les oxydes intermédiaires* : ils ont une énergie de liaison moins élevée que celle des formateurs de réseau et contribuent de façon déterminante aux caractéristiques physiques du verre obtenu. En particulier, ils facilitent le traitement de la coulée et permettent d'améliorer les performances du produit fini. Des exemples classiques sont le Al_2O_3 , le PbO , le ZnO , CdO et le TiO_2 .
- *Les modificateurs de réseau* : ce sont souvent des oxydes d'éléments alcalins (Na_2O , K_2O , Li_2O) ou alcalino-terreux (CaO , MgO). Ils ont des énergies de liaison faibles avec l'oxygène et modifient la structure du verre en cassant certaines des liaisons dans

le réseau établi par les oxydes formateurs. Les modificateurs se trouvent souvent sous forme ionique et ces ions sont relativement mobiles à l'intérieur du squelette formé par les autres espèces chimiques à l'intérieur du verre.

1.4.2 Principe de l'échange d'ions

L'échange d'ions est basé sur l'observation que l'indice de réfraction d'un verre dépend de sa composition. Dans la composition d'un verre, nous avons vu que les éléments modificateurs de réseau se trouvent sous forme ionique dans la matrice et qu'il ont des énergies de liaison relativement faibles avec l'oxygène. La possibilité exploitée par l'échange d'ions est de chauffer le verre pour fournir l'énergie nécessaire pour casser les liaisons des ions modificateurs et les rendre mobiles, sans modifier la matrice beaucoup plus solide formée par les autres espèces chimiques. En mettant en contact le verre avec une source d'ions (liquide ou solide), on peut alors faire diffuser les ions modificateurs de réseau à l'intérieur du verre et ainsi en augmenter localement l'indice de réfraction. Sur la Figure 1.10, se trouve une représentation schématisée de l'échange entre les ions A^+ , présents à l'intérieur du verre et les ions B^+ , fournis par un bain de nitrate, maintenu à la température souhaitée. Les cations B^+ peuvent pénétrer dans le verre soit grâce à l'effet du gradient de concentration, soit grâce à l'application d'un champ électrique externe.

Si le couple ionique (A^+ , B^+) qui participe à l'échange est choisi correctement, on peut réaliser une augmentation de l'indice de réfraction. Cet effet peut être dû à deux phénomènes :

- La taille ionique de l'ion B^+ entrant dans le verre est plus grande que celle de l'ion A^+ , ce qui entraîne des contraintes en compression du verre, qui augmentent l'indice de réfraction.
- La polarisabilité de l'ion B^+ est plus grande que celle de l'ion A^+ , ce qui se traduit également par une augmentation de l'indice de réfraction.

Dans la littérature, on trouve l'étude de plusieurs couples d'ions (Tableau 1.1) et chacun a ses avantages et ses inconvénients. En particulier, les échanges au Cs^+ et au Rb^+ sont difficiles à mettre en oeuvre, soit pour des problèmes de tenue du verre à l'échange dans

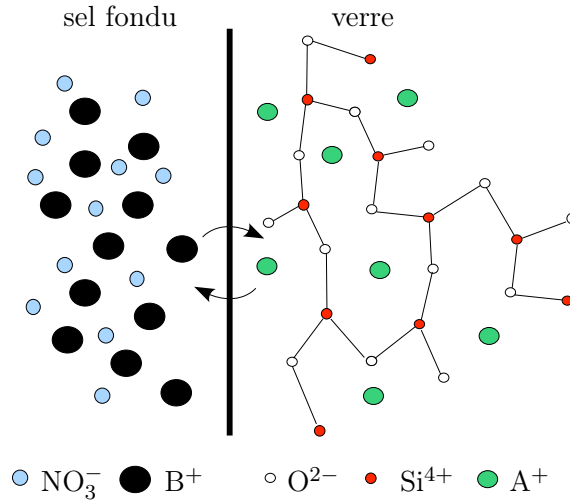


FIG. 1.10. Représentation schématisée du processus de l'échange d'ions.

Ion dopant (B^+)	Ion substrat (A^+)	Polarisabilité [\AA^3]	Rayon ionique [\AA]	Δn	Pertes	Remarques
Na^+	—	0,43	0,95	—	—	—
K^+	Na^+	1,33	1,33	0,001	$<0,2$ dB/cm	biréfringence, stress
Ag^+	Na^+	2,4	1,26	0,1	$<0,2$ dB/cm	précipités
Tl^+	Na^+ ou K^+	5,2	1,49	0,1	$<0,2$ dB/cm	très toxique
Rb^+	Na^+ ou K^+	1,98	1,49	0,015	≈ 1 dB/cm	inflammable
Cs^+	Na^+ ou K^+	3,34	1,65	0,04	≈ 1 dB/cm	lent, stress

TAB. 1.1. Caractéristiques des principaux couples d'ions utilisés pour l'échange sur verre.

le cas des échanges au Cs^+ , soit parce que les sels contenant Rb^+ sont inflammables. Au laboratoire IMEP, trois types d'échange sont aujourd'hui utilisés pour fabriquer des circuits intégrés optiques. Il s'agit des échanges Ag^+/Na^+ , K^+/Na^+ et Tl^+/K^+ (ou Tl^+/Na^+) :

- L'échange Ag^+/Na^+ permet d'obtenir des guides de très bonne qualité, avec un contraste d'indice relativement élevé ($\Delta n \approx 0,1$). De plus, l'augmentation de l'indice est obtenue grâce à la différence de polarisabilité des deux ions participant à l'échange et non pas à cause de contraintes mécaniques induites dans le verre. Cela permet d'obtenir des biréfringences très faibles et de réaliser l'enterrage des guides.

Malheureusement, l'argent sous forme ionique a une très forte tendance à se réduire sous forme métallique en formant des agrégats de taille nanométrique, qui absorbent très fortement la lumière. Pour cette raison, la mise en oeuvre d'une technologie d'échange à l'argent est délicate et la composition du verre doit être bien maîtrisée, pour éviter la présence de métaux de transition qui ont une tendance marquée à réagir avec l'ion argent. La réactivité de l'argent rend préférable la réalisation de guides enterrés pour obtenir des composants à faible pertes ($< 0,1$ dB/cm).

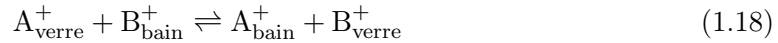
- *L'échange K^+/Na^+* permet d'obtenir des contrastes d'indice maximaux de l'ordre de 0,01 grâce aux contraintes mécaniques introduites dans le verre à cause de la différence de taille ionique entre le potassium et le sodium. Cette caractéristique rend l'échange potassium/sodium inadapté à la fabrication de guides enterrés et rend donc difficile la réalisation des composants présentant de très faibles pertes de couplage avec les fibres optiques, même si les guides de surface peuvent être de bonne qualité.
- *L'échange Tl^+/K^+* permet d'obtenir des guides avec un contraste d'indice élevé ($\Delta n \approx 0,1$), sans les problèmes liés à la réactivité de l'argent. L'augmentation d'indice est due à la différence de polarisabilité, ce qui permet de minimiser l'effet des contraintes mécaniques dans la structure. Ceci permet de réaliser des guides avec des pertes de propagation faibles qu'ils soient à la surface, ou enterrés dans le verre. L'inconvénient considérable de cette technologie est représenté par la toxicité du thallium, ce qui entraîne la nécessité de travailler sous boîte à gants en atmosphère contrôlée. Une variante possible de l'échange est représentée par le couple Tl^+/Na^+ , mais la forte disparité des rayons ioniques pose des problèmes au niveau des contraintes mécaniques qui peuvent être développées pendant l'échange.

1.4.3 Théorie de l'échange d'ions

Le verre est un système extrêmement complexe à l'échelle microscopique et l'étude de la diffusion ionique dans le volume du verre est un domaine de recherche actif qui présente plusieurs aspects interdisciplinaires entre la physique, la chimie et la thermodynamique. On peut néanmoins traiter le problème avec des modèles simplifiés qui, même s'ils utilisent

des hypothèses simplificatrices, permettent de fournir des prédictions quantitatives pour le développement des procédés technologiques.

Dans ce paragraphe, on pose comme hypothèse que seul un couple d'ions (A^+ , B^+) intervient dans l'échange. Le traitement est basé sur la séparation des processus d'échange intervenant à la surface du verre de ceux de diffusion dans son volume. La surface est traitée en écrivant l'interaction entre les ions A^+ et B^+ sous la forme d'une réaction d'équilibre thermodynamique :



qui est caractérisée par la constante de réaction K , définie par les concentrations à l'équilibre :

$$K = \frac{[A_{\text{bain}}^+] \cdot [B_{\text{verre}}^+]}{[B_{\text{bain}}^+] \cdot [A_{\text{verre}}^+]} \quad (1.19)$$

Au début de l'échange, on suppose qu'il n'y a pas d'ions B^+ à l'intérieur du verre. La concentration n_0 de sites disponibles pour accueillir des ions B^+ à la surface étant constante, la somme des concentrations ioniques à la surface est constante :

$$[A_{\text{verre}}^+](t) + [B_{\text{verre}}^+](t) = c_0 \quad (1.20)$$

La définition de la concentration normalisée du bain en ions B^+ , $x = [B_{\text{bain}}^+]/([A_{\text{bain}}^+] + [B_{\text{bain}}^+])$, permet de relier le taux de substitution en ions B^+ , $c_{\text{surf}} = [B_{\text{verre}}^+]/c_0$, à la constante d'équilibre :

$$c_{\text{surf}} = \frac{Kx}{1 + x(K - 1)} \quad (1.21)$$

Si l'on suppose que la cinétique de diffusion ne perturbe pas l'équilibre en surface et que la condition d'équilibre est établie dans un temps suffisamment rapide pour être considéré négligeable devant la durée globale de l'échange, la relation (1.21) nous permet de calculer la concentration en surface à partir de la concentration du bain x .

En ce qui concerne l'étude de la diffusion à l'intérieur du verre, on peut décrire les flux des ions grâce à la première loi de Fick :

$$\vec{J}_A = -D_A \vec{\nabla} C_A \quad (1.22)$$

$$\vec{J}_B = -D_B \vec{\nabla} C_B \quad (1.23)$$

où \vec{J}_A et \vec{J}_B sont les flux des ions A^+ et B^+ , D_A et D_B leurs diffusivités et C_A et C_B leurs concentrations à l'intérieur du verre. Si les diffusivités D_A et D_B ne sont pas strictement identiques, les ions A^+ et B^+ ne se déplacent pas à la même vitesse. Cela entraîne la formation d'une zone de charge d'espace qui a pour effet d'accélérer la diffusion de l'ion le plus lent au détriment de l'ion le plus rapide. Aux flux ioniques dus à la diffusion de Fick, se superposera donc l'effet dû au champ électrique interne de la zone de charge d'espace. De même, un champ externe (dont les effets s'additionnent à ceux du champ interne) peut être appliqué pour influencer sur la diffusion. Les flux ioniques totaux seront donc obtenus par la somme des effets dus aux gradients et aux champs :

$$\vec{J}_A = \vec{J}'_A + \mu_A C_A (\vec{E}_{\text{int}} + \vec{E}_{\text{ext}}) \quad (1.24)$$

$$\vec{J}_B = \vec{J}'_B + \mu_B C_B (\vec{E}_{\text{int}} + \vec{E}_{\text{ext}}) \quad (1.25)$$

où le champ électrique total est décomposé en un champ *interne*, dû à la zone de charge d'espace et un champ *externe*, dû à l'application d'une différence de potentiel pendant l'échange. Les termes μ_A et μ_B sont les mobilités ioniques, qui dans les verres sont liées à la diffusivité par la relation de Nernst-Einstein :

$$D_i = H \frac{kT}{q} \mu_i \quad (1.26)$$

où $i \in \{A, B\}$, $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$ est la constante de Boltzmann, T la température en Kelvin de l'échange, $q = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ la charge de l'électron et H un coefficient sans unité, appelé *rapport de Haven* qui dépend de la nature de la diffusion dans le verre choisi[47].

Une simplification possible des équations peut se faire en observant que dans le verre le nombre de sites ioniques disponibles est une constante dans le temps et dans l'espace. Ceci

est vrai si l'on suppose que la matrice définie par les formateurs de réseau du verre n'est pas perturbée par le processus d'échange. Au début de l'échange, tous les sites sont occupés par les ions modificateurs A^+ normalement présents dans le verre, avec une concentration C_0 . Ceci permet de définir une concentration normalisée des ions B^+ entrant dans le verre :

$$c = \frac{C_B}{C_0} \quad (1.27)$$

Le flux total d'ions est donné par la somme des deux flux \vec{J}_A et \vec{J}_B et il est nul en absence de champ externe appliqué, car il y a autant d'ions qui rentrent et qui sortent de la surface du verre. Cela permet de calculer une expression du champ électrique interne :

$$\vec{E}_{\text{int}} = \frac{(D_B - D_A)\vec{\nabla}c}{\mu_A + c(\mu_B - \mu_A)} \quad (1.28)$$

Le champ interne \vec{E}_{int} n'étant pas mesurable, l'équation (1.28) permet de réécrire le flux d'ions B^+ , qui rentre dans le verre, en utilisant des paramètres accessibles à la mesure :

$$\vec{J}_B = \frac{c(D_B\mu_A - \mu_B D_A) - D_B\mu_A}{\mu_A + c(\mu_B - \mu_A)} \vec{\nabla}c + \mu_B c \vec{E}_{\text{ext}} \quad (1.29)$$

La deuxième loi de Fick exprime la conservation du flux :

$$\frac{\partial c}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{J}_B \quad (1.30)$$

Les relations (1.29) et (1.30) permettent d'écrire une équation aux dérivées partielles représentant le processus de diffusion :

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \vec{\nabla} \cdot (\tilde{D}(c)\vec{\nabla}c - \mu_B c \vec{E}_{\text{ext}}) \quad (1.31)$$

où le terme $\tilde{D}(c)$ est appelé *coefficient d'interdiffusion* et peut être écrit sous la forme suivante en observant que, selon la relation (1.26), $D_B\mu_A = D_A\mu_B$:

$$\tilde{D}(c) = \frac{D_B}{1 - \alpha c} \quad (1.32)$$

où $\alpha = 1 - D_B/D_A$ est appelé *coefficient de Stewart*.

L'introduction du coefficient d'interdiffusion dans l'équation (1.31) permet de traiter le problème de diffusion des deux ions en utilisant comme seul paramètre la concentration

normalisée c . Néanmoins, la diffusion des deux ions n'étant pas indépendante à cause du champ interne, l'équation de diffusion (1.31) est non-linéaire lorsque $D_B \neq D_A$.

Pour un problème à une dimension, avec l'hypothèse simplificatrice que les coefficients de diffusions sont égaux ($D_B = D_A$), l'équation (1.31) se simplifie en une équation linéaire de diffusion de la chaleur, dont la solution est une fonction erreur complémentaire :

$$c(x) = c_{\text{surf}} \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{D_B t}}\right) \quad (1.33)$$

où la fonction erfc est définie comme il suit :

$$\operatorname{erfc}(q) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_q^{+\infty} e^{-\alpha^2} d\alpha \quad (1.34)$$

Le terme $2\sqrt{D_B t}$ où t est la durée totale de l'échange est appelée *longueur effective de diffusion*. Comme le montre la Figure 1.11, elle représente la profondeur qu'un guide d'onde plan à saut d'indice devrait avoir pour que son coeur contienne la même quantité d'ions que celui d'un guide diffusé. En d'autres termes, les surfaces S_1 et S_2 montrées dans la Figure 1.11 sont égales.

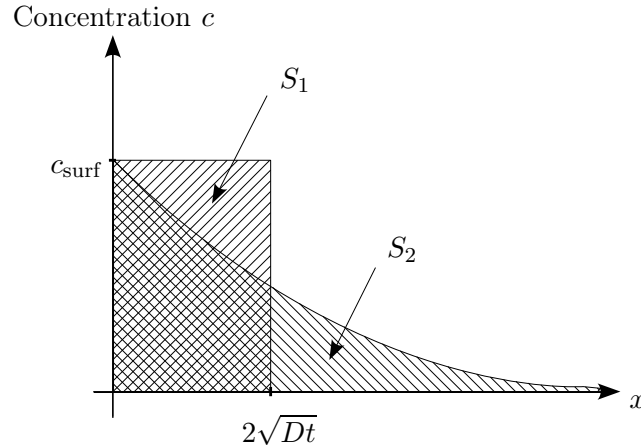


FIG. 1.11. Profil de concentration en fonction d'erreur complémentaire et à saut. Les surfaces S_1 et S_2 sont égales, si la profondeur du profil à saut est égale à la longueur effective de diffusion $2\sqrt{D_B t}$.

En réalité, les coefficients de diffusion D_A et D_B sont généralement différents et on doit résoudre l'équation (1.31) par une méthode numérique, telle que l'application d'un schéma

aux différences finies. Si l'augmentation d'indice est obtenue sans faire entrer en jeu des contraintes mécaniques excessives, la variation d'indice peut être considérée comme proportionnelle à la concentration normalisée d'ions B^+ , permettant ainsi d'obtenir des profils d'indice qui peuvent être ensuite utilisés pour calculer les paramètres électromagnétiques du guide d'onde. En d'autres termes, si $c(x)$ représente le profil normalisé de concentration des ions dans le verre, le profil d'indice est donné par[48] :

$$n(x) = n_{\text{sub}} + \Delta n_{\text{max}} c(x) \quad (1.35)$$

où n_{sub} est l'indice du substrat non échangé et Δn_{max} représente la variation maximale d'indice qu'on peut obtenir en supposant une substitution totale des sites disponibles ($c = 1$).

1.4.4 Limites du modèle de diffusion

Dans la présentation du modèle d'interdiffusion électrostatique, on a fait plusieurs hypothèses qui peuvent ne pas être vérifiées dans la réalité :

- la dépendance linéaire de l'indice de réfraction n avec la concentration c
- le fait que la diffusion ne perturbe pas l'équilibre en surface
- l'idée que l'équilibre en surface est établi dans un temps très court devant la durée de l'échange
- l'indépendance des coefficients de diffusion de la concentration c .

Le modèle considère que la concentration d'ions dopants en surface du verre reste constante pendant toute la durée de l'échange, fixée à une valeur qui ne dépend que de la concentration du bain de sels et de la nature du verre à la température considérée. Dans la littérature, un comportement différent a été mis en évidence sur des échanges de courte durée. L. Gato et R. Srivastava[49] ont mis en évidence une variation expérimentale du contraste d'indice en surface sur des échanges argent/sodium de durée de quelques minutes. S.N. Houde-Walter et D.T. Moore ont traité le problème d'un point de vue thermodynamique en considérant que le transport des ions dopant B^+ a lieu à une vitesse finie, qui implique une variation non instantanée du contraste d'indice au début de l'échange[50].

Un autre aspect à remettre en cause est le fait que les coefficients de diffusion D_A et D_B sont constants, car ils peuvent montrer une dépendance avec la concentration c . Cet aspect, qui dans la littérature est connu sous le nom d'*effet d'alcalin mixte*[51], constitue un des points encore mal compris de l'étude de la diffusion ionique dans les verres. Une modélisation possible de ce phénomène consiste à donner une forme différente que celle vue en équation (1.32) au coefficient d'interdiffusivité $\tilde{D}(c)$, en introduisant une dépendance plus forte de la concentration normalisée c .

Un modèle de ce type a été proposé par A. Lupascu et al.[52], suite à des observations sur la conductivité ionique qui suggèrent une relation de type exponentielle entre les diffusivités et les concentrations normalisées des ions :

$$D_A(c) = D_{A1} \exp \left[A(1 - c)^2 \right] \quad (1.36)$$

$$D_B(c) = D_{B0} \exp \left[Bc^2 \right] \quad (1.37)$$

Le terme D_{B0} est appelé autodiffusivité et représente la diffusivité des ions B^+ quand la concentration c est proche de zéro. Le terme D_{A1} par contre représente la diffusivité des ions A^+ quand c est proche de l'unité et qu'il y a donc une saturation en ions B^+ .

En substituant ces expressions dans l'équation (1.32), on obtient la forme suivante pour $\tilde{D}(c)$:

$$\tilde{D}(c) = \frac{D_{A1} \exp[A(1 - c)^2] D_{B0} \exp(Bc^2)}{(1 - c) D_{A1} \exp[A(1 - c)^2] + c D_{B0} \exp(Bc^2)} \quad (1.38)$$

Cette forme peut ensuite être introduite dans l'équation de diffusion (1.31) pour tenir compte de l'effet d'alcalin mixte.

Un modèle plus complexe, développé par J. Hazart dans son travail de thèse[53], subdivise le coefficient d'interdiffusivité dans une partie de conduction D^σ et une partie thermodynamique Θ :

$$\tilde{D}(c) = \Theta \cdot D^\sigma \quad (1.39)$$

où D^σ est le coefficient d'interdiffusion présenté dans l'équation (1.38) et Θ est le terme thermodynamique tenant compte de la différence des activités chimiques des deux ions :

$$\Theta = \frac{c(1-c)}{RT} \frac{\partial}{\partial c} (\mu_B - \mu_A) \quad (1.40)$$

avec R est la constante des gaz parfaits et μ_A et μ_B les potentiels électrochimiques des espèces ioniques.

Si $\Theta = 1$ et donc si les potentiels ne varient pas avec la concentration, on retrouve le modèle décrit par l'équation (1.38). Il est possible d'appliquer une théorie originellement mise au point dans les cas des alliages pour donner une expression plus explicite au terme thermodynamique. Cette théorie s'appelle MQC (Modified Quasi Chemical, [54]) et fait entrer en jeu le paramètre ϵ_{int} , qui représente l'énergie d'interaction en excès entre ions qui occupent des sites voisins et p , le nombre de voisins du site considéré :

$$\Theta = \frac{p}{2} \left(\frac{1}{\beta - 1} + 1 \right) \quad (1.41)$$

avec :

$$\beta = \sqrt{1 - 4c(1-c)[1 - \exp(2\epsilon_{\text{int}}/RT)]} \quad (1.42)$$

Le désavantage de ces modèles plus complexes réside dans l'introduction d'un grand nombre de paramètres libres qui sont difficiles à mesurer dans la pratique. Une bonne modélisation est donc le résultat du compromis entre les informations que l'on peut obtenir à partir des mesures et la complexité des modèles utilisés pour prédire ces phénomènes. Les guides que l'on réalise par échange d'ions dans le but d'obtenir un comportement monomode autour d'une longueur d'onde de $1 \mu\text{m}$ sont de taille micrométrique. Ceci pose des difficultés majeures de modélisation et de caractérisation de l'échange, car obtenir des informations sur l'environnement des ions échangés ainsi que leur concentration peut être seulement fait à l'aide de moyens de mesure très lourds, tels que l'EXAFS (Extended X-ray Absorption Fine Structure) ou le SIMS (Secondary Ion Mass Spectroscopy)[55, 51].

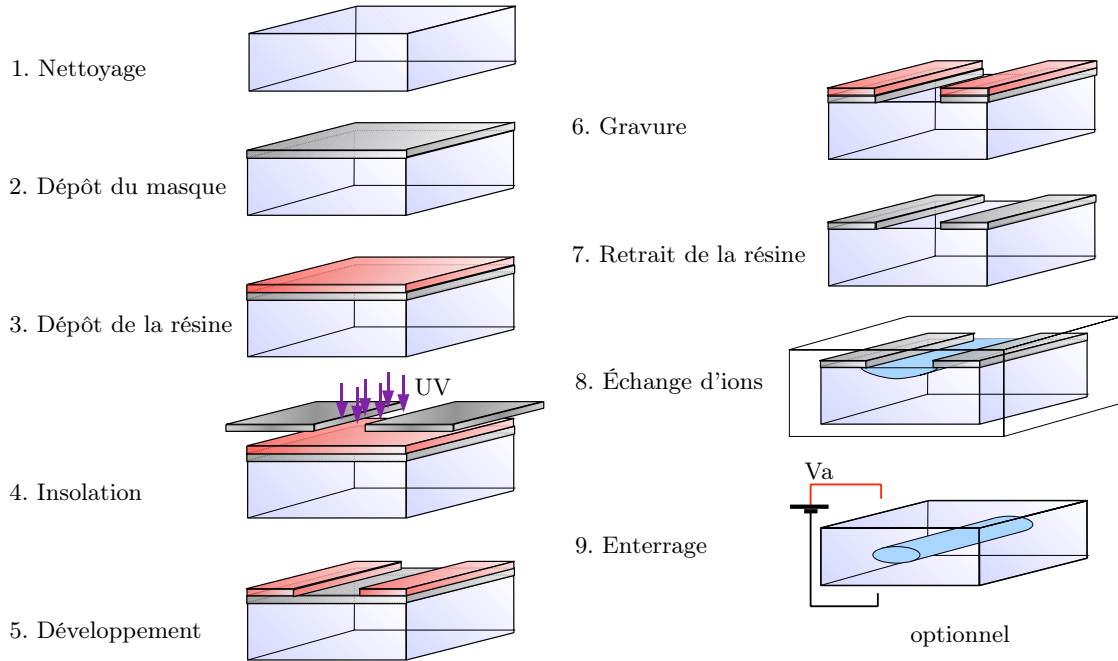


FIG. 1.12. Principales étapes de réalisation d'un guide canal par échange d'ions sur verre.

1.4.5 Réalisation de composants par échange d'ions

Pour réaliser un circuit intégré optique, il est nécessaire confiner la lumière selon deux dimensions. Il faut donc réaliser des échanges d'ions limités latéralement en utilisant une couche imperméable à l'échange avec des ouvertures dans les zones à échanger. Un processus de photolithographie en salle blanche est donc nécessaire pour réaliser ce masque. Les différentes phases de réalisation d'un composant à partir d'un substrat de verre poli avec une qualité optique sont représentées en Figure 1.12 :

1. Les substrats sont nettoyés avec soin, pour éviter que la présence de poussières ou de graisse puisse perturber les étapes suivantes.
2. Une couche imperméable aux ions est déposée sur la surface de l'échantillon. La nature de cette couche et le système pour la déposer peut varier selon le type d'échange choisi. Pour l'échange K^+/Na^+ , on utilise très souvent une couche d'aluminium déposée par évaporation dont l'épaisseur est d'environ 200 nm. Pour les échanges basés

sur l'argent et le thallium, on préfère utiliser des couches d'alumine plus fines (autour de 40 nm), déposées par pulvérisation cathodique réactive.

3. Une résine photosensible est déposée sur la couche, avec une épaisseur uniforme.
4. La résine est insolée en utilisant de la lumière UV à travers un masque qui comporte les motifs correspondant aux composants à réaliser. La résolution du processus est déterminée par la qualité du contact entre le masque et la résine et la longueur d'onde de la lumière utilisée dans le processus.
5. La plaquette insolée est développée grâce à une solution basique : la résine qui a été exposée à la lumière se dissout dans la solution.
6. Les zones de la couche non protégées par la résine sont attaquées dans une solution acide.
7. La résine est retirée.
8. L'échange d'ions est effectué en plongeant la plaquette dans un four thermostaté contenant le bain de sels fondus, qui fournit les ions à échanger avec ceux du verre. Cette phase produit des guides en surface dont la géométrie suit les ouvertures de la couche masquante.
9. Eventuellement, si l'on souhaite réaliser des guides enterrés, le processus d'enterrage est effectué en appliquant un champ électrique à l'échantillon, de façon à faire migrer les ions vers l'intérieur de la plaquette.

1.4.6 Dispositifs passifs réalisés par échange d'ions

Dans la littérature, on trouve plusieurs fonctions passives réalisées par échange d'ions, tels que des coupleurs directionnels[56], des phasars[57] ou des capteurs[22].

L'utilisation du verre rend les composants d'optique intégrée réalisés sur ce substrat naturellement compatibles avec les fibres optiques, qui sont en silice. Les pertes de Fresnel aux interconnexions peuvent être réduites grâce aux indices de réfraction très proches entre le composant et la fibre. De plus, en utilisant des guides enterrés, il est possible d'obtenir des modes guidés dont la symétrie est pratiquement circulaire et qui sont très

similaires à ceux des fibres optiques. Ces deux aspects permettent de minimiser les pertes de couplage, tandis que le processus de diffusion des ions tend à lisser les rugosités et permet de minimiser les pertes de propagation. On obtient ainsi des composants avec des pertes d’insertion (couplage et propagation) faibles (< 1 dB).

Les substrats utilisés le plus fréquemment pour les applications passives sont les verres silicates, car ils sont transparents dans le visible et l’infrarouge jusqu’à une longueur d’onde de $2\ \mu\text{m}$. Ils constituent la classe des verres la plus commune et la mieux maîtrisée. Plus récemment, les recherches en astronomie ont augmenté l’intérêt pour des verres de nature différente (germanates, chalcogénures), qui sont transparents à des longueurs d’onde plus grandes dans l’infrarouge (jusqu’à $\lambda = 10\ \mu\text{m}$ pour les chalcogénures). Néanmoins, les technologies d’échange d’ions sur ces substrats sont loin de la maturité atteinte sur les verres silicates.

Depuis les travaux de G. Chartier au LEMO débutés en 1977 [58, 59, 60], le bassin grenoblois joue un rôle important dans le panorama de l’optique intégrée sur verre. Le laboratoire IMEP (né en 2001 de la fusion du LEMO avec le LPCS), en suivant la voie ouverte par les travaux de Chartier, a continué la réalisation de plusieurs composants réalisés par échange d’ions. Des exemples récents dans le domaine des télécommunications sont représentés par des multiplexeurs non résonnants[61] ou des phasars[62]. L’optique intégrée sur verre développée au laboratoire ne présente pas seulement un intérêt pour les télécommunications, mais génère également beaucoup d’attention dans les domaines de l’interférométrie stellaire avec la réalisation d’interféromètres pour la recombinaison de télescopes[63, 64]. Un autre exemple de réalisation dans un contexte encore différent est la mise au point d’un capteur de déplacement des particules dans un fluide[22], particulièrement adapté à la mesure du frottement pariétal dans un conduit.

Les activités de recherche dans le domaine de l’échange d’ions du LEMO avant et de l’IMEP ensuite ont donné lieu à plusieurs projets industriels et à la naissance de sociétés privées centrées sur la réalisation et la commercialisation de circuits intégrés optiques réalisés par cette technologie. Un accord entre l’INPG et Schneider Electric a permis en 1990 la constitution du G.E.E.O., un groupement d’intérêt économique particulièrement

actif dans les domaines de l'optique intégrée qui ensuite a favorisé la naissance de Teem Photonics en 1998. Cette société offre aujourd'hui dans son catalogue des composants pour les télécommunications réalisés par échange d'ions et qualifiés selon les normes industrielles et commerciales actuelles.

1.4.7 Dispositifs actifs réalisés par échange d'ions

Nous avons vu précédemment que le verre est un substrat naturellement adapté à la réalisation de guides d'ondes qui se prête bien à la réalisation de composants passifs avec l'échange d'ions. Deux aspects sont à prendre en compte pour réaliser des composants actifs. D'un côté, il faut confiner efficacement la lumière : un amplificateur optique est avant tout un bon guide d'onde ; de l'autre part, la réalisation de composants actifs repose sur la possibilité d'introduire des terres rares dans le verre, et rendre ainsi possible l'amplification de la lumière.

Le phénomène utilisé pour réaliser l'amplification tout-optique est l'émission stimulée. Ce comportement, prédit par la première fois par Einstein en 1917[65] consiste en une désexcitation radiative d'un atome, déclenchée par l'arrivée d'un photon ayant une longueur d'onde adaptée. La particularité la plus marquante est que le photon produit par le phénomène est parfaitement identique au photon incident (même longueur d'onde et même état de polarisation). Pour exploiter ce phénomène, il faut avoir :

- Une transition énergétique entre deux niveaux dont le saut énergétique E correspond à la longueur d'onde λ des photons à amplifier, selon la relation $E = hc/\lambda$. où h est la constante de Plank et c la vitesse de la lumière
- Une population d'atomes excités dans le niveau énergétique supérieur, qui a une durée de vie suffisamment élevée (niveau métastable), plus grande que celle du niveau énergétique inférieur.

La première condition est obtenue en dopant le substrat avec de l'erbium, qui introduit une transition qui correspond à une longueur d'onde $\lambda = 1550$ nm et est donc capable d'amplifier des signaux optiques dans la troisième fenêtre des télécommunications. La deuxième condition est obtenue en fournissant de l'énergie au substrat par une opération appelée

pompage optique.

En optique intégrée sur verre, pour obtenir des bonnes performances, on dope des substrats en verre phosphate avec un mélange erbium/ytterbium. L’ytterbium s’occupe d’absorber le signal de pompe à $\lambda = 980 \text{ nm}$, pour ensuite transférer cette énergie à l’erbium qui réalise l’amplification.

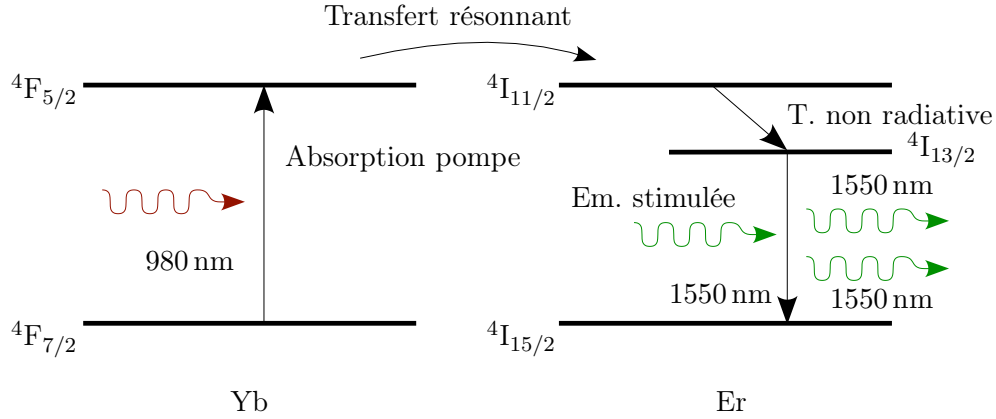


FIG. 1.13. Principe d’amplification optique et transfert résonnant entre l’ytterbium et l’erbium

Dans la littérature, on trouve un grand nombre de réalisations d’amplificateurs optiques et lasers par échange d’ions, car cela a été un sujet de recherche très actif à partir de la moitié des années 1990[66, 67]. Dans ce domaine, beaucoup de recherches ont été faites au G.E.E.O.[6], ce qui a entraîné la commercialisation d’amplificateurs optiques réalisés avec cette technologie par TeemPhotonics. Le laboratoire IMEP a aussi joué un rôle important dans le développement de lasers DFB (Distributed FeedBack, à contre-réaction répartie) avec les thèses de S. Blaize[68] et L. Bastard[69] où un résonateur de Bragg est reporté sur toute la longueur du guide actif, en réalisant une cavité de résonance capable d’assurer une émission monomode.

Le principe de fonctionnement d’un réseau de Bragg est montré en Figure 1.14 et consiste dans l’introduction de discontinuités périodiques au cours de la propagation. Chaque discontinuité entraîne une réflexion et la puissance globale réfléchie devient importante quand toutes les contributions sont en phase, c’est à dire quand la relation suivante

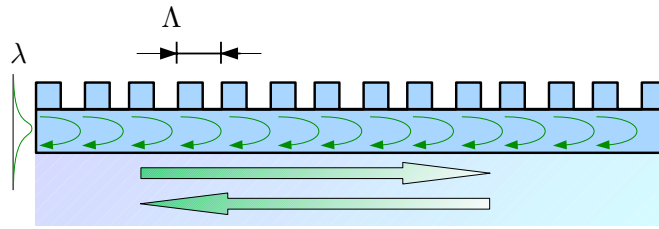


FIG. 1.14. Couplage contrapropagatif dans un réseau de Bragg.

est satisfaite :

$$\frac{2n_{\text{eff}}\Lambda}{\lambda} = p \quad (1.43)$$

où Λ est la période du réseau, n_{eff} est l'indice effectif du mode se propageant dans le guide d'onde et p est un entier, appelé «ordre de Bragg».

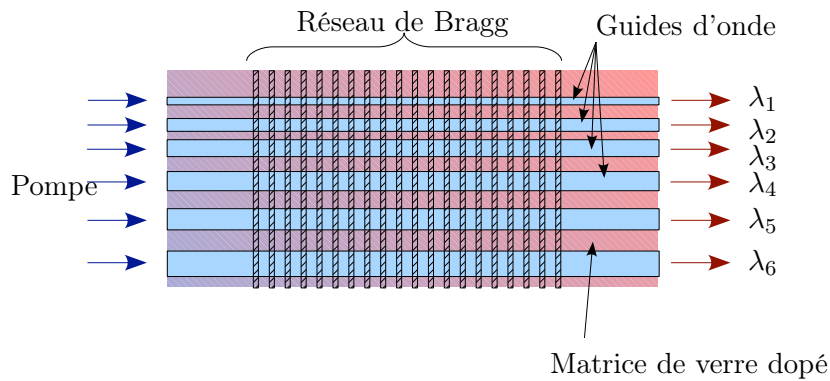


FIG. 1.15. Matrice de lasers calibrés en optique intégrée sur verre, d'après [7].

En utilisant des réseaux de Bragg sur des guides d'onde actifs, on peut réaliser des lasers qui émettent sur une longueur d'onde bien définie, déterminée par la relation (1.43). S'il est difficile de faire varier le pas Λ du réseau à l'intérieur de la même plaquette, l'indice effectif est quant à lui fonction des paramètres géométriques du guide d'onde. En disposant un réseau de Bragg sur une série de guides de largeur variable, comme montré dans la Figure 1.15, il a été donc possible de réaliser une matrice de lasers émettant sur des longueurs d'onde calibrées sur les valeurs spécifiées par les normes ITU (International Telecommunication Union).

La qualité en terme de pureté spectrale et de bruit de phase de ce dispositif dépasse celle qu'on peut obtenir avec des sources à semiconducteur[7], ce qui rend ce laser particulièrement intéressant pour des applications dans les domaines des télécommunications, des capteurs ou de la métrologie.

1.4.8 Hybridation de fonctions actives et passives

Dans les paragraphes précédents, nous avons présenté un certain nombre de technologies utilisées actuellement en optique intégrée. Chacune présente des avantages et des inconvénients qui rendent ces technologies adaptées à des domaines d'utilisation bien précis.

En particulier, l'échange d'ions est très efficace pour réaliser des composants à la fois actifs et passifs, mais les substrats utilisés dans les deux cas sont incompatibles entre eux. En effet, la réalisation d'un composant actif nécessite un substrat dopé avec des terres rares qui absorbe l'énergie à la longueur d'onde du signal lorsque les dispositifs ne sont pas pompés. Cela s'avère être un inconvénient lors l'intégration monolithique des fonctions, car un amplificateur optique complet contient non seulement un guide d'onde actif, mais aussi des fonctions d'interfaçage passives.

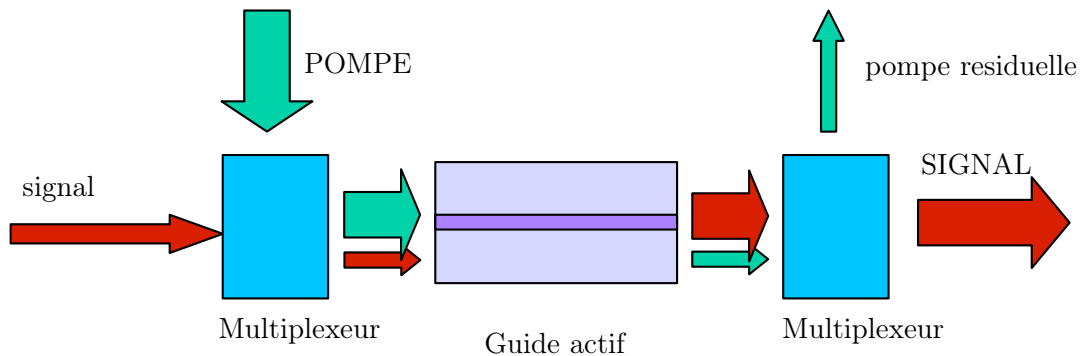


FIG. 1.16. Structure schématique d'un amplificateur EDWA (Erbium Doped Waveguide Amplifier)

La Figure 1.16 montre une représentation schématique d'un système complet capable d'amplifier la lumière à la longueur d'onde de 1550 nm. Le guide actif amplifie le signal,

mais nécessite d'un apport d'énergie assuré par le pompage optique réalisé à 980 nm. Ce fait entraîne la présence du premier multiplexeur, nécessaire pour combiner le signal et la pompe à l'entrée de l'amplificateur. Le deuxième multiplexeur est présent pour éliminer la pompe résiduelle à la fin du guide actif, et faire ainsi en sorte qu'elle ne perturbe pas la propagation du signal amplifié. Pour que tout le système montré en Figure 1.16 puisse fonctionner correctement, il faut donc assurer la coexistence d'éléments passifs tels que les multiplexeurs et actifs tel que le guide amplificateur.

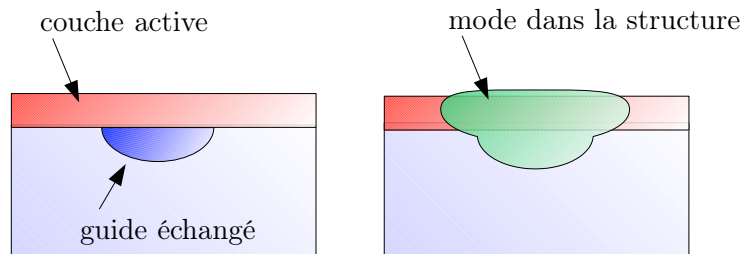


FIG. 1.17. Confinement latéral du champ à l'intérieur d'une structure hybride.

Une solution possible pour résoudre ce type de problème est la structure hybride, présentée dans un brevet déposé en 1997[9] et qui a fait l'objet d'une étude approfondie au cours de la thèse de F. Gardillou[10]. Il s'agit de déposer une couche active de haut indice sur un substrat comportant un guide d'onde réalisé par échange d'ions sur un substrat passif, comme le montre la Figure 1.17. L'épaisseur et l'indice de réfraction de la couche sont suffisants pour que le champ soit essentiellement guidé à l'intérieur de cette dernière, le guide d'onde échangé s'occupant alors uniquement d'assurer le confinement latéral du mode guidé.

Au cours des études, il s'est avéré que le principal problème à résoudre était la nécessité de déposer la couche active sans en réduire les performances d'un point de vue spectroscopique, ni détruire le guide réalisé dans le substrat avec des processus à haute température. Pendant les études menés par F. Gardillou, il est apparu que la meilleure solution était de reporter sur le substrat passif une plaque de verre actif par adhésion moléculaire et ensuite d'en réduire mécaniquement ou chimiquement l'épaisseur jusqu'à la valeur souhaitée. Des démonstrateurs de ce composant ont été réalisés à l'IMEP[10] et permettent d'obtenir des

valeurs d'amplification par unité de longueur comparables voire supérieures aux valeurs obtenues dans des guides d'onde réalisés par échange d'ions dans des substrats dopés uniformément. L'avantage d'utiliser une structure de ce type est que les fonctions passives peuvent être réalisées à l'intérieur du substrat, pour ensuite remonter en surface et faire migrer le champ dans la couche active, en réalisant tout le composant sur le même substrat.

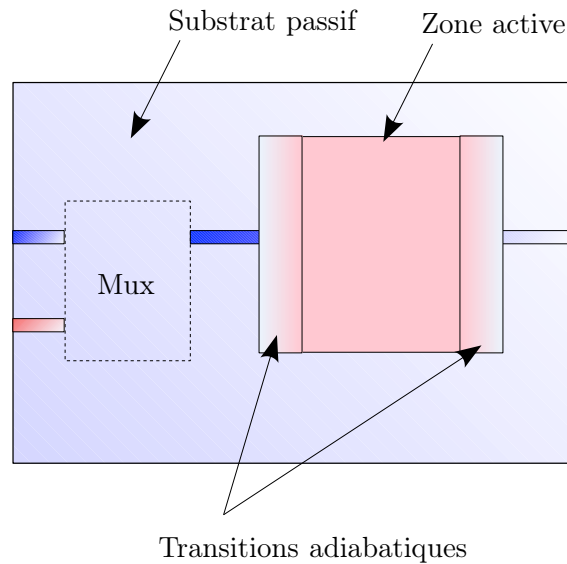


FIG. 1.18. Structure d'un amplificateur hybride intégré.

Si le travail concernant la mise au point des processus de préparation de la couche active a donné des résultats très encourageants, il reste toute une classe de dispositifs d'interfaçage à mettre en oeuvre pour réaliser un système complet d'amplification optique, tel que celui représenté schématiquement en Figure 1.18. Un exemple en est illustré par la transition entre un guide enterré utilisé pour le couplage avec la fibre et les fonctions passives et la couche amplificatrice, car les paramètres modaux du champ sont très différents dans les deux cas. Une avancée en cette direction a été la mise au point de processus d'enterrage différentiel avec des masques diélectriques disposés en face arrière des échantillons pendant l'enterrage[70]. Un autre point important est la nécessité de mettre au point des éléments passifs du système (tels que les multiplexeurs évoqués dans la Figure 1.16) qui soient compatibles avec les processus d'hybridation.

1.5 Objectifs de ce travail

Comme présenté dans les sections précédentes, l'échange d'ions sur verre a prouvé son intérêt et son efficacité pour la réalisation de fonctions actives et passives en optique intégrée. Ceci s'est illustré à l'IMEP par les travaux de L. Bastard sur les lasers DFB[7] ou de E. Ghibaudo[61] concernant l'étude d'un multiplexeur pompe/signal large bande. Un enjeu actuel de la recherche en optique intégrée réside dans l'intégration de fonctions élémentaires sur une même plaque optique. La technologie de l'échange d'ions sur verre, naturellement compatible avec celle des fibres optiques, est une excellente candidate pour répondre à ce défi. L'IMEP a démarré depuis quelques années des travaux dans cette direction notamment à travers la thèse de F. Gardillou[10] démontrant la faisabilité d'un amplificateur optique hybride et celle de O. Bertoldi[71] sur l'enterrage différentiel de guides d'ondes. Tous ces travaux ont pour but de démontrer à terme l'intégration d'une chaîne d'amplification optique complète sur un substrat unique. Ceci implique de développer une fonction d'interfaçage comprenant un multiplexeur pompe/signal capable de répondre aux contraintes drastiques du report de plaque et de compatibilité avec les fibres optiques.

Les objectifs de cette thèse sont donc l'étude et la réalisation d'un multiplexeur/démultiplexeur pompe/signal (980 nm/1550 nm), adapté à être utilisé dans le contexte d'un amplificateur hybride. Les caractéristiques marquantes peuvent être résumées dans la liste suivante :

- Pertes d'insertion inférieures à 1 dB à $\lambda = 1550$ nm, car on ne veut pas atténuer le signal qu'il faudra amplifier.
- Une isolation supérieure à 10 dB aux longueurs d'onde nominales de fonctionnement ($\lambda = 980$ nm et $\lambda = 1550$ nm).
- La possibilité de multiplexer/démultiplexer toute la troisième fenêtre des télécommunications, de $\lambda = 1500$ nm à $\lambda = 1600$ nm avec la pompe à $\lambda = 980$ nm.
- Un espace occupé sur la plaquette le plus faible possible.
- Compatibilité avec les processus d'hybridation mis au point précédemment[10].
- Processus technologiques mis en oeuvre les plus stables et simples possible.

Le choix d'une architecture de composant ainsi que son analyse théorique doit être

faite dans le but d'une réalisation avec les moyens technologiques disponibles à l'IMEP et la technologie d'échange d'ions sur verre.

1.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté le contexte dans lequel cette étude se déroule. Plusieurs technologies utilisées pour la réalisation de circuits intégrés optiques ont été présentées. Selon les applications, chaque technologie offre des atouts et des inconvénients qui font qu'actuellement, aucune technologie n'est dominante.

Parmi les différentes technologies, nous avons montré que l'échange d'ions sur verre joue un rôle important car il permet de réaliser des composants actifs et passifs de bonne qualité. L'intégration monolithique sur un même substrat des fonctions actives et passives n'étant pas possible directement, des technologies d'hybridation ont été mises en places à l'IMEP pour réaliser un amplificateur basé sur une structure hybride active sur un substrat passif. Pour permettre le fonctionnement de la structure hybride en tant qu'amplificateur, plusieurs fonctions d'interfaçage doivent alors être réalisées. Nous avons vu qu'un rôle clé est joué par le multiplexeur pompe/signal, qui doit être capable de multiplexer ou démultiplexer la pompe à $\lambda = 980$ nm et le signal à $\lambda = 1550$ nm. Le but de cette étude est donc la réalisation d'un multiplexeur/démultiplexeur de pompe compatible avec les processus d'intégration monolithique mis au point à l'IMEP. Le composant devra être capable d'assurer de bonnes performances en termes de pertes et d'isolation à la longueur d'onde de pompe $\lambda = 980$ nm et dans une bande la plus large possible autour de $\lambda = 1550$ nm.

Le chapitre deux présentera donc une revue des multiplexeurs existants ainsi que le choix du composant effectué pour ce travail.

Chapitre 2

Etat de l'art et étude théorique d'un multiplexeur pompe/signal adapté à l'intégration hybride

2.1 Introduction

Dans le premier chapitre, nous avons présenté le contexte et l'intérêt de réaliser un multiplexeur pompe/signal adapté au processus d'hybridation de fonctions actives et passives, mis au point à l'IMEP. Ce multiplexeur doit permettre de combiner ou de séparer la longueur d'onde de signal (à $\lambda = 1550$ nm) et la longueur d'onde de pompe (à $\lambda = 980$ nm) des guides d'onde amplificateurs dopés à l'erbium. Notre but est maintenant de rechercher et d'étudier une structure adaptée pour réaliser cette fonction. Le composant devra présenter des bonnes performances aux longueurs d'onde nominales (peu de pertes et une bonne isolation) ; mais aussi posséder une large bande passante. Ceci est un critère important dans le cas du multiplexage en longueur d'onde, où le signal peut occuper une bande spectrale d'une centaine de nanomètres autour de $\lambda = 1550$ nm.

Dans le but de sélectionner la structure la plus adaptée à nos objectifs, la première partie de ce chapitre est dédiée à la revue des principales familles de multiplexeurs existants.

Le composant choisi, c'est à dire la jonction Y asymétrique, sera analysé en détail afin d'en maîtriser le fonctionnement théorique et de pouvoir réaliser un premier dimensionnement. Nous ferons ensuite des considérations sur les tolérances vis à vis des paramètres de fabrication. Finalement, nous présenterons des solutions permettant de réduire les contraintes technologiques que le dispositif impose.

2.2 Multiplexeurs existants

Dans notre cas, nous nous intéressons à un dispositif capable de multiplexer ou démultiplexer deux longueurs d'onde notées ici λ_1 et λ_2 . Le comportement idéal d'un démultiplexeur est représenté sur la Figure 2.1. La puissance optique aux deux longueurs d'onde

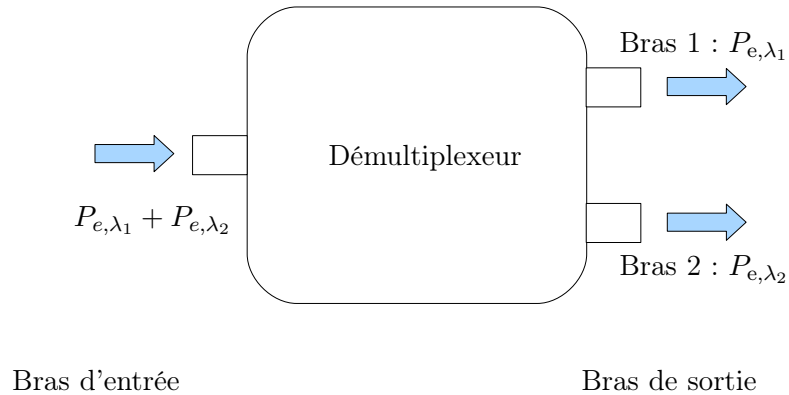


FIG. 2.1. Comportement d'un démultiplexeur idéal : les puissances P_{e,λ_1} et P_{e,λ_2} aux deux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 sont séparées dans les deux bras de sorties.

P_{e,λ_1} et P_{e,λ_2} est envoyée à l'entrée du composant, qui sépare les deux signaux et les achemine sur deux guides d'onde de sortie différents. Dans la réalité, le résultat est en général dégradé par le fait que le démultiplexage n'est pas parfait : une partie des signaux n'est pas acheminée correctement et se retrouve sur le mauvais bras. Cette situation est représentée pour la longueur d'onde λ_1 en Figure 2.2 où l'on voit qu'en sortie du composant seulement une fraction P_{λ_1} de la puissance d'entrée P_{e,λ_1} est couplée dans le bras dédié. En effet, une partie de la puissance perdue, P'_{λ_1} , se retrouve couplée sur l'autre sortie du composant, en donnant lieu à des effets de diaphonie, tandis qu'une autre P''_{λ_1} est rayonnée par le

dispositif.

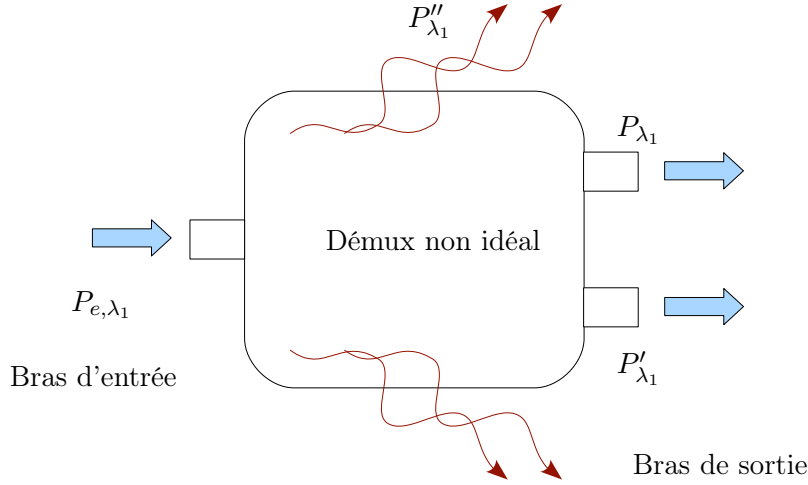


FIG. 2.2. Comportement d'un démultiplexeur (démux) non idéal et effets de la diaphonie et des pertes à la longueur d'onde λ_1

La diaphonie est quantifiée par une caractéristique de la fonction, appelée *isolation* I , qui représente l'efficacité de notre dispositif à séparer les deux longueurs d'onde. L'isolation est calculée en considérant le rapport entre la puissance correctement démultiplexée P_{λ} et la puissance résiduelle P'_{λ} couplée dans l'autre bras de sortie du composant à chaque longueur d'onde :

$$I_{\lambda_1} = 10 \log \frac{P_{\lambda_1}}{P'_{\lambda_1}} \quad (2.1)$$

$$I_{\lambda_2} = 10 \log \frac{P_{\lambda_2}}{P'_{\lambda_2}} \quad (2.2)$$

L'isolation étant infinie dans un dispositif, lors de la réalisation d'un démultiplexeur le but est d'obtenir une valeur la plus élevée possible aux deux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 .

Le deuxième paramètre qui permet de caractériser le dispositif est représenté par ses *pertes d'insertion* L , qui sont données par :

$$L_{\lambda_1} = 10 \log \frac{P_{e,\lambda_1}}{P_{\lambda_1}} \quad (2.3)$$

$$L_{\lambda_2} = 10 \log \frac{P_{e,\lambda_2}}{P_{\lambda_2}} \quad (2.4)$$

Les pertes d'insertion mesurent donc le rapport entre la puissance optique correctement démultiplexée et la puissance en entrée du composant. Dans un dispositif idéal, les pertes sont nulles, tandis que dans la réalité on peut identifier deux sources principales de pertes :

- La lumière qui n'est pas correctement démultiplexée et qui est acheminée dans le mauvais bras de sortie lorsque l'isolation n'est pas infinie.
- La lumière qui est rayonnée ou absorbée à cause de défauts dans les matériaux et dans les guides d'onde qui composent le démultiplexeur.

La troisième caractéristique à considérer dans le choix d'une architecture de multiplexeur pompe/signal est la *bande passante*. Le signal à amplifier dans la troisième fenêtre des télécommunications peut avoir une largeur spectrale de l'ordre de 100 nm, de par l'application de techniques de multiplexage en longueur d'onde. En effet, cette solution (souvent appelée DWDM, acronyme Anglais pour Dense Wavelength Division Multiplexing) consiste à utiliser un grand nombre de sources laser légèrement décalées en longueur d'onde qui sont modulées séparément et envoyées ensemble dans la fibre optique. Ces porteuses constituent un ensemble de canaux qui permettent de multiplier le débit transporté par une seule fibre optique et forment un peigne de longueurs d'onde qui peut occuper l'ensemble de la troisième fenêtre des télécommunications, soit de 1525 nm à 1670 nm pour les bandes C et L.

Le multiplexeur pompe/signal doit donc être capable de garantir des performances prédéterminées non seulement à la longueur d'onde de 1550 nm ; mais aussi sur une bande d'une certaine largeur autour de cette longueur d'onde. La situation est représentée en Figure 2.3 : la bande passante est l'intervalle autour de la longueur d'onde nominale de fonctionnement pour lequel le multiplexeur assure des pertes inférieures à un seuil prédéterminé (par exemple 1 dB) et aussi une isolation supérieure à un certain seuil (par exemple 10 dB).

2.2.1 Les multiplexeurs interférentiels

Les paramètres quantifiant les performances d'un démultiplexeur étant définis, nous allons maintenant présenter une classe de dispositifs qui est très utilisée dans l'optique

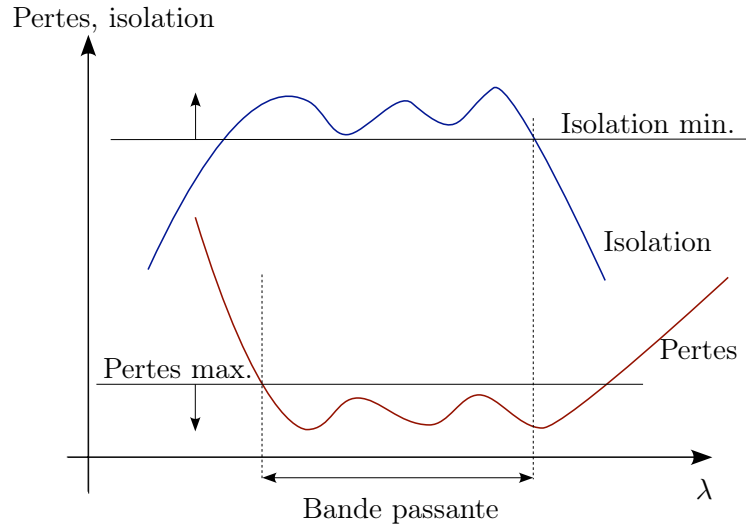


FIG. 2.3. Gabarit de réponse spectrale d'un bras du multiplexeur et largeur de bande spectrale.

intégrée actuelle. Les multiplexeurs interférentiels exploitent les phénomènes d'interférence modales pour obtenir la fonction de multi/démultiplexage car si plusieurs modes de propagation parcourent un chemin optique différent et interfèrent entre eux, le résultat de l'interférence dépend du déphasage relatif accumulé. Or, comme le déphasage accumulé par un mode guidé sur une distance donnée dépend linéairement de la longueur d'onde, ce comportement du composant dépend de la longueur d'onde.

Les composants basés sur ce principe offrent en général de très bonnes performances en terme de pertes et d'isolation, mais sur une bande étroite et au détriment de la tolérance de réalisation, qui est en général très stricte.

a) Le coupleur directionnel

Un coupleur directionnel est formé par deux guides d'onde monomodes rapprochés. Si les deux guides sont identiques, le coupleur est dit symétrique, dans le cas contraire il est défini comme asymétrique. Les deux guides forment une superstructure qui supporte deux modes de propagation, d'ordre 0 et 1. En se référant à la Figure 2.4, on identifie trois zones différentes dans le composant :

- i)* la transition entre les deux bras d'entrée séparés et le coupleur

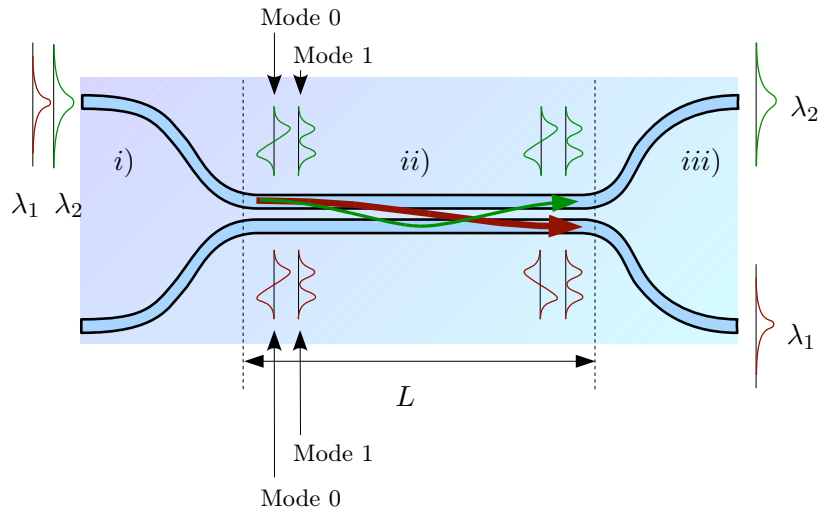


FIG. 2.4. Structure d'un coupleur directionnel

ii) la superstructure formée par les deux guides en interaction

iii) la transition entre la superstructure et les deux guides de sortie séparés.

Au début de la zone *ii)* du coupleur, un seul bras transporte de l'énergie, qui est couplée de façon égale sur les modes d'ordre 0 et 1 de la structure. Les deux modes se propagent de façon indépendante et, pendant la propagation, la relation de phase entre eux change, car leur constantes de propagation β_0 et β_1 sont différentes.

Après une longueur L_c dite longueur de couplage et donnée par :

$$L_c = \frac{\pi}{\beta_0 - \beta_1} \quad (2.5)$$

le déphasage entre les deux modes est de π . La superposition des deux modes après cette distance donne lieu à une distribution du champ qui concentre toute la puissance dans le deuxième guide de sortie du coupleur. Si la longueur de la zone *ii)* est un multiple impair de L_c , on réalise donc un transfert total de puissance entre les deux guides.

L'utilisation de ce composant comme multiplexeur dépend du fait que la longueur de couplage L_c varie avec la longueur d'onde. En éclairant le premier guide avec deux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 , il est donc possible de faire en sorte que la longueur L du dispositif soit

égale à

$$L = 2pL_c(\lambda_1) = (2q + 1)L_c(\lambda_2) \quad (2.6)$$

où p et q sont entiers.

Pour la longueur d'onde λ_1 , la longueur totale du composant L est un multiple pair de la longueur de couplage $L_c(\lambda_1)$. La puissance sera donc transférée sur le bras correspondant au bras du départ. Pour la deuxième longueur d'onde λ_2 , la situation s'inverse, car la longueur L est un multiple impair de $L_c(\lambda_2)$. Les deux longueurs d'onde seront donc séparées dans les deux guides de sortie.

Dans la littérature, il existe un exemple de réalisation d'un multiplexeur entre les longueurs d'onde de $1,32 \mu\text{m}$ et de $1,55 \mu\text{m}$, avec un coupleur asymétrique réalisé par échange d'ions argent/sodium dans un substrat en verre commercial BK7[56]. L'isolation est supérieure à 40 dB sur une bande spectrale de 3,1 nm autour de 1315 nm avec des pertes d'insertion de 1,25 dB. Une réalisation d'un coupleur 980 nm/1550 nm en technologie silice sur silicium du coupleur intégrée avec un amplificateur a été reportée[72], mais les caractéristiques du coupleur (et en particulier sa largeur de bande passante) ne sont pas spécifiées.

b) Les interféromètres à modes multiples

Un interféromètre à modes multiples (très souvent appelé par son acronyme Anglais MMI, Multi Mode Interferometer), dont la structure est représentée dans la Figure 2.5, est formé par une zone large fortement multimode couplée aux guides d'accès et de sortie.

Le fonctionnement d'un MMI repose sur les mêmes principes que ceux du coupleur directionnel, sauf que les interférences ont lieu entre plus de deux modes de propagation. L'avantage par rapport aux coupleurs est que le MMI est moins sensible aux variations technologiques et plus adapté au multiplexage d'une bande spectrale plus large[73]. Ainsi, dans la littérature, on trouve des exemples de multiplexeur pompe/signal basés sur le MMI. Une réalisation avec des guides en SiON sur silice[74] donne une isolation de 18 dB et des pertes de l'ordre de 0,5 dB à 1550 nm et 980 nm. La bande passante du dispositif, par contre, n'est pas donnée et les pertes ont été mesurées en injectant avec un objectif de

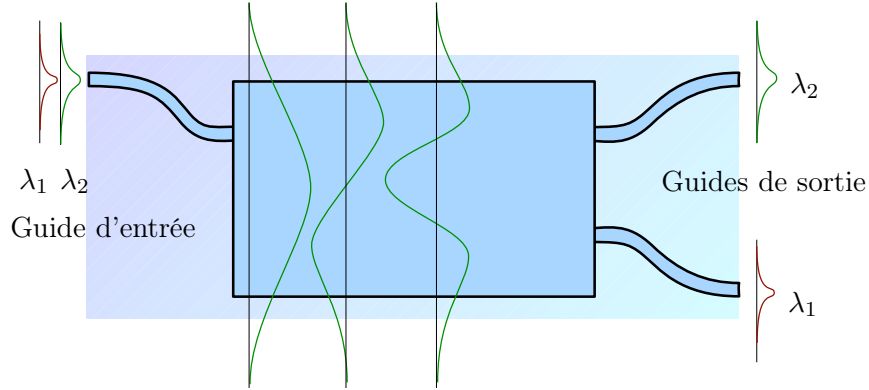


FIG. 2.5. Structure d'un MMI

microscope et non pas avec une fibre optique.

Une structure MMI a été simulée[75] avec la méthode du faisceau propagé (Beam Propagation method, BPM) dans le cas de guides gravés en SiON sur silice et optimisée pour réduire la longueur totale du composant. Les résultats des calculs donnent des pertes d'insertion inférieures à 1 dB sur une largeur de bande de 57 nm et une isolation supérieure à 40 dB aux longueurs d'onde de fonctionnement.

c) Le Mach-Zehnder

Les multiplexeurs de type Mach-Zehnder sont basés sur l'interféromètre qui porte le même nom et sur un principe de conversion modale réalisée grâce au déséquilibre des deux bras de l'interféromètre.

La puissance à l'entrée du composant est divisée en deux par une jonction Y symétrique dans les deux bras de l'interféromètre, dont la différence de longueur est ΔL . Quand les deux bras sont recombinaés avec une autre jonction Y suivie par un guide d'onde bimode, on peut exciter le mode pair ou impair du guide, selon le déphasage imposé par le déséquilibre ΔL . En ajustant la longueur ΔL , on peut faire en sorte que pour la longueur d'onde λ_1 le déphasage soit 2π et pour λ_2 le déphasage soit π . La section bimode sera donc éclairée par le mode pair à λ_1 et par le mode impair à λ_2 . Un diviseur modal permet de coupler le mode pair et impair de la section bimode sur deux guides monomodes différents et terminer ainsi

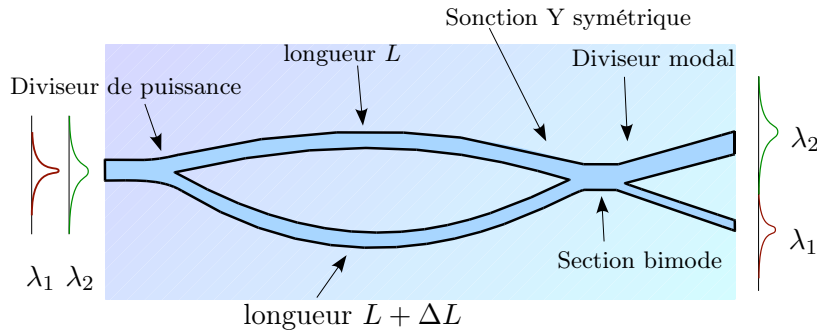


FIG. 2.6. Structure d'un multiplexeur de type Mach-Zehnder, d'après [3]

la fonction de démultiplexage.

Dans la littérature, on trouve un exemple d'interféromètre dimensionné pour travailler autour des longueurs d'onde de 1550 nm/1300 nm et réalisé en échange d'ions sur verre[3]. Aux longueurs d'onde nominales, l'isolation dépasse les 30 dB avec des pertes d'insertion de l'ordre de 5 dB. La bande passante est limitée par la chute rapide de l'isolation dès qu'on s'éloigne des longueurs d'onde nominales. Elle est de l'ordre de 20 nm pour une isolation supérieure à 20 dB.

Pour augmenter la largeur de bande passante du dispositif, une réalisation comportant la mise en cascade de deux interféromètres a été proposée[76]. Ce type d'approche permet d'augmenter la bande passante jusqu'à des valeurs de l'ordre de 60 nm (toujours pour maintenir une isolation supérieure à 20 dB), mais avec une complication considérable du processus de réalisation du dispositif, un encombrement bien plus grand et des tolérances technologiques plus faibles.

2.2.2 Les multiplexeurs non résonants

Les multiplexeurs non résonants sont des dispositifs où le multiplexage ou démultiplexage est basé sur des caractéristiques du champ qui varient lentement avec la longueur d'onde, tels que le confinement du mode fondamental ou l'indice effectif. Ce principe est donc limité au multiplexage/démultiplexage de longueurs d'ondes qui sont éloignées l'une de l'autre. Néanmoins, il permet d'obtenir des bandes passantes très larges.

a) Structure à fuite

Une structure originale, qui a été étudiée à l'IMEP pendant la thèse d'Elise Ghibaudo[61], est un multiplexeur pompe/signal basé sur la dépendance en longueur d'onde du confinement d'un mode guidé. Une représentation schématique du composant est présentée en Figure 2.7. Le composant est formé par un guide, dit guide direct, qui se trouve séparé d'une zone de propagation libre, à la fin de laquelle on trouve un deuxième guide dit collecteur. Le composant est dimensionné pour travailler à deux longueurs d'onde λ_1 et $\lambda_2 > \lambda_1$. En utilisant la structure comme démultiplexeur, on injecte la lumière aux deux longueurs d'onde au début du guide direct. La séparation entre le guide direct et la zone large est choisie de telle sorte que l'interaction ne soit effective que pour les longueurs d'onde les plus grandes, λ_2 dans notre cas, qui sont les moins confinées dans le guide direct. Avec un principe similaire au couplage par prisme, la puissance à la longueur d'onde λ_2 peut alors être transférée à la zone large et ensuite au guide collecteur, tandis que la puissance optique à la longueur d'onde λ_1 n'est pratiquement pas perturbée et reste dans le guide direct. La forme du guide collecteur est choisie de façon à obtenir un comportement similaire à celui d'une couche anti-reflet, pour empêcher que la puissance qu'il transporte ne soit couplée de nouveau dans la zone large et retransférée au guide direct.

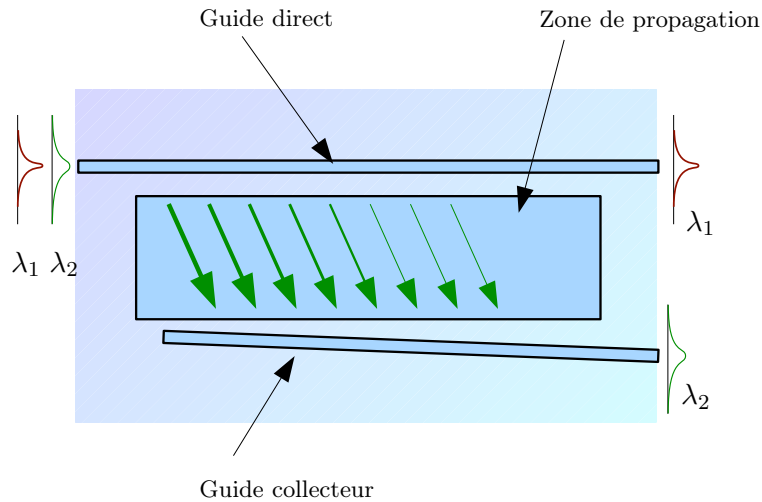


FIG. 2.7. Structure d'un multiplexeur à fuite

Même s'il y a eu des difficultés pratiques de réalisation d'un guide monomode de $\lambda = 980 \text{ nm}$ à $\lambda = 1550 \text{ nm}$, un démonstrateur a été réalisé par échange d'ions potassium/sodium sur verre. Ce composant a permis de valider le principe de fonctionnement d'un démultiplexeur entre 980 nm et 1550 nm, avec une diaphonie supérieure à 10 dB aux deux longueurs d'onde, des pertes dues à la fonction de l'ordre de 3 dB et une largeur de bande supérieure à 160 nm. Néanmoins, la taille considérable du composant ($3 \text{ cm} \times 250 \mu\text{m}$) le rend peu compatible avec l'implémentation de structures hybrides.

b) La jonction Y asymétrique

La jonction Y asymétrique est formée par un guide d'accès monomode et deux guides de sortie. Si l'angle θ de la jonction est faible, la jonction est dite *adiabatique* et l'on constate que la puissance injectée à l'entrée de la jonction est transférée dans sa totalité sur la branche de sortie dont le mode fondamental a indice effectif le plus grand.

Ce comportement a été observé pour la première fois en 1973 par H. Yajima[77] dans des expériences menées avec des films minces de verre déposés par pulvérisation cathodique. L'utilisation de ce composant comme multiplexeur a ensuite été proposée en 1987 par E. Kapon et R. N. Thurston[11], qui ont imaginé de faire croiser les courbes de dispersion d'indice des deux branches à une longueur d'onde λ_c . En dessus et en dessous de λ_c , ce n'est pas le même bras qui a l'indice effectif du mode fondamental le plus haut. De cette façon, les longueurs d'ondes plus courtes que λ_c sont couplées dans un bras et les plus grandes dans le deuxième bras de la jonction, réalisant ainsi un démultiplexeur.

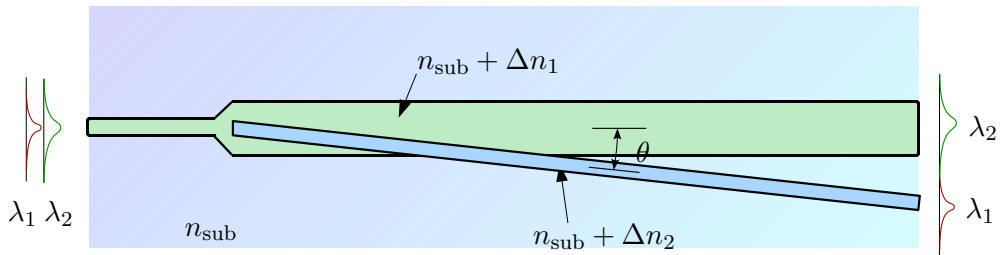


FIG. 2.8. Jonction Y asymétrique.

Ce dispositif a été réalisé pour la première fois en 1989 en optique intégrée sur verre[12]

et en particulier l’asymétrie du contraste d’indice a été réalisée avec un double échange d’ions et en déposant sur la branche étroite un ruban en verre. Le composant a été dimensionné pour travailler entre les longueurs d’onde de 630 nm et 840 nm et la diaphonie mesurée aux deux longueurs d’onde est respectivement de 16,8 dB et 12,0 dB avec des pertes très faibles, mais la bande passante du dispositif n’a pas été mesurée. L’angle choisi par les auteurs, $\theta = 2 \cdot 10^{-3}$ rad, permet d’obtenir une séparation de 15 μ m entre les guides de sortie après une longueur de 7,5 mm. Une réalisation entre les longueurs d’onde de 1300 nm et 1550 nm a été faite, toujours avec un double échange d’ions (argent et potassium avec sodium) et le dépôt d’un ruban en alumine[78, 79]. Ces procédés utilisés pour la fabrication du dispositif dans la littérature comportent l’utilisation de plusieurs niveaux de photolithographie avec tous les problèmes liés à l’alignement des masques que cela comporte.

2.3 Choix d’une configuration

Dans notre contexte, le but est de réaliser en optique intégrée sur verre un multiplexeur pompe/signal fonctionnant sur les deux longueurs d’onde 980 nm/1550 nm.

Type	Pertes/isolation	Larg. de bande	Encombrement	Tolérances
Coupleur	+++	--	++	---
MMI	++	+	++	-
M. Z.	++	-	+	--
Struct. à fuite	+	+++	-	+++
Jonct Y asym.	++	+++	+	?

TAB. 2.1. Comparaison entre les différentes familles de multiplexeurs pompe/signal pour les amplificateurs optiques à l’erbium.

Dans le Tableau 2.3, se trouve un résumé des caractéristiques des différents types de multiplexeurs pompe/signal traités. Le principe de fonctionnement non résonnant ainsi que les bonnes performances en termes de bande passante, isolation et pertes de la jonction Y asymétrique ont orienté notre choix sur ce type de composant, car il semble présenter le meilleur compromis pour la réalisation d’un multiplexeur pompe/signal. De plus, l’encombrement relativement limité le rend compatible avec les techniques d’hybridation mises au

point au laboratoire. Le reste de ce chapitre sera donc dédié à la compréhension détaillée du fonctionnement de la jonction Y asymétrique et à l’analyse des tolérances de fabrication.

2.4 Etude théorique de la jonction Y asymétrique

2.4.1 Analyse de la jonction parfaitement adiabatique

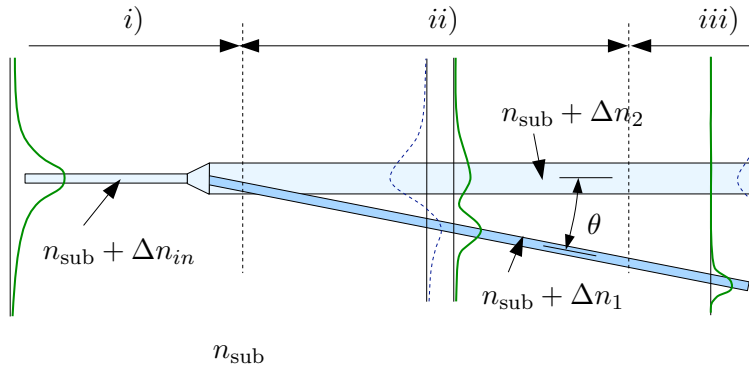


FIG. 2.9. Structure d’une jonction Y asymétrique, avec les trois zones de fonctionnement.

Dans une jonction Y asymétrique (représentée en figure 2.9), on peut identifier trois régions :

- i)* le guide d’accès
- ii)* la région bimode où les deux branches s’éloignent progressivement en restant en interaction
- iii)* la fin de la jonction, où les branches de sortie sont suffisamment éloignées pour être considérées comme indépendantes

La lumière est injectée sur le mode fondamental du guide d’accès. Pendant la propagation dans la région *ii)*, la forme du mode est transformée progressivement, pour que la lumière transportée reste toujours sur ce mode. Dans la région *iii)*, les deux guides (monomodes) sont suffisamment éloignés pour qu’on se trouve dans la situation où leur interaction est négligeable, même si théoriquement ils continuent à former une superstructure.

Si la jonction est parfaitement adiabatique, *toute la puissance transportée par le mode*

fondamental du guide d'accès se retrouve sur le mode fondamental de la superstructure formée par les deux guides de sortie. La clé pour comprendre quel est le champ en sortie de la jonction est donc de calculer la forme du mode fondamental supporté par la superstructure composée par les deux branches à la fin du composant. La zone *ii*), où le branchement a lieu, a pour fonction de transformer adiabatiquement les modes de façon que la puissance transportée du mode fondamental du guide d'accès se retrouve sur le mode fondamental de la superstructure au début de la zone *iii*). Le champ à la fin de la jonction peut être calculé à l'aide de la théorie des modes hybrides, où les modes sont décrits par une combinaison linéaire des modes fondamentaux des guides qui composent la structure complexe. Cela s'adapte à notre cas car dans la région *iii*) les deux guides de sortie sont suffisamment éloignés pour être considérés comme indépendants. Dans ce cas, l'hypothèse de couplage faible est vérifiée par définition.

2.4.2 Modes dans une superstructure formée par deux guides parallèles

Dans ce paragraphe, nous présentons le calcul, mené avec la théorie des modes hybrides, des modes supportés par une superstructure composée de deux guides d'onde en interaction faible. Cette superstructure représente une section générique de la jonction, où les guides sont en interaction faible. L'angle de branchement θ est suffisamment faible pour que les deux guides puissent être considérés comme parallèles dans le cadre d'une analyse locale. Sur la Figure 2.10 a), on considère deux guides monomodes parallèles caractérisés par les modes de propagation (fondamentaux) $\psi_1(x,y)$ et $\psi_2(x,y)$, avec des constantes de propagation β_1 et β_2 .

Dans les conditions de guidage faible, $\psi_1(x,y)$ est la fonction propre décrivant l'amplitude du champ pour le mode fondamental du guide 1. Elle est donc solution de l'équation :

$$\nabla^2 \psi_1(x,y) + k^2 n_1(x,y)^2 \psi_1(x,y) = \beta_1^2 \psi_1(x,y) \quad (2.7)$$

Et la même chose vaut pour $\psi_2(x,y)$:

$$\nabla^2 \psi_2(x,y) + k^2 n_2(x,y)^2 \psi_2(x,y) = \beta_2^2 \psi_2(x,y) \quad (2.8)$$

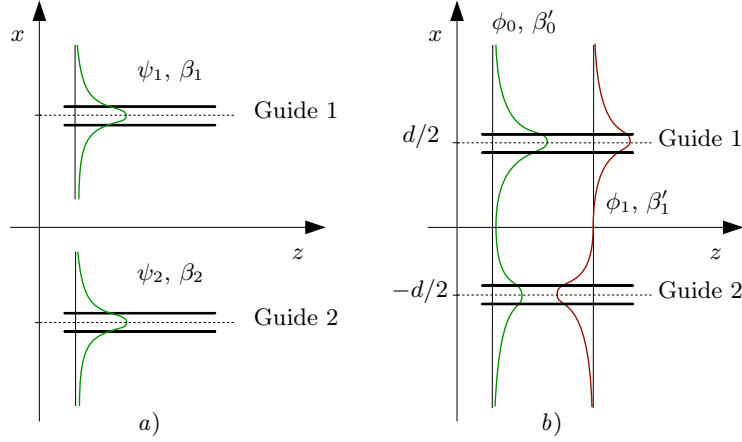


FIG. 2.10. a) Modes des guides considérés séparément. b) Modes d'ordre 0 et 1 supportés par la superstructure.

Où $n_1(x,y)$ et $n_2(x,y)$ sont invariants selon l'axe z de propagation de la lumière et décrivent la distribution d'indice des deux guides considérés séparément. Dans l'hypothèse de couplage faible et en appliquant la théorie des modes hybrides, on peut décrire les modes de la superstructure comme une combinaison linéaire des modes des guides isolés :

$$\phi_i(x,y) = a_i\psi_1(x,y) + b_i\psi_2(x,y) \quad (2.9)$$

Où a_i et b_i sont constants le long de la propagation. Néanmoins, $\phi_i(x,y)$ sont les modes supportés par la structure et donc doivent être solutions de l'équation de propagation :

$$\nabla^2\phi_i(x,y) + k^2n'^2(x,y)\phi_i(x,y) = \beta_i'^2\phi_i(x,y) \quad (2.10)$$

Où $n'(x,y)$ décrit dans la section transverse la superstructure et β_i' est la constante de propagation associée au mode $\phi_i(x,y)$. L'équation (2.10) peut être écrite sous une forme plus compacte en introduisant l'opérateur linéaire de propagation $P = \nabla^2 + k^2n'^2$:

$$P\phi_i(x,y) = \beta_i'^2\phi_i(x,y) \quad (2.11)$$

Donc, en combinant l'équation (2.11) avec l'équation (2.9), on obtient :

$$a_iP\psi_1(x,y) + b_iP\psi_2(x,y) = \beta_i'^2[a_i\psi_1(x,y) + b_i\psi_2(x,y)] \quad (2.12)$$

On peut multiplier l'équation (2.12) par $\psi_1^*(x,y)$ et intégrer sur le plan S transverse à l'axe de propagation z :

$$\begin{aligned} a_i \int_S (P\psi_1(x,y)) \psi_1^*(x,y) ds + b_i \int_S (P\psi_2(x,y)) \psi_1^*(x,y) ds = \\ = \beta_i'^2 \left[a_i \int_S \psi_1(x,y) \psi_1^*(x,y) ds + b_i \int_S \psi_2(x,y) \psi_1^*(x,y) ds \right] \end{aligned} \quad (2.13)$$

De plus, de par la normalisation des modes :

$$\int_S \psi_1(x,y) \psi_1^*(x,y) ds = 1 \quad (2.14)$$

et dans l'hypothèse de couplage faible :

$$\int_S \psi_2(x,y) \psi_1^*(x,y) ds \approx 0 \quad (2.15)$$

qui est valable car les deux guides sont suffisamment éloignés, comme le montre la Figure 2.11.

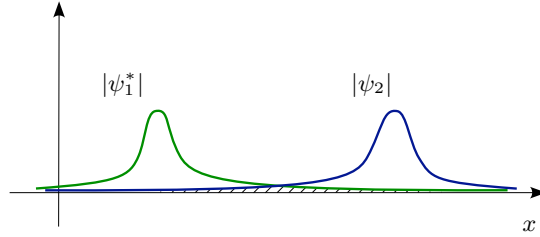


FIG. 2.11. Terme calculé dans la relation 2.15.

L'équation (2.13) peut donc être réécrite sous la forme suivante :

$$a_i \int_S [P\psi_1(x,y)] \psi_1^*(x,y) ds + b_i \int_S [P\psi_2(x,y)] \psi_1^*(x,y) ds = a_i \beta_i'^2 \quad (2.16)$$

Où l'application de l'opérateur P au mode ψ_1 donne :

$$P\psi_1(x,y) = \nabla^2 \psi_1(x,y) + k^2 n^2(x,y) \psi_1(x,y) \quad (2.17)$$

Afin de faciliter les calculs, la superstructure peut être décrite comme étant le guide 1, auquel s'ajoute une perturbation induite par la présence du guide 2. Cette considération nous conduit à écrire :

$$n^2(x,y) = n_1^2(x,y) + \Delta n_1^2(x,y) \quad (2.18)$$

Où le terme $\Delta n_1^2(x,y)$ représente la perturbation induite par le guide 2 sur la distribution d'indice $n_1(x,y)$:

$$\Delta n_1^2(x,y) = \begin{cases} 0 & \text{en dehors du guide 2} \\ n_2^2 - n_1^2 & \text{au niveau du guide 2} \end{cases} \quad (2.19)$$

On peut donc réécrire l'équation (2.17) sous la forme :

$$P\psi_1(x,y) = \left(\nabla\psi_1(x,y) + k^2 n_1^2(x,y) \right) + k^2 \Delta n_1^2(x,y) \psi_1(x,y) \quad (2.20)$$

c'est à dire :

$$P\psi_1(x,y) = \beta_1^2 \psi_1(x,y) + k^2 \Delta n_1^2(x,y) \psi_1(x,y) \quad (2.21)$$

La même opération peut être faite pour le guide 2, c'est à dire qu'on peut considérer la superstructure comme le guide 2, perturbé par un terme $\Delta n_2^2(x,y)$, introduit par la présence du guide 1 :

$$n'^2(x,y) = n_2^2(x,y) + \Delta n_2^2(x,y) \quad (2.22)$$

Ce qui entraîne :

$$P\psi_2(x,y) = \beta_2^2 \psi_2(x,y) + k^2 \Delta n_2^2(x,y) \psi_2(x,y) \quad (2.23)$$

En introduisant les équations (2.21) et (2.23) dans l'équation (2.16) et en simplifiant avec les équations (2.14) et (2.15), on obtient :

$$a_i \beta_1^2 + a_i \int_S k^2 \Delta n_1^2(x,y) \psi_1(x,y) \psi_1^*(x,y) ds + b_i \int_S k^2 \Delta n_2^2(x,y) \psi_2(x,y) \psi_1^*(x,y) ds = a_i \beta_i'^2 \quad (2.24)$$

Si on se trouve en interaction faible, les modes de la structure non perturbée ne sont pas trop modifiés, donc :

$$\int_S k^2 \Delta n_1^2(x,y) \psi_1(x,y) \psi_1^*(x,y) ds \approx 0 \quad (2.25)$$

Ceci est justifié car dans la région de l'espace où Δn_1^2 est différent de zéro (c'est à dire en correspondance du guide 2), les termes $|\psi_1(x,y)|$ et $|\psi_1^*(x,y)|$ sont quasiment nulles, car on considère la partie évanescence du champ ψ_1 , à une certaine distance du coeur du guide 1. Cette situation est représentée en Figure 2.12 a). Par contre, le terme de couplage illustré en Figure 2.12 b) est lui non nul :

$$\Delta \beta_1^2 = \int_S k^2 \Delta n_2^2(x,y) \psi_2(x,y) \psi_1^*(x,y) ds \neq 0 \quad (2.26)$$

parce que dans la région de l'espace où $\Delta n_2^2(x,y)$ est différent de zéro (c'est à dire en correspondance du guide 1), le terme $|\psi_2(x,y)|$ est petit, mais le terme $|\psi_1(x,y)|$ est important, car on se trouve dans le coeur du guide 1.

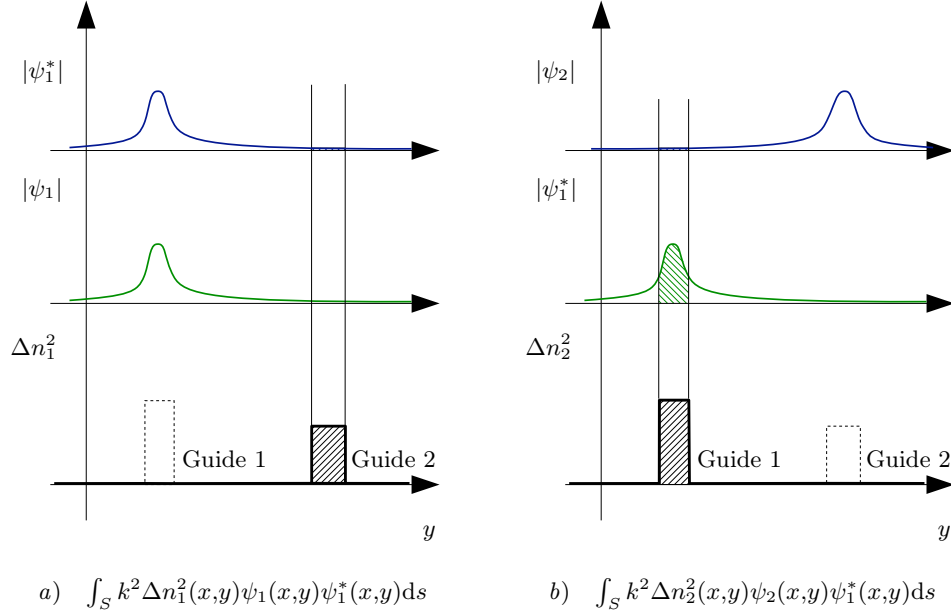


FIG. 2.12. a) et b), comparaison entre les intégrales de l'équation 2.24 : le terme montré en a) est négligeable devant le terme en b).

L'équation (2.24) peut être réécrite alors sous une forme plus compacte :

$$a_i \beta_1^2 + b_i \Delta \beta_1^2 = a_i \beta'^2 \quad (2.27)$$

On peut répéter les raisonnements symétriques en multipliant l'équation (2.12) par $\psi_2^*(x,y)$ et en intégrant sur la surface S pour obtenir :

$$b_i \beta_2^2 + a_i \Delta \beta_2^2 = b_i \beta'^2 \quad (2.28)$$

où :

$$\Delta \beta_2^2 = \int_S k^2 \Delta n_1^2(x,y) \psi_1(x,y) \psi_2^*(x,y) ds \quad (2.29)$$

On obtient donc le système suivant :

$$\begin{cases} a_i(\beta_1^2 - \beta'^2) + b_i \Delta \beta_1^2 = 0 \\ a_i \Delta \beta_2^2 + b_i(\beta_2^2 - \beta'^2) = 0 \end{cases} \quad (2.30)$$

Pour faire en sorte que le mode ϕ_i soit effectivement un mode de la superstructure, il faut que le système que nous venons d'écrire soit singulier. En imposant que le déterminant de la matrice associée soit nul, on trouve deux solutions pour la constante de propagation :

$$\beta_0'^2 = \beta_{\text{moy}}^2 + \Delta\beta_{\text{moy}}^2 \quad (2.31)$$

$$\beta_1'^2 = \beta_{\text{moy}}^2 - \Delta\beta_{\text{moy}}^2 \quad (2.32)$$

où $\beta_{\text{moy}}^2 = \frac{1}{2}(\beta_1^2 + \beta_2^2)$ et $\Delta\beta_{\text{moy}}^2 = \frac{1}{2}\sqrt{(\beta_1^2 + \beta_2^2)^2 - 4(\beta_1^2\beta_2^2 - \Delta\beta_1^2\Delta\beta_2^2)}$.

On prend en considération le cas du mode 0, le mode fondamental, qui a la constante de propagation la plus élevée, β_0' . En utilisant une des équations composant le système (2.30), on trouve la relation entre a et b , qui doit être satisfaite pour obtenir le mode de la superstructure :

$$b_0 = a_0 \frac{\beta_{\text{moy}}^2 + \Delta\beta_{\text{moy}}^2 - \beta_1^2}{\Delta\beta_1^2} \quad (2.33)$$

Et le mode fondamental de la structure peut être écrit comme combinaison linéaire des modes des guides non perturbés :

$$\phi_0 = a_0 \left(\psi_1 + \frac{\beta_{\text{moy}}^2 + \Delta\beta_{\text{moy}}^2 - \beta_1^2}{\Delta\beta_1^2} \psi_2 \right) \quad (2.34)$$

Où a peut être choisi de façon à normaliser la fonction modale. Et de la même façon le mode d'ordre 1 est donné par :

$$\phi_1 = a_1 \left(\psi_1 + \frac{\beta_{\text{moy}}^2 - \Delta\beta_{\text{moy}}^2 - \beta_1^2}{\Delta\beta_1^2} \psi_2 \right) \quad (2.35)$$

Si les deux guides sont identiques, on vérifie directement que $\beta_1 = \beta_2 = \beta_{\text{moy}}$ et $\Delta\beta_1 = \Delta\beta_2 = \Delta\beta$ et on obtient $b_0 = a_0$ pour le mode fondamental et $b_1 = -a_1$ pour le mode d'ordre 1 de la superstructure.

La description du champ qui nous est donnée par la théorie des modes hybrides est très utile, car les termes a_i et b_i de la combinaison linéaire nous donnent directement les champs correspondants aux deux sorties de la jonction. Pour cette raison, nous introduisons le rapport de couplage c_i , qui est le rapport entre les coefficients de la combinaison linéaire :

$$c_i = \frac{b_i}{a_i} \quad (2.36)$$

Si c_i tend vers zéro, toute la puissance se concentre sur le mode fondamental du premier guide, tandis que s'il tend vers l'infini, toute la puissance se retrouve sur le mode fondamental du deuxième guide de sortie.

2.4.3 Distribution du champ dans les branches de sortie de la jonction

Dans ce paragraphe, nous nous intéressons à comparer entre eux les contributions des modes des branches de sortie, c'est à dire dans la section *iii*) de la jonction Y. Dans le cas limite où les deux guides *ne sont plus* en interaction, le calcul des champs revient à déterminer la limite des coefficients a et b quand les termes de perturbation $\Delta\beta_1$ et $\Delta\beta_2$ tendent vers zéro.

Si nous calculons le terme $\Delta\beta_{\text{moy}}^2$ dans le cas où $\beta_1^2 \neq \beta_2^2$, c'est à dire dans le cas d'une jonction asymétrique, on trouve :

$$\Delta\beta_{\text{moy}}^2 = \frac{\sqrt{(\beta_1^2 + \beta_2^2)^2 - 4(\beta_1^2\beta_2^2 - \Delta\beta_1^2\Delta\beta_2^2)}}{2} \approx \frac{1}{2} |\beta_1^2 - \beta_2^2| \left[1 + 2 \frac{\Delta\beta_1^2\Delta\beta_2^2}{(\beta_1^2 - \beta_2^2)^2} \right] \quad (2.37)$$

L'approximation est valable car le terme $4 \frac{\Delta\beta_1^2\Delta\beta_2^2}{(\beta_1^2 - \beta_2^2)^2}$ est petit devant 1, parce que l'on est en interaction faible et que les termes $\Delta\beta_i$ sont petits. Nous pouvons maintenant calculer le rapport de couplage c_0 défini dans l'équation (2.36) et qui décrit la répartition du champ en sortie de la jonction :

$$c_0 = \frac{\beta_{\text{moy}}^2 + \Delta\beta_{\text{moy}}^2 - \beta_1^2}{\Delta\beta_1^2} \quad (2.38)$$

Dans le cas où $\beta_1 > \beta_2$, la condition suivante est valable :

$$\beta_1^2 - \beta_2^2 > 0 \quad (2.39)$$

et l'on trouve :

$$c_0 = \frac{\Delta\beta_2^2}{\beta_1^2 - \beta_2^2} \quad (2.40)$$

qui tend vers zéro lorsque $\Delta\beta_2$ tend vers zéro, c'est à dire lorsque les deux guides sont éloignés, car $\Delta\beta_2$ est calculé sur la partie évanescence du champ. Cela signifie que dans le cas où la constante de propagation du guide 1 est plus grande que celle du guide 2, lorsque les deux guides sont suffisamment éloignés, toute la puissance supportée par le mode pair de la structure se trouve concentrée dans le guide 1.

Dans le cas contraire, si $\beta_2 > \beta_1$:

$$\beta_1^2 - \beta_2^2 < 0 \quad (2.41)$$

et il y a un changement de signe qui est opéré par la présence de la valeur absolue dans l'équation (2.37). Le résultat est :

$$c_0 = \frac{\beta_2^2 - \beta_1^2}{\Delta\beta_1^2} + \frac{\Delta\beta_2^2}{\beta_2^2 - \beta_1^2} \quad (2.42)$$

Le rapport de couplage tend vers l'infini quand $\Delta\beta_1^2$ tend vers zéro. Donc, toute la puissance supportée par le mode fondamental se trouve dans le guide 2.

Pour résumer, lorsque les deux guides ne sont pas identiques, la totalité de la puissance du mode fondamental de la structure se trouve sur le guide dont la constante de propagation du mode fondamental est la plus élevée. La quantité de puissance qui se trouve sur l'autre guide tend rapidement vers zéro quand la distance entre les deux bras de sortie augmente et les deux guides peuvent être considérés indépendants.

2.4.4 Jonction Y asymétrique et démultiplexage

La théorie des modes hybrides, appliquée à l'analyse des bras de sortie d'une jonction Y asymétrique nous a permis de démontrer que la puissance transportée par le mode fondamental du guide d'accès est transférée à la branche de sortie dont le mode fondamental a l'indice effectif le plus élevé. Pour utiliser la jonction comme démultiplexeur, on injecte les deux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 que l'on veut séparer sur le mode fondamental du guide d'accès. Si les courbes de dispersion des deux branches se croisent à une longueur d'onde λ_c comprise entre λ_1 et λ_2 , on peut avoir le plus grand indice effectif dans une branche pour la longueur d'onde λ_1 et dans l'autre branche pour λ_2 . De cette façon, les deux longueurs d'onde sont divisées et démultiplexées dans les deux branches de sortie de la jonction. Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 1.2, l'indice effectif d'un mode de propagation dépend des paramètres opto-géométriques du guide d'onde et de la longueur d'onde de fonctionnement à travers l'équation de dispersion (1.7).

En Figure 2.13, on trouve une représentation schématique de l'allure de la courbe de dispersion pour deux guides réalisés avec le même contraste d'indice Δn et de largeur w

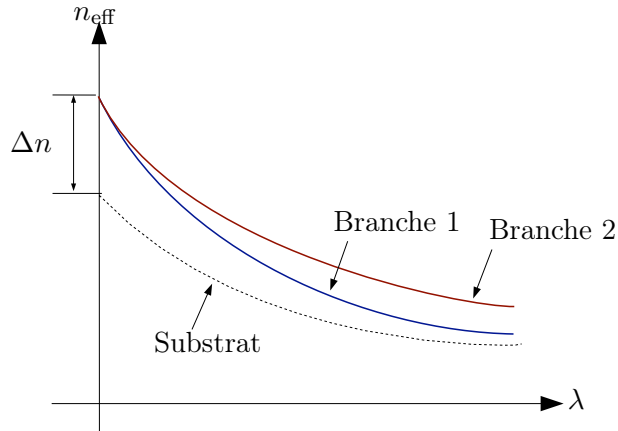


FIG. 2.13. Courbes de dispersion typiques de deux guides d'onde avec le même contraste d'indice Δn .

différente. Pour des longueurs d'onde très petites devant les dimensions physiques du coeur du guide, l'indice effectif tend à être égal à l'indice de réfraction du coeur. En augmentant la longueur d'onde, il décroît jusqu'à devenir égal à l'indice de réfraction du substrat quand le mode est à la coupure. Les dimensions géométriques du coeur déterminent si la décroissance de l'indice effectif est plus ou moins rapide avec la longueur d'onde, mais dans ce cas le croisement pour une longueur d'onde λ_c différente de zéro n'est pas possible.

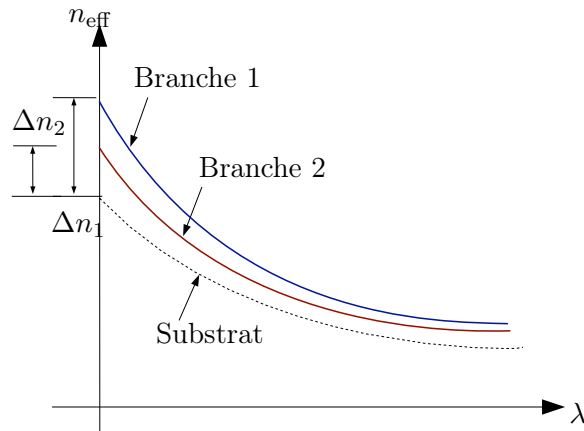


FIG. 2.14. Croisement entre les courbes de dispersion de deux guides d'onde avec contrastes $\Delta n_1 > \Delta n_2$ et même largeur.

Dans la Figure 2.14 on trouve une représentation de l'allure typique des courbes de

dispersion de deux guides avec la même largeur w , mais avec deux contrastes d'indices différents Δn_1 et Δn_2 . Ici encore, la variation du contraste d'indice seule empêche le croisement des deux courbes de dispersion, nécessaire pour la réalisation d'un démultiplexeur.

Ces comportements suggèrent de faire varier non seulement la géométrie des branches (en jouant sur leur largeur w); mais aussi leur contraste d'indice, afin d'obtenir un croisement des indices effectifs à une longueur d'onde λ_c non nulle, comme montré sur la Figure 2.15.

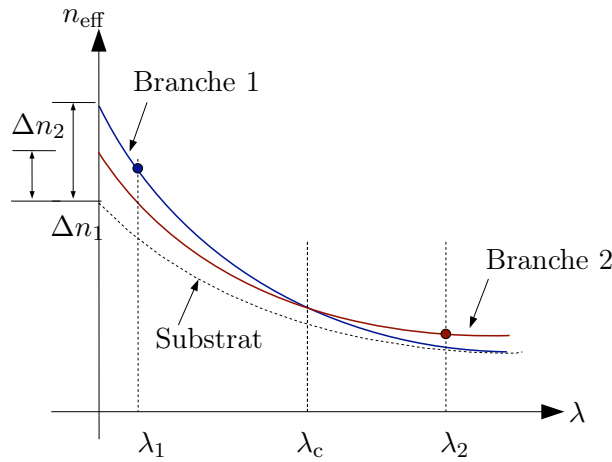


FIG. 2.15. Croisement entre les courbes de dispersion de deux guides d'onde avec contrastes $\Delta n_1 > \Delta n_2$ et largeur $w_1 < w_2$.

La nécessité de faire varier à la fois la largeur des branches et leur contraste d'indice pose des difficultés de fabrication. Si la largeur w du guide est contrôlée par l'ouverture du masque de photolithographie, la réalisation de plusieurs contrastes d'indice dans des endroits différents de la plaquette nécessite un procédé en plusieurs étapes et plusieurs niveaux de masquage. Ce fait a des répercussions en termes de difficultés de fabrication, car il faut assurer un bon alignement entre chaque étape de lithographie.

2.4.5 Validation du modèle des modes hybrides et son application au démultiplexage

Les conditions nécessaires pour obtenir un comportement de multiplexage avec une jonction Y asymétrique ayant été présentées, nous allons effectuer une analyse à deux dimensions d'une jonction Y dimensionnée pour les longueur d'ondes de pompe ($\lambda = 980 \text{ nm}$) et de signal ($\lambda = 1550 \text{ nm}$).

Cette analyse nous permettra aussi de valider le comportement des modes de propagation étudié avec la théorie des modes hybrides au paragraphe 2.4.2. Pour obtenir un croisement des courbes d'indice effectif, nous avons utilisé une branche composée par un guide de largeur $w_1 = 1,9 \mu\text{m}$ avec un écart d'indice $\Delta n_1 = 0,06$ dédié à la longueur d'onde de $\lambda = 1550 \text{ nm}$ et l'autre avec une largeur de $w_2 = 0,7 \mu\text{m}$ et un écart d'indice de $\Delta n_2 = 0,1$, dédié à la longueur d'onde $\lambda = 980 \text{ nm}$. Les deux guides de sortie de la jonction sont représentés sur la Figure 2.16. L'indice du substrat utilisé est $n_{\text{sub}} = 1,5$, en négligeant la dispersion chromatique. Les largeurs choisies sont compatibles avec les possibilités de photolithographie de l'IMEP et, en particulier, la largeur w_2 est la plus petite largeur de guide d'onde qu'on peut réaliser, tout en gardant une bonne reproductibilité des résultats. Les contrastes d'indice choisis sont compatibles avec les possibilités des échanges argent/sodium dans un verre silicate.

Nous avons représenté sur la Figure 2.17 les courbes de dispersion calculées pour les modes fondamentaux TE des deux guides plans. Elles se croisent à une longueur d'onde $\lambda_c = 1250 \text{ nm}$, comprise entre les deux longueurs d'onde nominales de fonctionnement.

a) Analyse modale à $\lambda = 1550 \text{ nm}$

Pour valider les résultats fournis par l'application de la théorie des modes couplés développée dans le paragraphe 2.4.2, nous avons choisi de comparer les résultats fournis par notre modèle (avec l'équation (2.34)) avec ceux calculés par un solveur de modes 1D, adapté à résoudre un problème multicouche et faisant partie de la suite logiciel OptiBPM fournie par Optiwave. Dans ce dernier cas, la résolution est faite sans utiliser aucune approximation, tandis que la théorie des modes hybrides repose sur le principe d'interaction

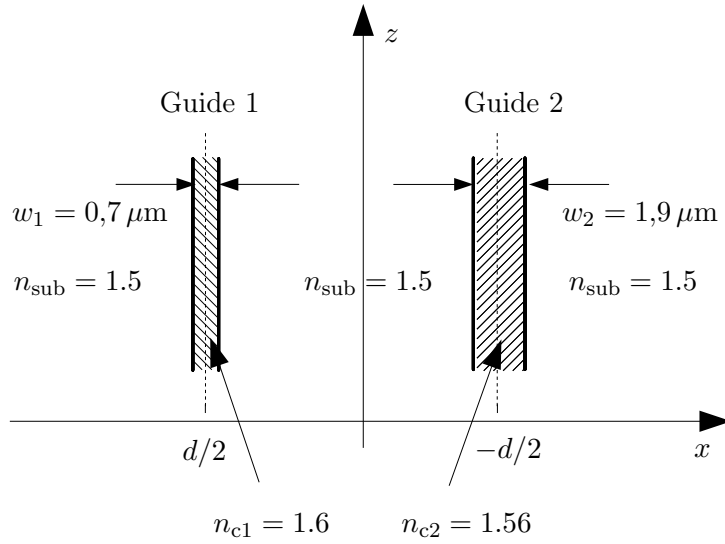


FIG. 2.16. Structure étudiée avec la théorie des modes couplés.

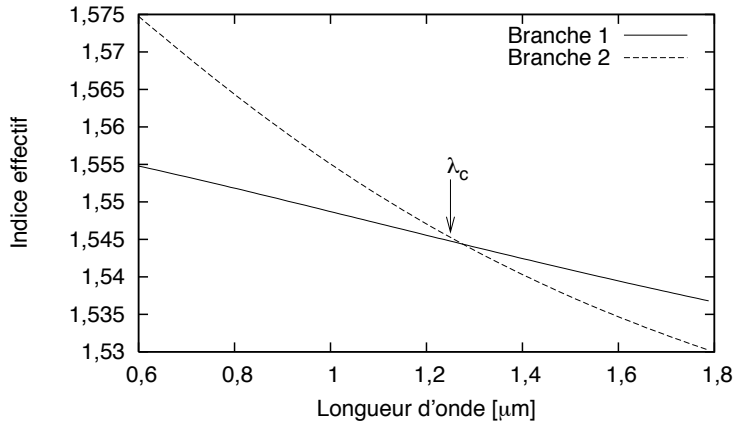


FIG. 2.17. Courbes de dispersion des modes fondamentaux TE des deux branches présentées en Figure 2.16.

faible.

Considérés séparément, les modes fondamentaux des branches montrées dans la Figure 2.16 ont un indice effectif respectivement égal à $n_{\text{eff},1} = 1,53599$ pour le guide 1 et $n_{\text{eff},2} = 1,54020$ pour le guide 2. Selon l'analyse effectuée dans le paragraphe 2.4.3, on s'attend à observer le champ se concentrer dans la branche 2, la plus large, qui à cette

longueur d'onde possède l'indice effectif le plus élevé.

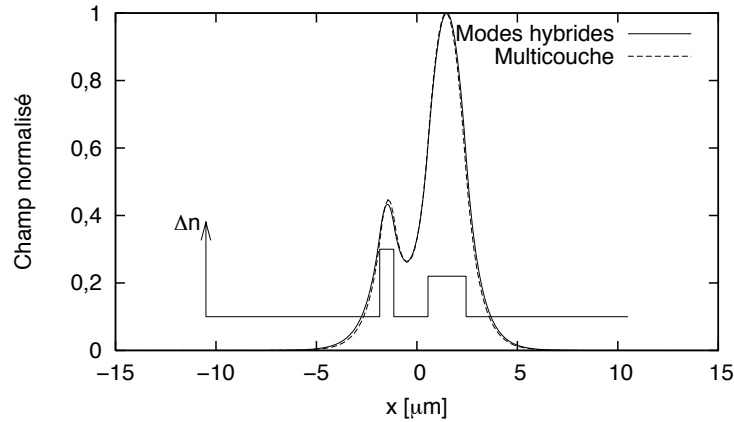


FIG. 2.18. Amplitude du champ du mode fondamental TE supporté à une longueur d'onde de 1550 nm par une superstructure avec une séparation de $d = 3 \mu\text{m}$.

Un premier cas représentant le mode fondamental TE à une longueur d'onde de 1550 nm d'une structure avec une séparation $d = 3 \mu\text{m}$ est montré en Figure 2.18. Dans cette situation, les guides se trouvent à une distance relativement petite, en n'étant séparés que par une couche de $1,7 \mu\text{m}$. Néanmoins, l'accord entre la solution donnée par la théorie des modes hybrides et la solution exacte est plutôt bon, même si de légers écarts sont visibles dans les parties évanescentes du champ.

En augmentant la séparation d entre les deux guides, l'accord entre les prédictions faites avec les deux méthodes devient de plus en plus précis. La raison est que l'hypothèse de couplage faible est de mieux en mieux vérifiée à mesure que la distance entre les deux guides augmente. Ce fait est représenté en Figure 2.19 et en Figure 2.20 où les deux guides de la structure se trouvent à une distance égale à $d = 5 \mu\text{m}$ et $d = 8 \mu\text{m}$. La contribution due au guide d'indice effectif le plus petit est considérablement réduite, confirmant les raisonnements que nous avons effectués lors du passage à la limite. Pour rendre possible une comparaison visuelle de cette contribution, nous avons représenté dans la suite l'échelle d'intensité du champ en dB, ce qui permet de discriminer plus facilement la contribution du guide dans la partie décroissante de l'exponentielle.

En vue de la réalisation d'un demultiplexeur, les résultats présentés dans les Figures

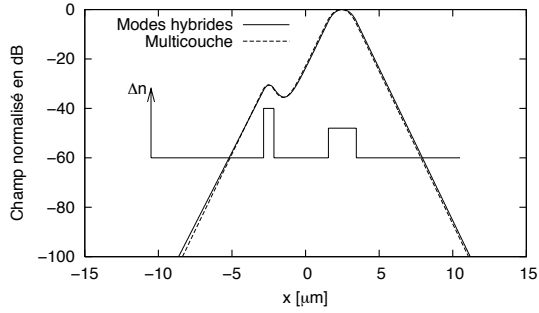


FIG. 2.19. Amplitude du champ en échelle logarithmique du mode fondamental TE supporté à une longueur d’onde de 1550 nm par une superstructure avec une séparation de $d = 5 \mu\text{m}$.

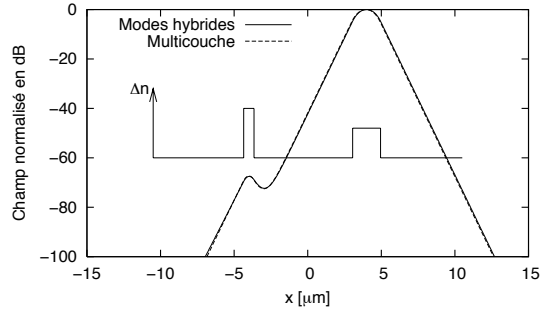


FIG. 2.20. Amplitude du champ en échelle logarithmique du mode fondamental TE supporté à une longueur d’onde de 1550 nm par une superstructure avec une séparation de $d = 8 \mu\text{m}$.

2.19 et 2.20 montrent qu’avec l’asymétrie choisie, la diaphonie due au couplage chute très rapidement à des valeurs très grandes (l’isolation est de l’ordre de -65 dB pour une séparation $d = 8 \mu\text{m}$) dès que les guides s’écartent.

Les résultats fournis par la théorie des modes couplés et une analyse avec un solveur de modes multicouche sont en accords et prévoient que le mode fondamental de la structure se concentre dans la branche 2, qui à $\lambda = 1550 \text{ nm}$ a l’indice effectif le plus élevé.

b) Analyse modale à $\lambda = 980 \text{ nm}$

Par rapport au cas précédent, la situation est inversée, car c’est cette fois le guide 1, le plus étroit, qui a l’indice effectif du mode fondamental le plus élevé à la longueur d’onde de 980 nm. Les valeurs sont $n_{\text{eff},1} = 1,55593$ pour le guide 1 et $n_{\text{eff},2} = 1,54902$ pour le guide 2.

Les analyses avec la théorie des modes hybrides et avec le solveur de mode exact confirment le basculement des modes qui, contrairement à la longueur d’onde de 1550 nm, ont leur maximum en correspondance du guide 1.

On retrouve à une longueur d’onde de $\lambda = 980 \text{ nm}$ le même comportement observé à $\lambda = 1550 \text{ nm}$: les prédictions faites à l’aide de la théorie des modes hybrides sont en meilleur accord avec la solution exacte quand la distance entre les deux guides est telle

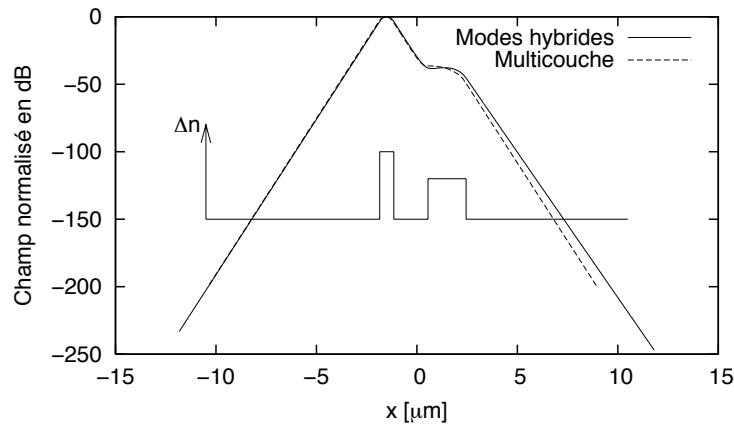


FIG. 2.21. Champ en échelle logarithmique du mode fondamental TE supporté à une longueur d'onde de 980 nm par une superstructure avec une séparation de $d = 3 \mu\text{m}$.

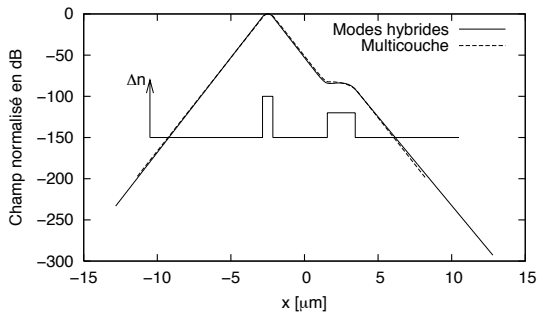


FIG. 2.22. Champ en échelle logarithmique du mode fondamental TE supporté à une longueur d'onde de 980 nm par une superstructure avec une séparation de $d = 5 \mu\text{m}$.

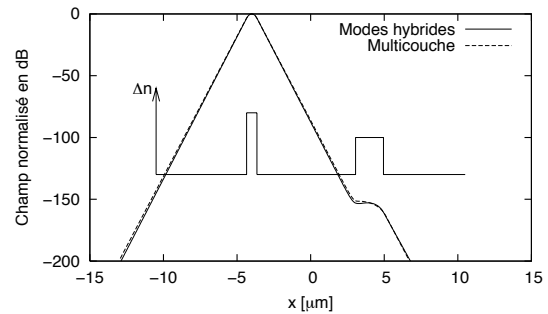


FIG. 2.23. Champ en échelle logarithmique du mode fondamental TE supporté à une longueur d'onde de 980 nm par une superstructure avec une séparation de $d = 8 \mu\text{m}$.

que l'interaction est petite. Ce comportement est visible en comparant les résultats de la Figure 2.21, où nous avons calculé le mode fondamental supporté par une structure formée par les deux guides à une distance $d = 3 \mu\text{m}$ avec ceux des Figures 2.22 et 2.23, où la distance d est respectivement de $5 \mu\text{m}$ et $8 \mu\text{m}$. Dans les trois cas, nous avons choisi de représenter le mode en échelle logarithmique, car de cette façon la contribution du guide 1 reste discernable même quand le champ évanescent est très petit.

Dès que la distance d augmente, les résultats de l'application de la théorie des modes hybrides et le solveur multicouche sont en accord. La puissance optique se concentre dans la

branche qui a l’indice effectif le plus élevé, la branche 1 pour la longueur d’onde $\lambda = 980$ nm. D’après la Figure 2.23, pour une séparation $d = 8 \mu\text{m}$, la diaphonie due au couplage est de l’ordre de -150 dB. Par rapport au cas de la longueur d’onde $\lambda = 1550$ nm, le plus fort confinement due à la longueur d’onde plus petite rend plus petit les termes de perturbation des équations (2.26) et (2.29), ce qui fait en sorte que le rapport de couplage c_0 est plus faible.

2.5 Simulation du comportement du composant et étude des tolérances de fabrication

Les études menées au cours des paragraphes précédents nous ont permis de nous rendre compte de l’importance de dimensionner correctement les bras de sortie de la jonction pour obtenir un démultiplexeur. Ils doivent être choisis de façon à faire se croiser leurs courbes de dispersion entre les deux longueurs d’ondes nominales de fonctionnement. Cette étude se base sur l’hypothèse d’adiabaticité et dans une jonction Y asymétrique les différents paramètres de la jonction (type de branchement, angle . . .) doivent être choisis pour respecter cette hypothèse. La simulation des structures à l’aide de la méthode du faisceau propagé (BPM) nous permet d’étudier ces points et de dimensionner le branchement pour obtenir un bon fonctionnement du dispositif. En particulier, nous nous intéresserons à l’étude des tolérances de fabrication, notamment pour ce qui concerne l’alignement entre deux niveaux de masquage, nécessaire pour réaliser le double contraste d’indice.

2.5.1 La technique de simulation BPM

La propagation du champ électromagnétique étant décrite entièrement par les équations de Maxwell, une discrétisation du domaine de calcul et la résolution de ces équations peut être envisagée pour simuler le comportement du dispositif que nous souhaitons analyser. Ce problème pose néanmoins des difficultés, car une résolution complète des équations de Maxwell vectorielle demande beaucoup de ressources de calcul. Par contre, l’application de certaines simplifications peut permettre d’alléger le problème d’un point de vue

numérique[80].

Une méthode de simplification très répandue est appelée Méthode du Faisceau Propagé, souvent appelée avec l'acronyme anglais BPM, pour Beam Propagation Method. Cette technique consiste à considérer que la propagation a lieu préférentiellement dans une direction de l'espace, ce qui est souvent le cas, notamment dans les dispositifs réalisés avec des guides d'ondes canaux. La méthode BPM a été proposée en 1978 par M. D. Feit and J. A. Fleck[81]. Parmi ses avantages, on trouve le fait qu'il s'agit d'une méthode qui s'adapte facilement à des structures complexes, tout en gardant une efficacité très élevée d'un point de vue numérique.

L'idée à la base de la méthode est de traiter la propagation du champ ϕ sous forme scalaire, en explicitant la contribution de variation rapide de la phase due à la propagation dans l'axe z :

$$\phi(x,y,z) = u(x,y,z) \exp(-j\bar{k}z) + u'(x,y,z) \exp(j\bar{k}z) \quad (2.43)$$

où $u(x,y,z)$ et $u'(x,y,z)$ sont les composantes progressives et régressives du champ qui varient lentement avec z , car la variation rapide est prise en compte dans l'exponentielle. Le terme \bar{k} est le vecteur d'onde de référence et s'exprime à partir de l'indice de référence \bar{n} , selon la relation $\bar{k} = k_0\bar{n}$ et est choisi de telle sorte à minimiser la variation de phase du champ dans l'axe z . De cette façon, on peut écrire les équations de propagation en tenant en compte seulement des parties lentement variables, avec une grille de calcul relativement grossière. Les formes classiques de BPM ne prennent pas en compte le champ contrapropagatif $u'(x,y,z)$. Cela rend la méthode non adaptée à simuler des structures telles que des réseaux de Bragg, où la puissance réfléchie par une discontinuité joue un rôle important. Néanmoins, cela permet de gagner considérablement en terme de vitesse d'exécution des simulations. En considérant le champ lentement variable $u(x,y,z)$, l'équation de Helmholtz s'écrit sous la forme :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + 2j\bar{k} \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + (k^2 - \bar{k}^2)u = 0 \quad (2.44)$$

Dans la pratique une deuxième approximation est faite en négligeant les termes au deuxième ordre en w , $\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}$, devant les termes au premier ordre, en appliquant une technique connue

sous le nom d'approximation paraxiale. Cette technique permet de traiter efficacement les dispositifs dont la section varie lentement au cours de la propagation. L'équation que l'on obtient peut être discrétisée et résolue de façon très efficace en appliquant par exemple un schéma aux différences finies et se prête aussi très bien à être traitée de façon distribuée avec plusieurs unités de calculs en parallèle.

Afin que les simulations effectuées à l'ordinateur puissent être utilisées pour obtenir des informations sur le comportement des composants réels, il faut choisir de façon appropriée les paramètres de simulations. La méthode utilisée est une BPM à deux dimensions, avec des approximations de Padé de deuxième ordre, mise à disposition par le logiciel commercial OptiBPM.

2.5.2 Dimensionnement de la jonction

Nous avons vu précédemment que le fonctionnement de la jonction en tant que multiplexeur en longueur d'onde dépend du principe d'adiabaticité, c'est à dire la possibilité de transformer graduellement la forme du mode fondamental de propagation dans une structure bimode, sans coupler de la puissance sur le deuxième mode ou sur les modes rayonnés. Tout le savoir-faire nécessaire pour la fabrication d'un multiplexeur se traduit dans la recherche des conditions à respecter pour satisfaire au mieux cette exigence d'adiabaticité, tout en restant compatible avec des exigences d'espace occupé sur la plaquette et les procédures de réalisation. Différents aspects jouant sur la réalisation d'une jonction, nous présentons ici un panorama des choix effectués, le but étant également de mettre en évidence grâce aux simulations les éventuelles difficultés de réalisation d'un tel composant.

a) Choix de l'angle de branchement

Un paramètre clé pour la fabrication d'une jonction Y est l'angle de branchement. Un angle trop faible correspond à une longueur trop grande du composant, tandis qu'un angle trop important reviendrait à perturber l'adiabaticité, avec des répercussions importantes en particulier sur l'isolation.

En littérature, on trouve des études théoriques approfondies analysant cette problématique, pour permettre de fixer un critère à respecter. En particulier, W. K. Burns et A. F. Milton[82] ont traité la question en 1975, en analysant l’usage de jonction Y asymétrique en tant que séparateur modal ou de puissance. En particulier, la jonction a été discrétisée et à chaque pas de discrétisation, le transfert d’énergie entre les modes est calculé, en tenant en compte des relations d’amplitude et de phase entre les champs à chaque interface. Il est montré que la jonction a un comportement approximativement adiabatique si la relation suivante (connue sous le nom de critère de Burns et Milton) est satisfaite :

$$\theta < \frac{\Delta\beta}{0,43\sqrt{\beta_0^2 - n_3^2 k_0^2}} \quad (2.45)$$

Où $\Delta\beta$ est la différence des constantes de propagation des modes fondamentaux des deux branches de sortie de la jonction, θ est l’angle de branchement, β_0 est la moyenne des constantes de propagation pour les deux branches bien séparées. Cette expression nous indique que le choix d’un angle élevé ne sera possible que si les branches de sortie sont très asymétriques et le confinement (représenté par le terme $\sqrt{\beta_0^2 - n_3^2 k_0^2}$ qui est lié à la constante de propagation transverse dans la région séparant les deux guides) n’est pas très grand.

L’angle choisi dans notre simulations est de 4×10^{-3} rad. Il respecte le critère de Burns and Milton exprimé par l’équation (2.45), qui donne dans ce cas un angle limite de 29×10^{-3} rad. Ce choix permet d’obtenir une séparation des branches de $24 \mu\text{m}$ après 6 mm de longueur.

b) Choix d’une typologie de jonction

Dans les discussions du paragraphe 2.4.4, nous avons vu que pour réaliser un multiplexeur en longueur d’onde, notre jonction doit être constituée par le branchement entre un guide large avec un faible écart d’indice et un guide étroit avec un fort contraste d’indice. Néanmoins, dans la pratique, il y a plusieurs façons pour réaliser un branchement entre ces trois guides, dont des exemples sont présentés dans la Figure 2.24.

Un choix peut être fait sur l’observation que les pertes de courbure diminuent lorsque le

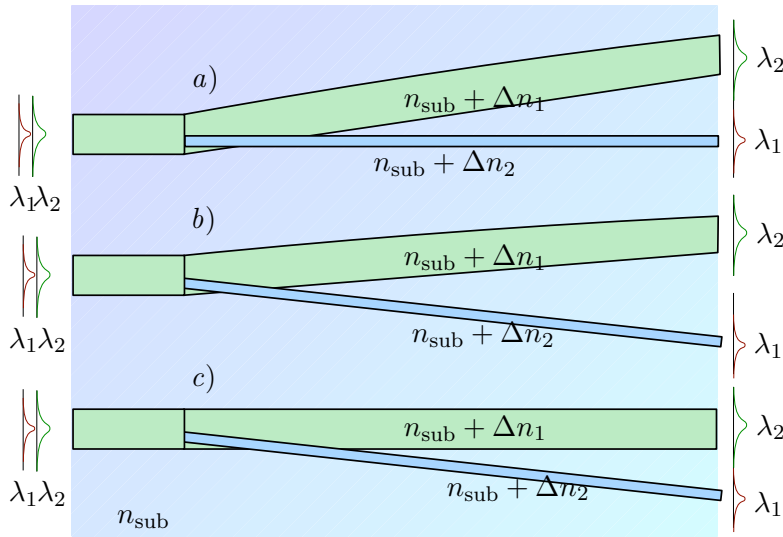


FIG. 2.24. Typologies de branchement d'une jonction Y asymétrique

confinement croît et qu'il est mieux faire courber le bras où le champ est le mieux confiné. Cela revient à choisir de faire dévier le bras haut indice, qui est fait pour la longueur d'onde à 980 nm. La configuration choisie est donc celle appelée c) sur la figure 2.24.

c) Géométrie du branchement

Pour faire en sorte que la jonction ait un comportement adiabatique et éviter le couplage entre les mode fondamental et celui d'ordre 1, il faut choisir correctement la géométrie du branchement. Un choix peut être de démarrer le guide étroit par une pointe, de telle sorte que la propagation du champ soit perturbée le moins possible (voir Figure 2.25). Dans les Figures 2.26 et 2.27, on trouve les résultats de simulation par BPM 2D d'une jonction Y avec une pointe de $150 \mu\text{m}$ de longueur aux longueurs d'onde nominales de fonctionnement, $\lambda = 980 \text{ nm}$ et $\lambda = 1550 \text{ nm}$. Le comportement de démultiplexage de la jonction est très évident. Le calcul de la puissance en sortie des branches de cette structure par rapport à la longueur d'onde est visible en Figure 2.28. En particulier, on peut voir que la transmission de chaque bras est pratiquement plate en bande passante sur une bande extrêmement large autour des longueurs d'onde nominales de fonctionnement (980 nm et 1550 nm). Les pertes sont inférieures à 1 dB aux longueurs d'onde nominales et restent très faibles sur toute la

bande passante, avec des isolations qui dépassent les 25 dB à 980 nm et 35 dB à 1550 nm.

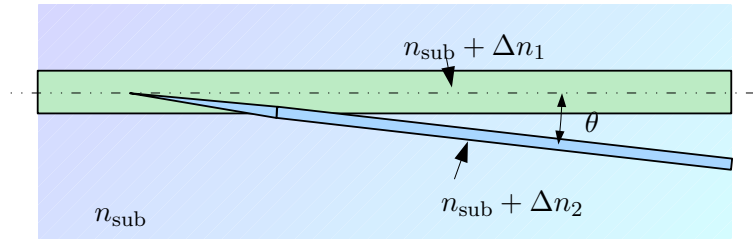


FIG. 2.25. Jonction Y asymétrique avec une pointe.

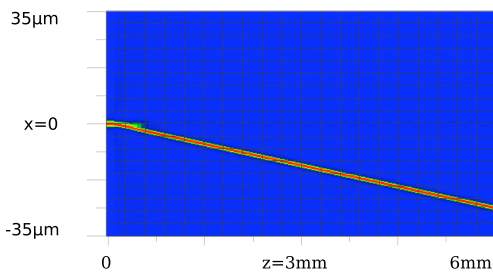


FIG. 2.26. Simulation en BPM 2D à la longueur d'onde $\lambda = 980$ nm de la jonction montrée en Figure 2.25.

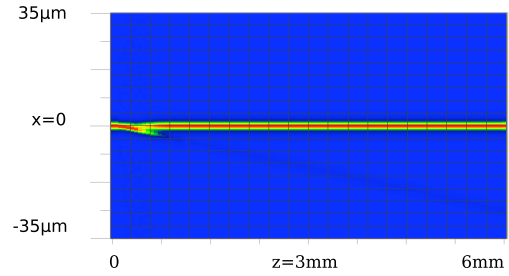


FIG. 2.27. Simulation en BPM 2D à la longueur d'onde $\lambda = 1550$ nm de la jonction montrée en Figure 2.25.

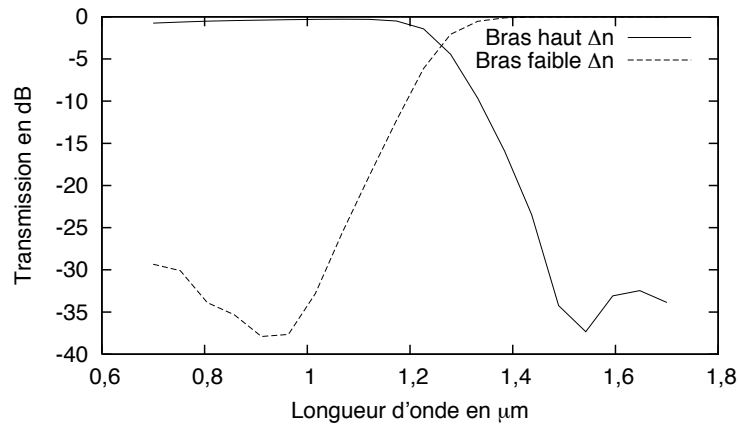


FIG. 2.28. Réponse spectrale d'une jonction avec pointe.

Malgré ces résultats très encourageants, il faut s'interroger sur les problèmes qu'un tel

composant peut poser pendant les étapes de réalisation. En premier lieu, la taille minimale des détails du masque doit être supérieure ou égale à $0,7\ \mu\text{m}$. Cela veut dire qu'il ne serait pas envisageable de faire commencer ce guide avec une pointe, car ce détail ne peut pas être transféré correctement pendant la photolithographie. Pour cette raison, la réponse de la structure montrée en Figure 2.29, qui ne comporte pas de pointe, a été simulée et son comportement en longueur d'onde est montré dans la Figure 2.30

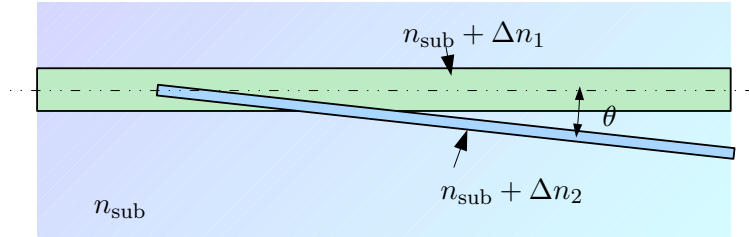


FIG. 2.29. Jonction Y asymétrique sans pointe.

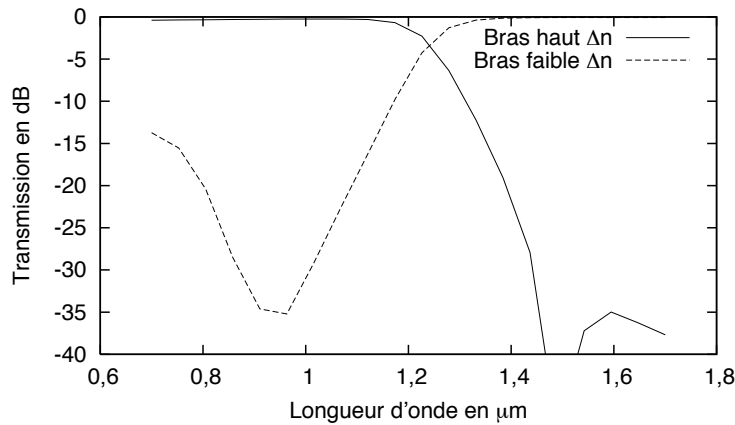


FIG. 2.30. Réponse spectrale d'une jonction sans pointe.

En comparant les performances obtenues en adoptant une jonction avec pointe ou abrupte, on se rend compte qu'elles sont légèrement dégradées en l'absence de pointe. En particulier, on perd de la bande passante autour de $980\ \text{nm}$, car l'isolation diminue rapidement pour des longueurs d'ondes inférieures à $900\ \text{nm}$. Dans notre cas, l'objectif est d'obtenir une bande spectrale élevée autour de $\lambda = 1550\ \text{nm}$, et non pas autour de $\lambda = 980\ \text{nm}$, longueur d'onde utilisée pour le pompage et très résolue spectralement. Autour

de 1550 nm, l'isolation reste supérieure à 30 dB à partir de $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ jusqu'à $1,7 \mu\text{m}$, qui représente la limite de notre simulation. Compte tenu de nos exigences, l'adoption d'une jonction abrupte s'avère peu pénalisante et nous avons choisi d'adopter cette topologie de jonction dans les simulations qui suivent, en vue d'une possible réalisation du dispositif.

2.5.3 Contraintes sur la modicité du guide d'accès

Les simulations faites dans le paragraphe 2.5.2 ont montré qu'un bon dimensionnement des guides de sortie et de leur branchement permet d'obtenir un démultiplexage de la lumière injectée dans la jonction. Jusqu'à présent, on a considéré le cas d'une excitation faite sur le mode fondamental du guide d'accès, car la transformation adiabatique de ce mode est le phénomène principal sur lequel tout le fonctionnement du composant est basé. Nous nous interrogeons maintenant sur ce qui se passe si le guide d'accès supporte deux modes de propagation à une longueur d'onde.

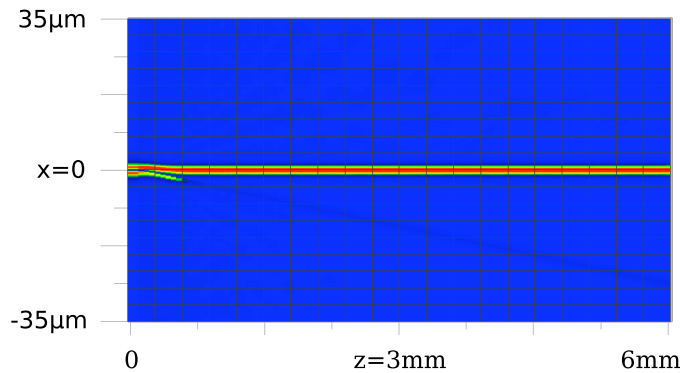


FIG. 2.31. Simulation par BPM 2D de la jonction Y asymétrique montrée en Figure 2.29, excitée par le mode d'ordre 1 à la longueur d'onde de $\lambda = 980 \text{ nm}$ du guide d'accès.

Cette situation peut se produire très facilement surtout aux courtes longueurs d'onde, en particulier donc pour la longueur d'onde de pompe $\lambda = 980 \text{ nm}$. Le guide d'accès de $1,9 \mu\text{m}$ de large étant bimode à $\lambda = 980 \text{ nm}$, nous avons analysé le comportement de la jonction montrée en figure 2.29 en éclairant le guide d'accès à cette longueur d'onde avec le mode d'ordre 1 du guide d'accès. La propagation du champ présentée en Figure 2.31 montre que le comportement de la jonction est complètement inversé : la puissance transportée

par le mode impair du guide d'accès est transférée sur la branche qui a l'indice effectif le plus faible.

Ce comportement peut être expliqué en utilisant à nouveau le principe d'adiabaticité : la puissance transportée par le mode d'ordre 1 du guide d'accès reste constante au cours de la propagation et se retrouve sur le mode 1 de la superstructure formée par les branches de sortie à la fin de la jonction. Ce cas correspond au choix de la constante de propagation β_1' , calculée à l'aide de l'équation 2.32. Dans ce cas, en appliquant la même démarche suivie pour le mode d'ordre zéro, on obtient dans le cas où $\beta_1 > \beta_2$, le rapport de couplage $c_1 = b_1/a_1$ prend la forme suivante :

$$c_1 = \frac{\beta_2^2 - \beta_1^2}{\Delta\beta_1^2} - \frac{(\beta_1^2 + \beta_2^2)\Delta\beta_2^2}{\beta_1^2 - \beta_2^2} \quad (2.46)$$

Valeur dont le module tend vers l'infini, quand $\Delta\beta_1^2$ tend vers zéro. Cela veut donc dire que la puissance transportée par le premier mode d'ordre supérieur (impair) du guide d'accès se retrouve dans sa totalité sur le mode fondamental du guide 2 en sortie du guide. De même, dans le cas $\beta_1 < \beta_2$, on trouve :

$$c_1 = -\frac{\Delta\beta_2^2}{\beta_1^2 - \beta_2^2} \quad (2.47)$$

qui tend vers zéro pour $\Delta\beta_2^2$ qui tend vers zéro. On retrouve donc le mode fondamental du guide 1.

La jonction se comporte ici comme un séparateur modal : la puissance transportée par le mode fondamental du guide d'accès se retrouve dans un guide de sortie et la puissance transportée par le mode d'ordre 1 se retrouve sur l'autre bras. Dans le contexte du multiplexage en longueur d'onde, le comportement du mode d'ordre 1 du guide d'accès a des conséquences négatives vis à vis de l'isolation qui peut être obtenue avec ce composant. Une solution possible est de dimensionner le guide d'entrée de telle sorte qu'il soit mono-mode aux deux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 . De cette façon, le guide d'accès joue le rôle de filtrage modal, nécessaire pour éviter de coupler de la puissance sur le mode impair de la jonction.

2.5.4 Influence d'un désalignement des masques

La jonction Y asymétrique nécessite de réaliser un branchement entre deux guides avec des indices de coeur différents. Ceci ne peut pas être réalisé avec une seule étape d'échange d'ions, car ce processus entraîne un écart d'indice constant entre le coeur du guide et le substrat dans toutes les ouvertures du masque défini par photolithographie. Pour réaliser un démultiplexeur avec une jonction Y asymétrique, il faut donc utiliser deux étapes d'échange avec deux concentrations de bain différentes ou des échanges de nature différente (argent/sodium et potassium/sodium, par exemple), pour réaliser deux contrastes d'indice différents. L'introduction de plusieurs étapes d'échange entraîne la nécessité de réaliser des photolithographies avec au moins deux niveaux de masques qui doivent être alignés. Sur le comportement du composant, un désalignement des deux masques revient à faire commencer le guide étroit décalé de Δz par rapport au centre du guide large, tel qu'illustré en Figure 2.32. En Figure 2.33, on remarque qu'un décalage de seulement $\Delta z = 200$ nm

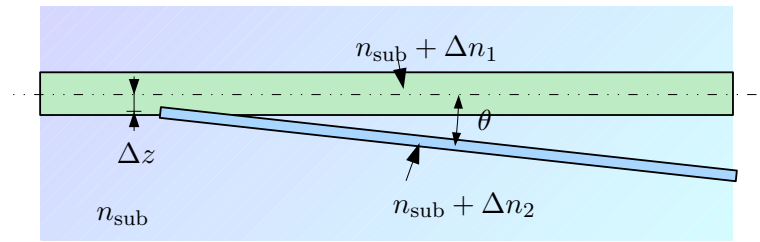


FIG. 2.32. Décalage introduit dans les deux niveaux de masquage d'une jonction Y asymétrique.

fait diminuer considérablement l'isolation aux courtes longueurs d'onde, qui devient de l'ordre de 15 dB à 980 nm. Des décalages plus grands vont perturber considérablement les performances du composant. Un décalage de $\Delta z = 400$ nm donne lieu aux résultats montrés en Figure 2.34 : l'isolation à 980 nm est réduite à 10 dB seulement. En augmentant encore le décalage à $\Delta z = 600$ nm et $\Delta z = 800$ nm, les résultats de simulations montrés en Figure 2.35 et 2.36 montrent que l'isolation aux courtes longueurs d'onde chute encore plus, pour arriver à être de l'ordre de 5 dB à 980 nm pour un décalage $\Delta z = 800$ nm.

Les décalages que nous avons simulé sont inférieurs à la précision permise par les possibilités des machines de photolithographie de l'IMEP en termes d'alignement de niveaux de

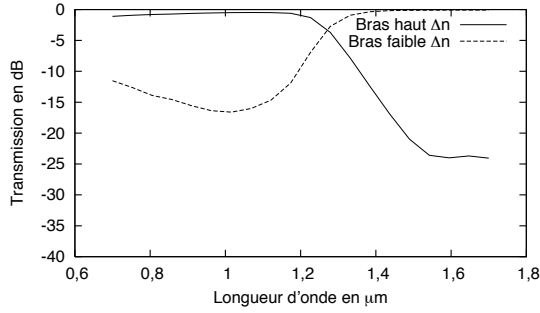


FIG. 2.33. Réponse spectrale d'une jonction avec un décalage de $\Delta z = 200$ nm

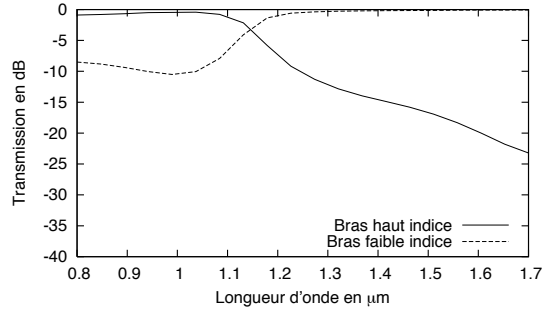


FIG. 2.34. Réponse spectrale d'une jonction avec un décalage de $\Delta z = 400$ nm

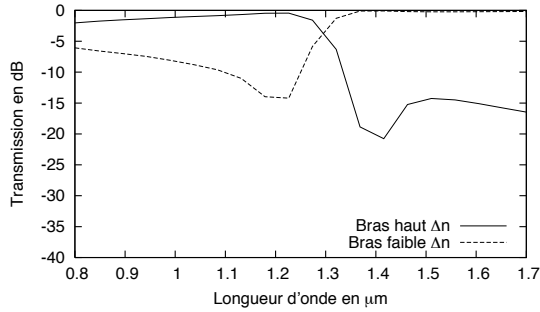


FIG. 2.35. Réponse spectrale d'une jonction avec un décalage de $\Delta z = 600$ nm

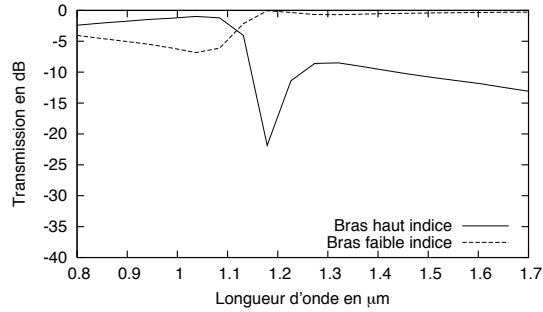


FIG. 2.36. Réponse spectrale d'une jonction avec un décalage de $\Delta z = 800$ nm

masquage. Ce comportement rend la jonction Y asymétrique réalisée par double échange très sensible aux procédés de fabrication. L'erreur d'alignement entre les deux niveaux de masquage nécessaires doit être très petite, ce qui rend ce composant difficile à fabriquer. Cependant, le principe de fonctionnement de la jonction Y asymétrique reste le plus intéressant pour réaliser une fonction de démultiplexage. Ceci pousse à trouver des solutions alternatives reposant sur le même principe, mais ne nécessitant qu'un seul niveau de photolithographie.

2.6 Jonctions Y asymétriques réalisées par une seule étape de photolithographie

Dans le paragraphe précédent, nous avons vu que la réalisation d'un multiplexeur/démultiplexeur avec une jonction Y asymétrique demandait des contraintes très strictes lors de l'alignement des masques de photolithographie. Un double processus était nécessaire pour définir les deux branches de la jonction. En utilisant la jonction en demultiplexage, un décalage d'une branche par rapport à l'autre provoque une discontinuité qui excite les modes d'ordres supérieurs de la structure, en faisant rapidement diminuer l'isolation.

La précision demandée dans l'alignement étant sub-micrométrique, on trouve dans la littérature des solutions qui permettent de réaliser un multiplexeur basé sur une jonction Y asymétrique avec un seul niveau de photolithographie. Une possibilité consiste à réaliser une jonction Y courbée, avec deux rayons de courbures différents, pour les bras de sortie. Cet aspect permet d'ajouter à l'asymétrie due à la différence de largeur des guides la dispersion additionnelle due à la courbure. Cette solution a été étudiée pour réaliser un laser en anneau, où la jonction Y faisait partie de l'anneau[83].

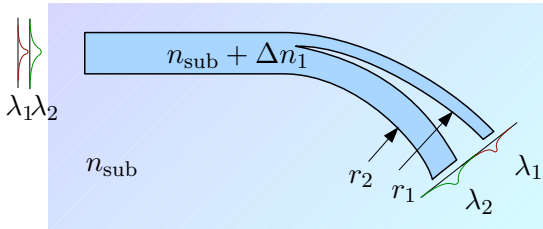


FIG. 2.37. Jonction Y courbée, d'après [83].

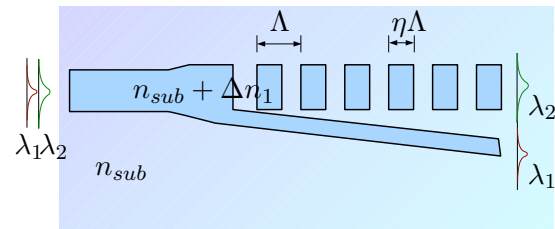


FIG. 2.38. Jonction Y segmentée, d'après [13].

Une autre possibilité est l'utilisation d'un guide segmenté pour réaliser le bras large avec le plus faible contraste d'indice de la jonction. Un guide segmenté est formé par une alternance périodique de segments guidants et non guidants sur une période qui est beaucoup plus longue que la longueur d'onde guidée. De cette façon, si les paramètres géométriques du guide (période et rapport cyclique) sont bien choisis, il est possible d'obtenir un effet de moyennage qui rend le guide segmenté en tout point similaire à un guide continu avec un

contraste d’indice plus faible. Beaucoup d’applications des guides segmentés et en particulier la réalisation d’une jonction Y asymétrique segmentée ont été étudiés par Z. Weissman et ses collaborateurs[13], au sein de l’université de Tel Aviv, en Israel.

Le choix que nous avons effectué est d’appliquer la deuxième méthode, c’est à dire d’étudier une jonction Y asymétrique segmentée. La raison qui a motivé le choix est la possibilité de mettre en place des composants plus compacts qu’avec une jonction courbée. De plus, dans un contexte plus vaste, l’étude des guides segmentés permet d’ouvrir des nouvelles voies dans la conception des dispositifs en optique intégrée, qui ne sont pas forcément liées à la jonction Y asymétrique.

2.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté plusieurs familles de multi/demultiplexeurs afin de choisir une typologie adaptée à la réalisation d’un multiplexeur pompe/signal compatible avec les techniques d’hybridation mises au point à l’IMEP. Nous avons vu que la jonction Y asymétrique est un composant très intéressant pour réaliser un multiplexeur/démultiplexeur avec de larges bandes spectrales de fonctionnement.

Le principe de fonctionnement de ce composant a été analysé en détail à l’aide du principe d’adiabaticité et de la théorie des modes hybrides. Des simulations avec la Méthode du Faisceau Propagé (BPM) nous ont confirmé l’intérêt d’un tel type de composant, qui peut permettre d’obtenir des plages de multiplexage très larges (limitées seulement par les coupures modales des guides qui forment le composant), des isolations élevées (> 30 dB) et des faibles pertes d’insertion (< 1 dB). Néanmoins, ce composant demande deux étapes de photolithographie avec des tolérances très strictes vis à vis de l’alignement des masques.

Des solutions alternatives ont été cherchées dans la littérature et nous avons vu que pour nos applications l’utilisation d’un guide segmenté permet de réaliser un multiplexeur avec une jonction Y asymétrique avec un seul niveau de masquage. Le chapitre suivant sera donc dédié à l’étude de l’effet de moyennage produit par la segmentation et à la réalisation de guides segmentés par échange d’ions.

Chapitre 3

Étude et réalisation de guides segmentés par échange d'ions sur verre

3.1 Introduction

Dans le chapitre 2, nous avons présenté l'intérêt d'utiliser une jonction Y asymétrique pour réaliser un multiplexeur pompe/signal large bande en optique intégrée sur verre. Nous avons vu que la difficulté principale de réalisation de cette structure est qu'elle est constituée de guides présentant des indices de réfraction différents. C'est pourquoi dans ce chapitre, nous présentons les avantages liés à l'utilisation d'un guide segmenté pour réaliser la branche à faible contraste d'indice de la jonction Y asymétrique. En effet, quand les paramètres de segmentation sont choisis de façon appropriée, un guide segmenté peut se comporter de façon équivalente à un guide continu dont le coeur aurait un indice de réfraction moyenné, ce qui relâche les contraintes technologiques de réalisation.

Dans la première partie de ce chapitre, nous présentons la structure d'un guide segmenté et nous en déduisons les principales caractéristiques de propagation grâce à une étude menée par la méthode des faisceaux propagés (Beam Propagation Method). Dans

un deuxième temps, nous décrivons la réalisation par échange d'ions sur verre et la caractérisation de guides d'ondes segmentés en surface, afin de mettre en évidence l'effet de moyennage produit par la segmentation. Enfin, des guides segmentés enterrés à l'aide de l'application d'un champ électrique est présentée.

3.2 Guides segmentés et effet de moyennage

Comme le montre la Figure 3.1, un guide segmenté est constitué par une alternance périodique d'un segment de guide d'onde de longueur $\eta\Lambda$ et d'une zone sans guide, de longueur $(1 - \eta)\Lambda$. La période de segmentation est donc égale à Λ et le rapport cyclique est représenté par η . Chaque segment de guide d'onde a une largeur w et a un indice de réfraction égal à $n_{\text{sub}} + \Delta n_{\text{max}}$.

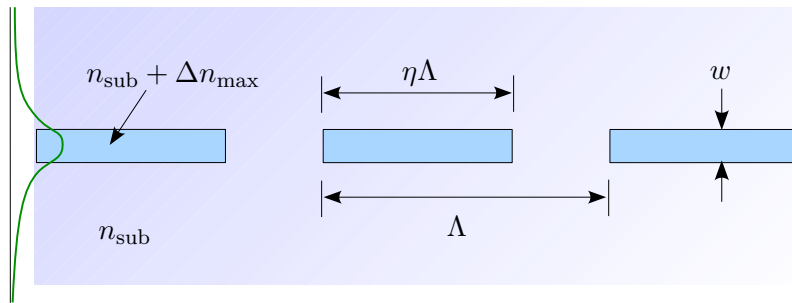


FIG. 3.1. Représentation schématique d'un guide segmenté.

L'utilisation des guides segmentés a d'abord été liée aux applications d'optique non linéaire. En effet, la génération de deuxième harmonique ou l'amplification paramétrique requièrent une modulation périodique des propriétés non-linéaires du substrat. Cette modulation, nécessaire pour contrôler l'accord de phase de la lumière générée avec l'onde de pompe, entraîne souvent une modulation de l'indice de réfraction. En fait, pour cette application, la modulation d'indice n'est pas recherchée et constitue un effet parasite, car elle altère les conditions de propagation de la lumière dans le guide d'onde. Webiörn et al. en 1989[84] ont réalisé sur niobate de lithium ce que l'on appelle aujourd'hui des guides segmentés, afin de les appliquer à la génération de deuxième harmonique. Dans le même but,

1990, Bierlein et al.[85] ont réalisé des guides segmentés par échange d’ions de rubidium sur un substrat en KTiPO_4 (appelé souvent KTP). La segmentation était alors considérée simplement comme un moyen de réaliser l’accord de phase, cependant les performances de guidage de ce dispositif étaient bonnes, en particulier pour ce qui concerne les pertes de propagation. Les auteurs ne donnent pas de valeur précise des pertes dues à la segmentation, mais déclarent des pertes d’insertion de 3 dB sur leur échantillon de 5 mm de longue.

Une étude théorique de la propagation du champ électromagnétique dans les guides segmentés a été publiée en 1992 par L. Li et J. J. Burke[14]. Ce travail est fondé sur la constatation que des guides d’ondes avec un coeur segmenté sont utilisés en optique nonlinéaire et donnent lieu à des pertes faibles par rapport à ce qu’intuitivement on pourrait attendre. Leur travail est basé sur l’application d’un formalisme développé pour les réseaux de diffraction et appliqué à l’analyse d’un guide plan segmenté (où le confinement latéral n’est pas pris en compte). La résolution de l’équation de dispersion permet d’obtenir la partie réelle et imaginaire de la constante de propagation et donc de calculer l’indice effectif et les pertes du mode de propagation. Les auteurs ont mis en évidence deux types de comportement :

- le caractère périodique de la structure donne lieu à l’introduction de bandes interdites dans le guidage. Ces bandes interdites correspondent aux longueurs d’onde de Bragg de la structure
- en dehors des bandes interdites et à part la présence de pertes de propagation, le guide segmenté se comporte de façon équivalente à un guide continu dont l’indice de réfraction du coeur vaut :

$$n_c = n_{\text{sub}} + \eta \Delta n_{\text{max}} \quad (3.1)$$

Afin d’éviter de se placer à l’intérieur des bandes interdites, le choix d’une période Λ longue devant la longueur d’onde guidée λ est judicieux. Le choix d’une période longue veut dire que l’ordre de Bragg correspondant est élevé et l’efficacité du réseau est faible, décroissante lorsque l’ordre augmente.

Le même comportement en termes de moyennage d’indice a été confirmé par les études

de Weissman et Hardy[15] en 1993, qui ont en même temps proposé des applications comme la réalisation d'un adaptateur modal (taper), d'un coupleur asymétrique et d'un multiplexeur basé sur une jonction Y asymétrique segmentée sur niobate de lithium. Une confirmation expérimentale des effets de moyennage a été apportée en 1994 par Nir, Weissman et Hardy[86], qui ont étudié la propagation de la lumière dans des guides segmentés réalisés par diffusion de titane dans un substrat de niobate de lithium. Si en 1989 la modulation d'indice était seulement un effet parasite, en 1994 les guides segmentés commencent à être reconnus comme une solution valable et un outil puissant pour contrôler les caractéristiques de guidage d'un champ électromagnétique.

Après 1994, l'intérêt de la communauté scientifique se focalise sur la modélisation des guides segmentés et sur l'analyse expérimentale de leur propriétés de guidage[87, 88]. En particulier, Ortega et al. [89] en 1998 ont utilisé la mesure des longueurs d'onde de coupure afin de vérifier la validité de la loi de moyennage pour plusieurs guides segmentés réalisés sur un substrat en niobate de lithium par diffusion de titane. En 2003, une solution similaire a été employée par R. Chakraborty et al.[90].

Pour ce qui concerne la réalisation de guides segmentés avec l'échange d'ions sur verre, un filtre réalisé à l'aide d'un coupleur directionnel asymétrique a été proposé en 1997 par Weissman, en collaboration avec une équipe du GEEEO[91]. La réalisation de ce composant a permis de démontrer la faisabilité des guides segmentés sur verre, mais à notre connaissance, une étude détaillée des propriétés des guides segmentés réalisés avec cette technologie n'était pas encore été disponible au début de notre travail.

L'utilisation d'un guide segmenté est donc intéressante pour les raisons suivantes :

- l'effet de moyennage permet de simuler un guide d'onde avec un contraste d'indice plus faible en jouant seulement sur ses caractéristiques géométriques
- les pertes peuvent être maintenues faibles
- la réalisation d'un guide segmenté ne demande pas d'étapes de photolithographie additionnelles par rapport à la réalisation d'un guide continu de type conventionnel.

3.3 Analyse du comportement par BPM 2D des guides segmentés

3.3.1 Conditions de simulation des guides segmentés

La simulation avec la méthode des faisceaux propagés (Beam Propagation Method, BPM en anglais) présentée au paragraphe 2.5.1 est utilisée ici pour étudier le comportement théorique des guides segmentés. Les hypothèses faites sur les équations de Maxwell sont que la propagation est scalaire et qu'elle a lieu préférentiellement dans une direction bien définie de l'espace. De ce fait, la BPM est inadaptée pour simuler une structure telle qu'un réseau de diffraction, où la puissance réfléchie et rétropropagée n'est pas négligeable.

Bien que la structure d'un guide segmenté soit également périodique, ce dernier est utilisé de façon très différente d'un réseau de diffraction, car on se place en dehors des longueurs d'ondes de Bragg. C'est pourquoi la BPM est un moyen de simulation adapté à l'étude des guides segmentés. Elle a été largement exploitée dans la littérature, sans qu'il soit nécessaire d'avoir recours à des méthodes plus puissantes, mais plus lourdes à mettre en oeuvre, telles que la FDTD ou des versions bidirectionnelles de la BPM[80].

En particulier, une étude théorique des guides segmentés publiée par Fogli et al.[92] est centrée sur une comparaison entre les propriétés de propagation déduites par plusieurs variantes de la BPM et un modèle analytique. Ce modèle consiste à analyser dans l'espace des harmoniques spatiales un guide plan segmenté périodiquement. Les parties réelle et imaginaire de l'indice effectif calculées avec ce modèle ont été comparées par les auteurs à plusieurs variantes de BPM et le résultat est qu'une BPM avec des approximations de Padé du deuxième ordre est une méthode adaptée pour décrire le comportement d'un guide segmenté. C'est pourquoi, dans notre étude, nous avons toujours utilisé une méthode BPM avec approximations de Padé du deuxième ordre pour la simulation des guides segmentés.

3.3.2 Comparaison entre un guide segmenté et un guide continu

Pour vérifier le comportement de moyennage décrit dans la littérature et pour valider notre méthode d'analyse, nous avons choisi de comparer par simulation le comportement

d'un guide segmenté avec celui du guide continu équivalent. Nous avons donc simulé le comportement d'un interféromètre de type Mach-Zehnder, dont un des bras est constitué d'un guide segmenté et l'autre d'un guide continu.

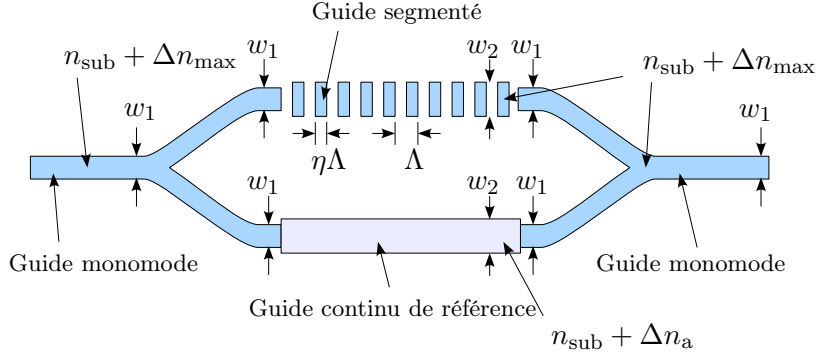


FIG. 3.2. Schéma de l'interféromètre de Mach-Zehnder utilisé dans les simulations BPM.

L'interféromètre de Mach-Zehnder que nous avons utilisé (dont une représentation schématique est visible en Figure 3.2) est composé d'un guide d'accès suivi par une première jonction Y symétrique fonctionnant comme diviseur de puissance. La lumière se propage ensuite dans les bras segmenté et continu, qui sont excités en phase par le diviseur de puissance. En fin des guides, on trouve des puissances P_1 et P_2 avec des phases φ_1 et φ_2 . La lumière en sortie des deux bras éclaire un recombineur de puissance composé par une deuxième jonction Y asymétrique. La puissance P_s couplée sur le mode fondamental du guide de sortie de la jonction est la puissance transportée par le mode fondamental de la superstructure formée par ses deux branches d'entrée[20] :

$$P_s = P_1 + P_2 + 2\sqrt{P_1 P_2} \cos(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (3.2)$$

La puissance qui par contre se couple sur le mode impair de la jonction est transportée par le mode d'ordre 1 du guide de sortie si celui-ci existe, ou est rayonnée si le guide de sortie est monomode. Si les puissances P_1 et P_2 sont identiques, l'équation (3.2) indique que lorsque le déphasage $\varphi_1 - \varphi_2$ est un multiple impair de π , la puissance P_s est nulle. Au cours de la propagation dans les bras de l'interféromètre, la présence de pertes non identiques dans les deux bras fait en sorte que P_1 et P_2 ne sont pas égales. Dans l'équation (3.2), cette

différence se traduit par le fait que l'annulation n'est pas parfaite.

Dans notre cas, les deux bras ont la même longueur géométrique L et le déphasage $\varphi_1 - \varphi_2$ est lié à la différence entre les indices effectifs du bras segmenté et celui de référence :

$$\varphi_1 - \varphi_2 = 2\pi(n_{\text{eff},1} - n_{\text{eff},2})\frac{L}{\lambda} \quad (3.3)$$

où $n_{\text{eff},1}$ et $n_{\text{eff},2}$ sont les indices effectifs des modes fondamentaux des deux bras et λ est la longueur d'onde dans le vide de la lumière guidée. La réponse en cosinus de la puissance P_s nous donne un moyen pour vérifier la validité de la relation (3.1), car elle dépend directement de la différence entre les indices effectifs des modes se propageant dans les deux bras. En particulier, un déphasage nul correspond à un interféromètre équilibré et à un maximum de réponse de l'équation (3.2). Le premier bras est donc un guide segmenté avec un contraste d'indice Δn_{max} et dont nous cherchons à déterminer l'indice moyenné. Le deuxième bras est un guide continu dont nous avons fait varier le contraste d'indice Δn_a autour de la valeur théorique $\Delta n' = \eta \Delta n_{\text{max}}$, utilisée comme référence. Le but final étant de réaliser un multiplexeur pompe/signal avec une jonction Y asymétrique segmentée, la longueur d'onde $\lambda = 1550 \text{ nm}$ a été choisie pour les simulations, car elle constitue la longueur d'onde guidée dans le bras segmenté du multiplexeur. L'indice de réfraction du substrat est $n_{\text{sub}} = 1,5$ et a été choisi pour reproduire l'indice de réfraction typique d'un substrat optique en verre. Les deux bras de l'interféromètre simulé ont une longueur égale à $L = 1 \text{ mm}$, suffisante pour obtenir un nombre élevé de segments dans le bras segmenté.

Nous avons choisi d'utiliser un guide segmenté avec un contraste d'indice $\Delta n_{\text{max}} = 5,0 \cdot 10^{-2}$, un rapport cyclique $\eta = 0,5$, une période de segmentation $\Lambda = 10 \mu\text{m}$ et une largeur $w_1 = 4 \mu\text{m}$. Dans cette configuration, le guide continu équivalent est représenté par un guide ayant la même largeur et un contraste d'indice $\eta \Delta n_{\text{max}} = 2,5 \cdot 10^{-2}$. Les deux guides d'accès et ceux qui composent les deux jonctions Y ont été réalisés avec le contraste d'indice Δn_{max} , identique à celui des segments et des largeurs $w_1 = 1 \mu\text{m}$, qui en assure un comportement monomode. La réponse de l'interféromètre calculée par BPM est montrée en Figure 3.3. La courbe a une forme en cosinus qui correspond bien avec celle prévue par l'équation (3.2), mais le fait que la puissance n'est pas nulle en correspondance des minima nous indique que la segmentation introduit des pertes inexistantes dans le bras continu.

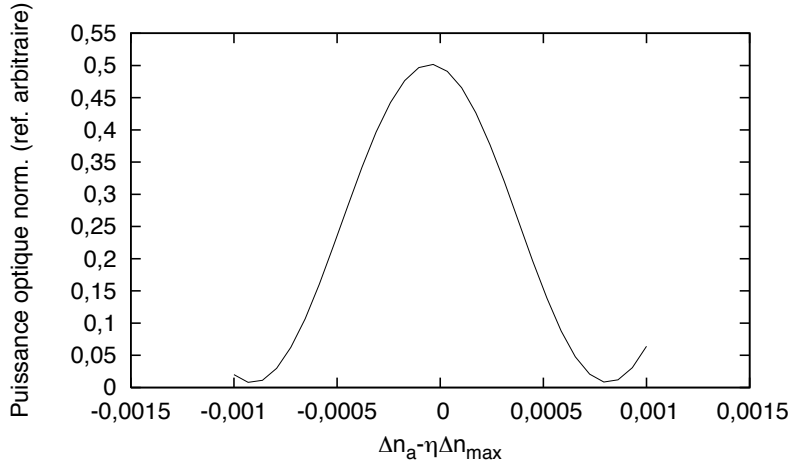


FIG. 3.3. Réponse de l'interféromètre autour de la valeur théorique du contraste d'indice du guide continu : $\Delta n_{\max} = 5,0 \cdot 10^{-2}$, $\eta = 0,5$, $\Lambda = 10 \mu\text{m}$ et $w = 4 \mu\text{m}$.

Le maximum de réponse de l'interféromètre se trouve proche de la valeur théorique de $\eta \Delta n_{\max} = 2,5 \cdot 10^{-2}$, à une distance inférieure au pas de discrétisation $\delta n = 6,66 \cdot 10^{-5}$ utilisée pour le contraste d'indice.

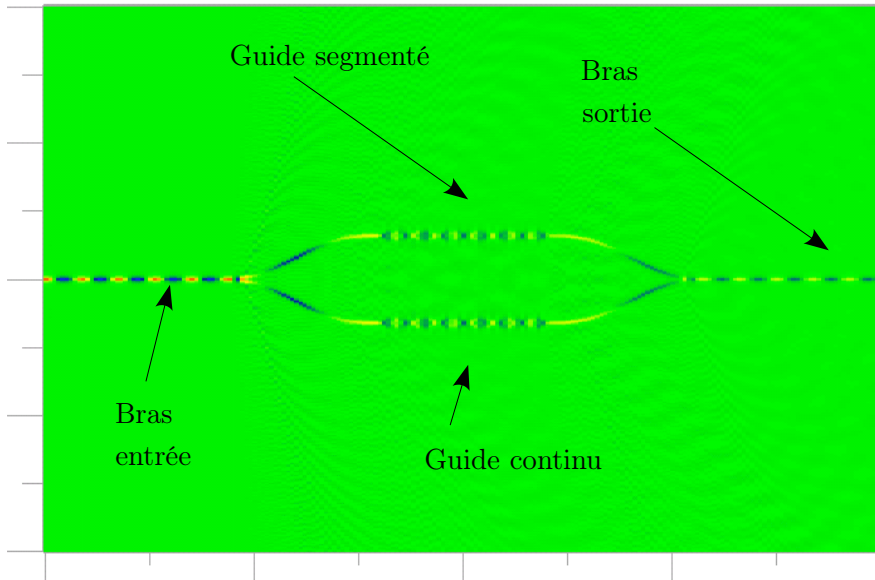


FIG. 3.4. Partie réelle du champ simulé par BPM d'un interféromètre Mach-Zehnder en configuration équilibrée.

La représentation de la partie réelle du champ dans l'interféromètre en dans le cas où $\Delta n_a = \eta \Delta n_{\max}$ est visible en Figure 3.4 et montre un interféromètre équilibré. On peut se

rendre compte que le déphasage entre les deux bras est nul (et non pas un multiple de 2π) en observant que le nombre de noeuds et de ventres de l'onde propagée est exactement le même dans les deux bras.

w_1 [μm]	w_2 [μm]	Δn_{max}	Λ [μm]	η	Δn_{m}
1,0	4	$5,0 \cdot 10^{-2}$	10	0,50	$2,5 \cdot 10^{-2}$
1,0	4	$5,0 \cdot 10^{-2}$	3	0,50	$2,5 \cdot 10^{-2}$
1,0	4	$1,0 \cdot 10^{-1}$	10	0,50	$5,0 \cdot 10^{-2}$
1,0	4	$1,0 \cdot 10^{-1}$	3	0,50	$5,0 \cdot 10^{-2}$
1,0	4	$1,0 \cdot 10^{-1}$	3	0,75	$7,5 \cdot 10^{-2}$
1,0	4	$5,0 \cdot 10^{-2}$	3	0,75	$3,75 \cdot 10^{-2}$
1,0	4	$5,0 \cdot 10^{-2}$	3	0,25	$1,25 \cdot 10^{-2}$

TAB. 3.1. Paramètres des interféromètres simulés.

La même étude avec la méthode du faisceau propagé a été appliquée à différentes configurations du guide segmenté, en faisant varier le contraste d'indice Δn_{max} (pour simuler des échanges d'ions argent/sodium à des concentrations différentes), la période Λ du guide segmenté et son rapport cyclique η . Pour toutes les configurations étudiées (dont les paramètres de simulation sont visibles dans le Tableau 3.1), l'utilisation d'un contraste d'indice théorique moyenné, calculé par l'équation (3.1) fait ressortir que l'interféromètre est parfaitement équilibré et que le déphasage est nul entre les deux bras.

Cette étude nous montre que les guides segmentés que nous avons étudié sont bien équivalents à un guide continu d'indice moyenné. Les paramètres des guides et de simulation ont été choisis pour simuler des guides réalisés par échange d'ions argent/sodium sur un substrat en verre. Ce fait est particulièrement intéressant pour notre étude, car cela prouve que la technique de segmentation peut être utilisée dans ce contexte de réalisation. Par contre, la segmentation d'un guide entraîne l'introduction des pertes de propagation en excès. L'étude de ces pertes doit donc être le sujet d'une analyse plus approfondie.

3.3.3 Pertes dans les guides segmentés

Dans le paragraphe précédent, nous avons vu qu'un guide segmenté peut être considéré équivalent à un guide continu d'indice moyenné. Par contre, la technique de segmentation introduit des pertes de propagation en excès. Nous avons donc effectué une étude qualitative du comportement des pertes des guides segmentés par BPM, afin de nous rendre compte de l'influence des principaux paramètres de segmentation. La méthode utilisée consiste à simuler des guides segmentés sur des longueurs progressivement plus longues, de façon à adopter une technique similaire à celle des découpes successives (*cut-back* en Anglais).

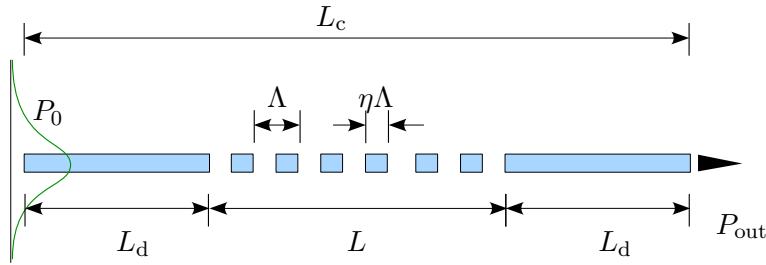


FIG. 3.5. Structure simulée pour plusieurs longueurs L , pour évaluer les pertes de propagation d'un guide segmenté.

La structure simulée, schématisée sur la Figure 3.5, est composée par un guide droit, d'un guide segmenté de longueur L variable et d'un deuxième guide droit. La longueur L_c de la fenêtre de calcul est maintenue constante (20 mm) et la longueur L_d des guides droits (qui ont les mêmes caractéristiques que les segments du guide segmentés en ce qui concerne leur largeur w et contraste d'indice avec le substrat) est calculée à chaque itération pour maintenir centré le guide segmenté dans la longueur L_c de la fenêtre de calcul. La puissance P_0 est injectée sur le mode fondamental du premier guide droit et une puissance P_{out} est récupérée à la fin du deuxième guide droit. Ces deux guides permettent de filtrer la puissance qui est couplée sur les modes rayonnés au cours de la propagation dans le guide segmenté.

En représentant la puissance de sortie normalisée P_{out}/P_0 en dB, par rapport à la longueur L , on doit obtenir une droite dont la pente représente la valeur des pertes par propagation en dB par unité de longueur.

Les simulations ont été faites en faisant varier le contraste d'indice Δn_{\max} , la période de segmentation Λ et la largeur du guide w , afin d'analyser l'influence de différents paramètres sur les pertes par segmentation à une longueur d'onde $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$. Une synthèse des paramètres de simulation et des pertes obtenues avec une régression linéaire de la puissance P_{out}/P_0 par rapport à L est montrée dans le Tableau 3.2.

w [μm]	Δn_{\max}	η	Λ [μm]	Pertes propagation α [dB/cm]	Figure
6,22	0,1	0,5	3	6,64	
6,22	0,1	0,5	10	38,17	3.6
6,22	0,01	0,5	3	0,23	3.8, 3.9
6,22	0,01	0,5	10	0,98	
4,00	0,01	0,5	3	$< 0,1$	
4,00	0,01	$0,25 \leq \eta \leq 0,75$	10	$0,7 \leq \alpha \leq 1,3$	3.10
4,00	0,1	0,5	3	1,93	
4,00	0,1	0,5	10	95,26	
2,00	0,01	0,5	10	74,62	
2,00	0,1	0,5	10	187	

TAB. 3.2. Synthèse des paramètres de simulation et des pertes obtenues.

Dans les simulations, on peut identifier deux types de comportements des guides segmentés vis à vis des pertes :

- Lorsque les pertes sont élevées (supérieures à quelques dB/cm), elles tendent à augmenter rapidement avec la période de segmentation Λ , le contraste d'indice Δn_{\max} ou la diminution de la largeur w des segments. Avec un contraste d'indice et une largeur fixés, le choix d'une période trop longue donne lieu à des pertes de propagation très importantes, comme dans le cas de 38,17 dB/cm, obtenus pour $\Lambda = 10 \mu\text{m}$, $\Delta n_{\max} = 0,1$ et $w = 6,22 \mu\text{m}$, qui augmentent à 95,26 dB/cm en réduisant la largeur à $w = 4 \mu\text{m}$ et à 187 dB/cm pour $w = 2 \mu\text{m}$! Dans ces conditions, l'évolution de la puissance de sortie par rapport à la longueur suit très bien une régression linéaire en échelle logarithmique. Cette situation est représentée en Figure 3.6, où les guides ont

une largeur $w = 6,22 \mu\text{m}$, un contraste d'indice $\Delta n_{\text{max}} = 0,1$, un rapport cyclique $\eta = 0,5$ et une période de segmentation $\Lambda = 10 \mu\text{m}$.

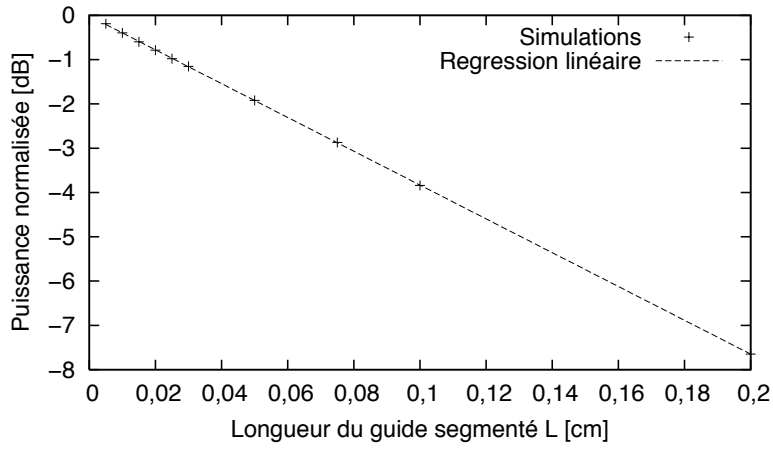


FIG. 3.6. Evolution de la puissance de sortie normalis e P_{out}/P_0 , par rapport à L ($w = 6,22 \mu\text{m}$, $\Delta n_{\text{max}} = 0,1$, $\eta = 0,5$, $\Lambda = 10 \mu\text{m}$).

- Lorsque les pertes sont faibles (de l'ordre de 1 dB/cm ou moins), le comportement des guides segmentés est plus intéressant. En observant la propagation du champ en

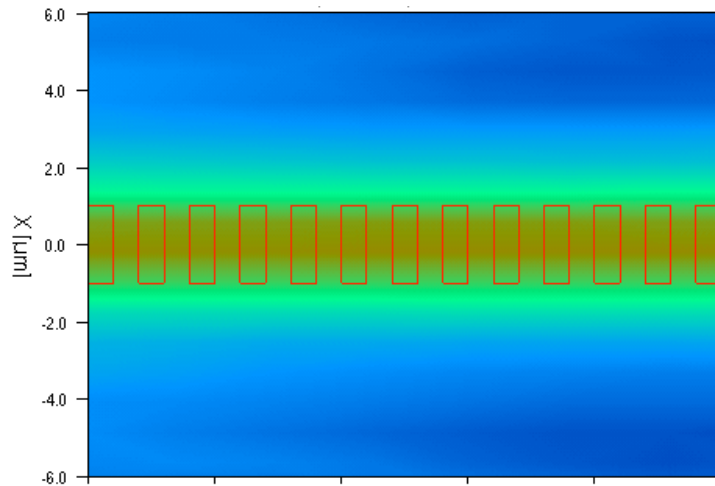


FIG. 3.7. Propagation du champ calcul e par BPM dans un guide segmenté.

correspondance des segments, on obtient dans ce cas un résultat très similaire à la

propagation d'un mode d'un guide d'indice de coeur moyenné, comme le montre la Figure 3.7. Le comportement des guides par rapport aux pertes est cependant plus difficile à décrire ; des pertes de 0,23 dB/cm sont obtenues pour une largeur $w = 6,22 \mu\text{m}$, $\Delta n_{\text{max}} = 0,01$ et une période $\Lambda = 3 \mu\text{m}$. En diminuant la largeur du guide et en passant à $w = 4 \mu\text{m}$, au lieu d'augmenter comme vu précédemment, les pertes diminuent et sont quasiment inquantifiables sur la longueur maximale que nous avons utilisé pendant les simulations. En observant l'évolution de la puissance de sortie par

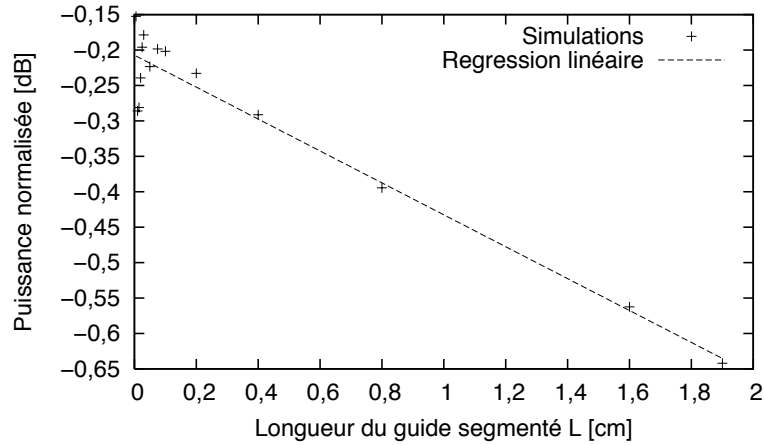


FIG. 3.8. Evolution de la puissance de sortie normalisée P_{out}/P_0 , par rapport à L ($w = 6,22 \mu\text{m}$, $\Delta n_{\text{max}} = 0,01$, $\eta = 0,5$, $\Lambda = 3 \mu\text{m}$).

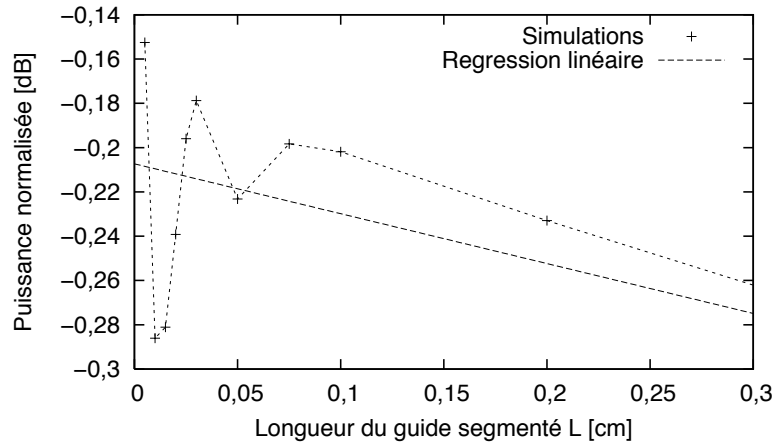


FIG. 3.9. Agrandissement de la figure 3.8 pour des petites longueurs L .

rapport à la longueur du trait segmenté, on observe aussi que l'évolution n'est pas linéaire, mais oscille autour de la droite utilisée pour la régression. Ce phénomène est visible dans les courbes des Figures 3.8 et 3.9 qui représentent l'évolution de la puissance de sortie par rapport à la longueur du trait segmenté pour $w = 6,22 \mu\text{m}$, $\Delta n_{\text{max}} = 0,01$, $\eta = 0,5$, $\Lambda = 3 \mu\text{m}$.

Une explication possible de ces deux comportements est basée sur l'observation que à l'intérieur des segments, la puissance est transportée par l'ensemble des modes guidés et rayonnés et qu'entre chaque segment seuls les modes rayonnés sont présents. Quand les segments sont longs et que le mode fondamental y est confiné, l'énergie qui est transportée par les modes rayonnés excités au début de chaque segment est en grande partie perdue avant la fin de ce même segment, ce qui rend les pertes élevées. Quand les pertes sont faibles, l'importance des modes rayonnés accompagnant la propagation du mode fondamental sur chaque segment probablement augmente et le recouvrement qui a lieu à chaque interface segment/zone de propagation libre fait en sorte que l'énergie rayonnée est redistribuée et non pas perdue.

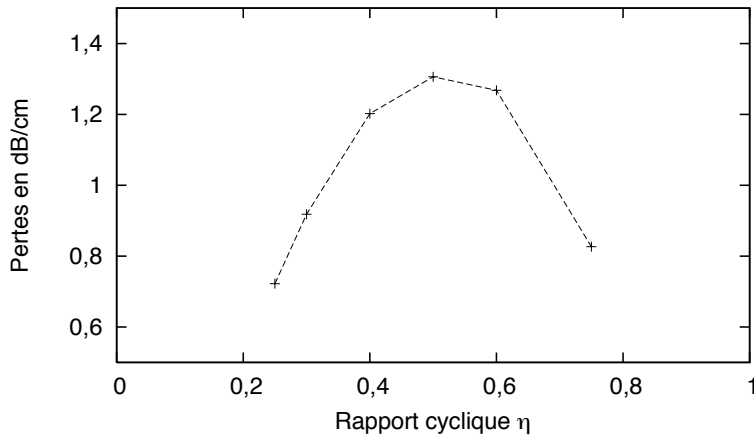


FIG. 3.10. Evolution des pertes selon le rapport cyclique η pour $w = 4 \mu\text{m}$, $\Delta n_{\text{max}} = 0,01$ et $\Lambda = 10 \mu\text{m}$.

Dans la Figure 3.10, se trouve représentée l'évolution des pertes de propagation d'un guide segmenté de largeur $w = 4 \mu\text{m}$, de contraste d'indice $\Delta n_{\text{max}} = 0,01$ et de période $\Lambda = 10 \mu\text{m}$ vis à vis du rapport cyclique η . Le comportement qui est visible dans la figure

est que les pertes de propagation ont un maximum pour les rapports cycliques proches de $\eta = 0,5$. Cet aspect montre que dans un guide segmenté, une augmentation du rapport cyclique, qui se traduit par un guide plus «plein», ne se traduit pas forcément par une diminution des pertes. La diminution des pertes visible en Figure 3.10 pour les grandes valeurs de η est naturelle, car un guide segmenté avec un rapport cyclique très proche de 1 se comporte de façon de plus en plus similaire à un guide continu (qui a des pertes théoriques nulles). Moins intuitive est leur diminution quand η s’approche de zéro. Une explication peut être trouvée en observant que, lorsque le rapport cyclique s’approche de zéro, le mode guidé tend à s’élargir. Le cas limite est représenté par une onde plane, pour qui les pertes de propagation sont à nouveau nulles. Dans la littérature, l’évolution des pertes selon les paramètres de segmentation a fait l’objet de plusieurs études théoriques[86, 15, 92] qui montrent des dépendances par rapport au rapport cyclique tout à fait similaires.

L’étude du comportement des pertes dans un guide segmenté constitue un vaste domaine de nombreux points sont encore à éclaircir. En particulier, si l’on peut réduire des pertes élevées dues à la segmentation en réduisant la période Λ et en augmentant la largeur w des segments, la situation est plus complexe quand les pertes sont faibles. Dans ce cas, il est difficile de donner des règles générales et une réduction des pertes de propagation implique une optimisation de l’ensemble des paramètres de segmentation.

3.4 Réalisation expérimentale de guides segmentés en surface

Les simulations ayant montré que la technique de segmentation peut être appliquée à des guides d’onde dont les indices de réfraction sont proches de ceux que l’on obtient avec l’échange d’ions, nous allons maintenant traiter la réalisation expérimentale de guides segmentés avec cette technologie.

Les deux objectifs que nous avons sont :

- vérifier la loi de moyennage : montrer expérimentalement qu’un guide segmenté est équivalent à un guide continu d’indice de coeur moyenné
- démontrer la possibilité de réaliser des guides segmentés avec des pertes de propagation faibles, adaptés à l’utilisation dans un composant tel qu’un multiplexeur

pompe/signal, où il est important de les réduire au maximum.

Les composants ont été réalisés par échange d’ions argent/sodium sur un verre silicate spécifiquement conçu pour ce type d’échange et fourni à l’IMEP par la société Teem Photonics avec la référence GO14. La composition de ce substrat est optimisée afin d’éviter toute espèce chimique capable de réduire l’argent ionique sous sa forme métallique et introduire ainsi des pertes de propagation dans les guides réalisés.

Dans un premier temps, nous allons décrire la réalisation et la caractérisation de guides segmentés de surface, afin d’en analyser la dépendance des caractéristiques de guidage (modicité et pertes) vis à vis des paramètres de segmentation.

3.4.1 Réalisation et caractérisation de guides d’ondes segmentés en surface

Les composants réalisés par échange d’ions ont été obtenus avec un masque de photolithographie contenant des guides segmentés de largeur $w = 2 \mu\text{m}$. Les périodes de segmentation disponibles sont $\Lambda = 3, 10, 50$ et $100 \mu\text{m}$. Ces valeurs ont été choisies pour permettre d’analyser et de comparer le comportement vis à vis des pertes et du moyennage d’indice aussi bien pour des périodes courtes, telles $3 \mu\text{m}$, que longues, telles $100 \mu\text{m}$.

Pour chaque période, les rapports cycliques η sont compris entre 0,1 et 0,7 avec un pas de 0,05, sauf pour la période $\Lambda = 3 \mu\text{m}$, où η est compris entre 0,4 et 0,7. Les valeurs les plus proches de 1 du rapport cyclique ont été évitées parce que la diffusion qui a lieu pendant l’échange d’ions tend à réduire l’espace non échangé entre chaque ouverture du masque. Pour la période $\Lambda = 3 \mu\text{m}$, les valeurs trop petites de η ont aussi été évitées parce que les ouvertures correspondantes auraient été trop faibles pour les moyens de photolithographie disponibles à l’IMEP. Pour pouvoir effectuer une comparaison, chaque guide segmenté est placé à côté d’un guide continu de même largeur.

Le substrat de verre GO14 a été échangé pendant 4 min dans un sel fondu contenant 20% molaire de nitrate d’argent et 80% molaire de nitrate de sodium à une température constante de 330°C , afin d’obtenir des guides de surface. Une étude préliminaire conduite avec des échanges sur des guides plans dont le profil a été mesuré par la technique des

m-lines a montré que le contraste d'indice de surface que l'on obtient dans le GO14 dans ces conditions est de $8,1 \times 10^{-2}$.

a) Pertes dans les guides segmentés en surface

Les pertes en excès des guides segmentés ont été évaluées en injectant de la lumière à l'entrée du guide segmenté et en focalisant le champ proche de sortie sur un détecteur à l'aide d'un objectif de microscope. La puissance mesurée a ensuite été normalisée par rapport à celle obtenue en sortie du guide continu situé à côté du guide segmenté, de façon à évaluer seulement les pertes dues à la segmentation.

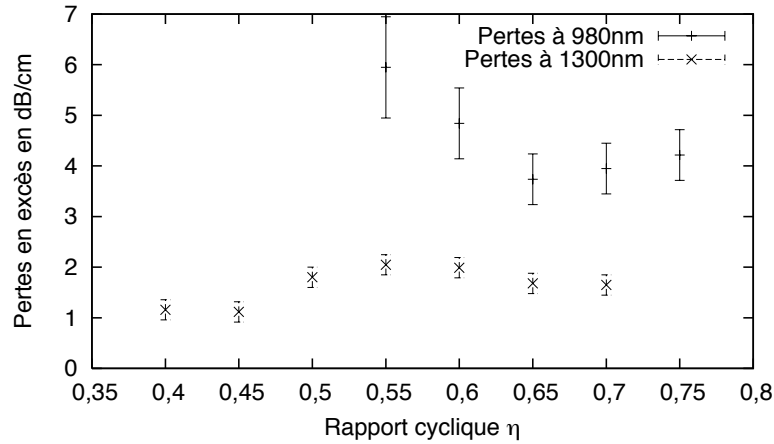


FIG. 3.11. Pertes en excès mesurées dans des guides segmentés de surface de période $\Lambda = 10 \mu\text{m}$, aux longueurs d'onde $\lambda = 980 \text{ nm}$ et $\lambda = 1300 \text{ nm}$.

Pour les périodes $\Lambda = 3 \mu\text{m}$, les pertes de propagation des guides segmentés ont été mesurées à la longueur d'onde de 1550 nm et varient entre $(0 \pm 0,2) \text{ dB/cm}$ et $(1,8 \pm 0,2) \text{ dB/cm}$, selon la valeur du rapport cyclique η . Cette longueur d'onde a été choisie car pratiquement tous les guides caractérisés y sont alors monomodes.

Dans le cas $\Lambda = 10 \mu\text{m}$, les pertes en excès ont été mesurées aux longueurs d'onde $\lambda = 1300 \text{ nm}$ et $\lambda = 980 \text{ nm}$, parce que la segmentation fait en sorte que la longueur d'onde $\lambda = 1550 \text{ nm}$ n'est guidée que pour les valeurs du rapport cyclique η supérieures à $0,65$. Les résultats obtenus sur ces guides sont visibles sur la Figure 3.11. Pour la longueur d'onde $\lambda = 1300 \text{ nm}$, les pertes sont comprises entre $(1,1 \pm 0,2) \text{ dB/cm}$ et $(2,0 \pm 0,2) \text{ dB/cm}$, selon la

valeur de η . Un aspect intéressant que nous avons observé au cours des simulations décrites dans le paragraphe 3.3.3 et qui se retrouve ici confirmé expérimentalement est que dans un guide segmenté une augmentation du rapport cyclique (et donc un guide plus «plein») ne se traduit pas forcément dans une diminution des pertes. C'est le cas du guide $\Lambda = 10 \mu\text{m}$ et $\eta = 0,45$ qui a $\lambda = 1300 \text{ nm}$ a des pertes en excès de $(1,1 \pm 0,2) \text{ dB/cm}$ qui augmentent jusqu'à $(2,0 \pm 0,2) \text{ dB/cm}$ pour η jusqu'à la valeur $\eta = 0,55$, pour ensuite diminuer pour des rapports cycliques plus importants. Les pertes de propagation en excès obtenues à la longueur d'onde $\lambda = 980 \text{ nm}$ sont considérablement plus élevées et varient entre 4 dB/cm et 6 dB/cm quand le rapport cyclique de segmentation varie entre $0,55$ et $0,75$ (les pertes pour des valeurs plus petites de η sont encore plus élevées).

Pour des périodes les plus longues, $\Lambda = 50 \mu\text{m}$ et $\Lambda = 100 \mu\text{m}$, les pertes aux longueurs d'onde de 1300 nm et à 1550 nm sont très élevées (supérieures à 10 dB/cm).

Pour résumer, dans un guide de surface réalisé par échange d'ions, les pertes dans un guide segmenté dépendent fortement de la période Λ et de la longueur d'onde. Si la période est trop grande (comme c'est le cas ici de $\Lambda = 50 \mu\text{m}$ et $\Lambda = 100 \mu\text{m}$) les pertes sont très élevées. Dans la suite, nous allons donc nous intéresser à la mise en évidence des phénomènes de moyennage d'indice sur les périodes $\Lambda = 10 \mu\text{m}$ et $\Lambda = 3 \mu\text{m}$, où les pertes aux longueurs d'onde de 1300 nm et 1550 nm ont des valeurs faibles qui permettent d'envisager l'utilisation de ces guides dans des dispositifs.

b) Mesure des longueurs d'onde de coupure du mode fondamental

L'analyse des longueurs d'onde de coupure des modes propagés dans un guide segmenté constitue un outil qui permet de mettre en évidence les effets de la segmentation et de vérifier la loi de moyennage décrite dans la littérature. En effet, il s'agit d'une caractéristique du guid ed'onde qui dépend de la section du guide et du contraste d'indice de réfraction entre la surface et le substrat. L'influence de la segmentation sur l'indice du coeur doit donc se manifester par un décalage des longueurs d'onde de coupure par rapport à un guide continu réalisé avec les mêmes paramètres technologiques[89].

La mesure des longueurs d'onde de coupure a été faite à l'aide du banc de réponse

spectrale disponible à l'IMEP et décrit dans la Figure 3.12. La lumière blanche issue d'une source halogène est injectée au début du guide segmenté à caractériser à l'aide d'une fibre optique multimode, tandis que la lumière à la sortie du composant est collectée avec une autre fibre optique multimode et analysée à l'aide d'un analyseur de spectre optique fonctionnant de $\lambda = 600$ à $\lambda = 1700$ nm.

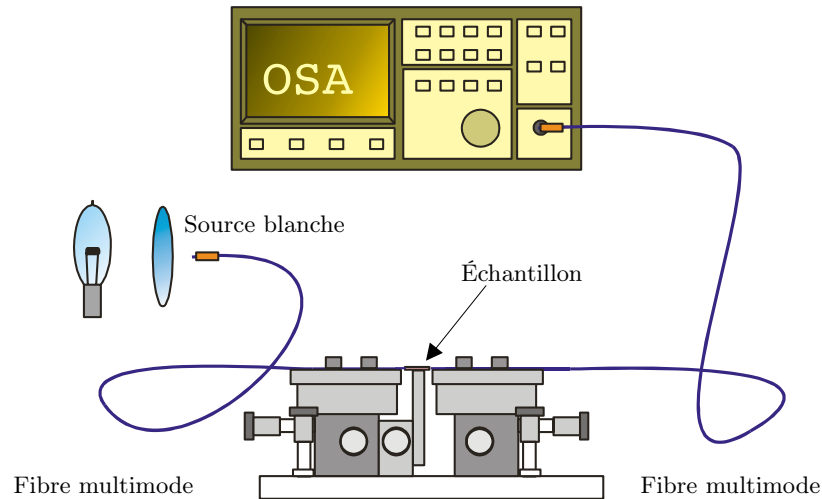


FIG. 3.12. Représentation schématique du banc d'analyse spectrale.

Si le mode fondamental d'un guide est coupé à la longueur d'onde λ_c , la transmission chute pour les longueurs d'onde plus grandes que λ_c , car la lumière n'est plus guidée. En connaissant la réponse spectrale du guide considéré, on peut donc déterminer la longueur d'onde de coupure du guide segmenté. Un exemple de réponse spectrale mesurée sur un guide d'onde en surface réalisé à l'argent est montré en Figure 3.13. Une particularité visible sur la figure est la présence de deux pics, qui correspondent aux deux coupures distinctes des polarisations TE et TM. Les longueurs d'onde de coupure TE et TM du mode fondamental de propagation ont été mesurées pour les guides segmentés de périodes $\Lambda = 3 \mu\text{m}$ et $\Lambda = 10 \mu\text{m}$ et sont montrées sur la Figure 3.14.

Pour $\Lambda = 3 \mu\text{m}$, la longueur d'onde de coupure du mode fondamental TE varie entre $\lambda = 1500$ nm dans le cas où $\eta = 0,4$ jusqu'à $\lambda = 1700$ nm pour $\eta = 0,55$. Les longueurs d'onde de coupure des guides segmentés avec un rapport cyclique supérieur à $\eta = 0,55$

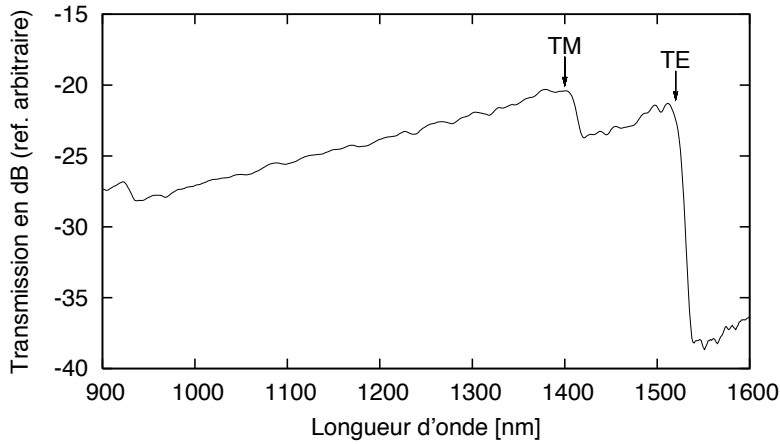


FIG. 3.13. Allure typique de la réponse spectrale d'un guide de surface réalisé par échange d'ions argent/sodium. Les flèches indiquent les longueurs d'onde de coupure TE et TM.

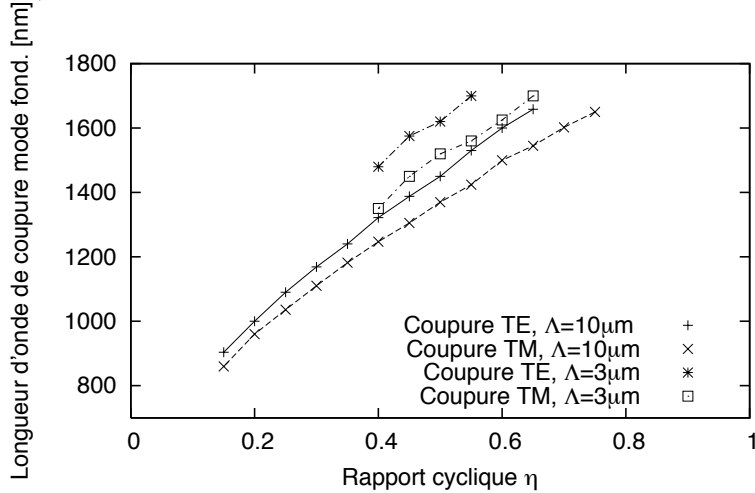


FIG. 3.14. Longueurs d'onde de coupure du mode fondamental TE et TM dans des guides segmentés de surface réalisés par échange d'ions avec période $\Lambda = 3 \mu\text{m}$ et $\Lambda = 10 \mu\text{m}$.

n'ont pas pu être déterminées, car elles se trouvaient en dehors de la plage de mesure de l'analyseur de spectre utilisé.

Pour $\Lambda = 10 \mu\text{m}$, la longueur d'onde de coupure du mode fondamental TE varie entre 900 nm et 1650 nm lorsque le rapport cyclique varie entre $\eta = 0,15$ et $\eta = 0,65$.

Pour les périodes $\Lambda = 50 \mu\text{m}$ et $\Lambda = 100 \mu\text{m}$, les pertes sont trop élevées et cela nous a empêché de réaliser une mesure spectrale, car la lumière récupérée en sortie du composant était trop faible.

La variation de la longueur d'onde de coupure du mode fondamental visible sur la

Figure 3.14 confirme expérimentalement que la segmentation affecte fortement le guidage. Pour vérifier quantitativement le moyennage, nous avons établi un lien entre les longueurs d'onde de coupure mesuré et le contraste d'indice du guide continu équivalent.

3.4.2 Vérification de la loi de moyennage

L'intérêt principal des guides segmentés est la possibilité de les considérer équivalents à un guide droit de coeur continu, mais avec un contraste d'indice moyenné. Notre but est ici d'étudier un système de mesure nous permettant de vérifier la loi de moyennage de façon quantitative.

Si pendant les simulations nous avons opté pour un interféromètre de type Mach-Zehnder, nous avons choisi de baser nos observations expérimentales sur un guide segmenté seul, car des tests conduits sur un interféromètre auraient imposé plusieurs niveaux de masquage pour fabriquer le guide continu de référence possédant un l'écart d'indice réduit. De plus, la mesure de la longueur d'onde de coupure du mode fondamental est un paramètre de propagation qui dépend directement des caractéristiques opto-géométriques du guide d'onde et qui peut donc être utilisé pour notre analyse. Il s'agit alors d'exprimer le lien existant entre les longueurs d'onde de coupure des modes fondamentaux et le contraste d'indice d'un guide continu équivalent.

Si nous considérons le guide segmenté équivalent à un guide continu avec une distribution d'indice de surface moyenné $\Delta n'$, l'équation (3.1) peut être proposée pour calculer les contrastes d'indices :

$$\Delta n' = \eta \Delta n_{\max} \quad (3.4)$$

Dans cette situation, ce que l'on souhaite est d'obtenir expérimentalement les valeurs du contraste d'indice $\Delta n''$ des guides continus équivalents aux guides segmentés réalisés et de les comparer avec les valeurs $\Delta n'$ calculées par l'équation (3.4). L'idée est de considérer un guide canal, dont la distribution d'indice est la même que celle des segments, mais dont le contraste d'indice $\Delta n''$ est plus faible ; puis d'en évaluer la longueur d'onde de coupure du mode fondamental. Idéalement, si $\lambda_{c,m}$ est la longueur d'onde de coupure mesurée, on peut ajuster le contraste d'indice maximal $\Delta n''$ du guide continu simulé, de façon à obtenir

une longueur d'onde de coupure du guide continu $\lambda_{c,c}$ égale à $\lambda_{c,m}$. La valeur du contraste d'indice $\Delta n''$ peut ensuite être comparée à celle du guide segmenté pour vérifier la loi de moyennage exprimée par l'équation (3.1).

À ce niveau, on retrouve une difficulté majeure, qui est que le profil d'indice d'un segment échangé ne peut pas être mesuré directement facilement. Pour cette raison, le processus d'échange d'ions a été simulé afin de pouvoir obtenir la section transverse du profil d'indice d'un guide d'onde continu. Les programmes décrits dans la référence [93] ont donc été adaptés au modèle d'échange d'ions décrit dans le paragraphe 1.4.3 afin de pouvoir extraire les paramètres de diffusion à partir d'un ensemble de guides plans réalisés sur GO14 et caractérisés par m-lines. L'effet d'alcalin mixte a été modélisé en utilisant une variation des coefficients de diffusivité du couple ionique participant à l'échange sous la forme exponentielle proposée par Lupascu et al.[52].

Tout d'abord, la distribution d'indice calculée pour une valeur donnée du contraste d'indice de surface $\Delta n''$ et pour une ouverture de masque identique à celle utilisée pour réaliser les segments. Puis, la longueur d'onde de coupure $\lambda_{c,c}$ du mode fondamental de la structure est calculée en utilisant un solveur de mode scalaire développé au laboratoire par G. Vitrant[94]. La Figure 3.15 montre un exemple de profil de concentration calculé et le

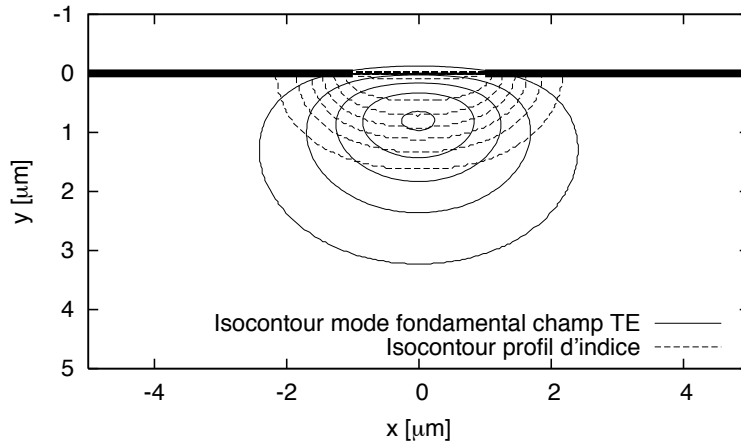


FIG. 3.15. Exemple d'un profil d'indice de réfraction calculé à partir des paramètres de diffusion, avec le champ modal à une longueur d'onde de $\lambda = 1550$ nm obtenu par le solveur de mode scalaire.

champ modal correspondant à une longueur d'onde de 1550 nm. Ces deux étapes ont été

répétées en faisant varier le contraste d'indice $\Delta n''$ correspondant jusqu'à ce que la valeur de la longueur d'onde de coupure $\lambda_{c,c}$ calculée pour le mode fondamental TE soit la même que celle mesurée pour le guide segmenté $\lambda_{c,m}$, comme montré dans le schéma de la Figure 3.16.

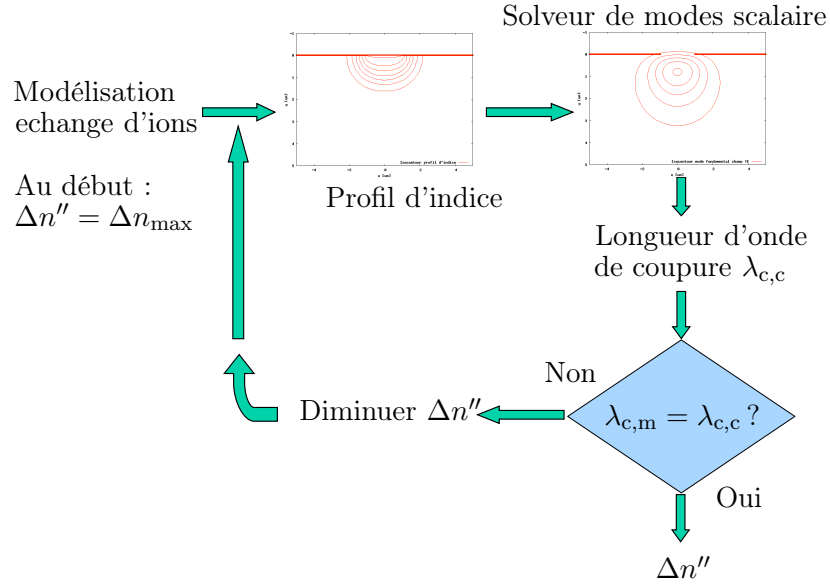


FIG. 3.16. Schéma de l'algorithme utilisé pour calculer la correspondance entre les longueurs d'onde de coupure mesurées et le contraste d'indice.

Avec cette démarche, pour chaque longueur de coupure du mode fondamental $\lambda_{c,m}$ des guides segmentés présents sur la plaquette, on obtient un contraste d'indice du guide continu équivalent $\Delta n''$. Pour chaque guide segmenté le rapport cyclique étant connu, on peut ainsi obtenir les couples expérimentaux $(\eta, \Delta n'')$.

Pour valider le modèle de moyennage de l'indice, les couples $(\eta, \Delta n')$ calculés à l'aide de l'équation (3.4) ont été comparés avec les couples $(\eta, \Delta n'')$ obtenus à partir des mesures. Le résultat est montré dans la figure 3.17, où l'on remarque un décalage entre les valeurs mesurées et les valeurs théoriques. Nous expliquons ce phénomène par le fait que si la diffusion transversale des ions est prise en compte par le modèle de diffusion, la diffusion longitudinale entre les segments échangés du guide segmenté a été négligée. Or, celle-ci tend à boucher les espaces entre les segments et entraîne une augmentation du rapport cyclique du guide segmenté réalisé, par rapport à celui défini par les ouvertures du masque

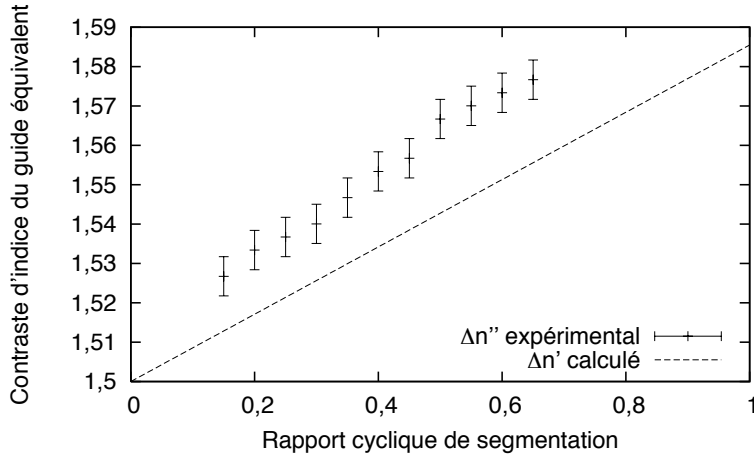


FIG. 3.17. Comparaison entre les contrastes d'indice obtenus par l'équation (3.1) et ceux évalués expérimentalement.

de photolithographie.

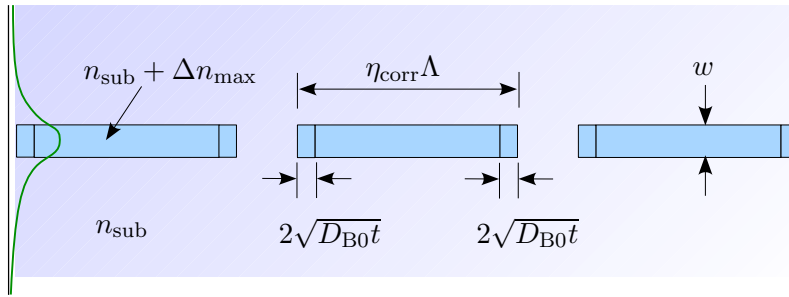


FIG. 3.18. Représentation schématique d'un guide segmenté et correction sur le rapport cyclique.

Néanmoins, une correction des équation (3.1) et (3.4) est possible en introduisant un rapport cyclique corrigé, tel que montré sur la Figure 3.18 :

$$\eta_{\text{corr}} = \eta + 2 \frac{2\sqrt{D_{B0}t}}{\Lambda} \quad (3.5)$$

où le terme $2\sqrt{D_{B0}t}$, est la longueur effective de diffusion, quand D_{B0} est la diffusivité des ions argent à l'intérieur du verre et t représente la durée totale de l'échange. Dans notre cas, $2\sqrt{D_{B0}t}$ vaut $1,2 \mu\text{m}$. Comme le montre la Figure 3.19, l'utilisation de η_{corr} à la place de η à l'intérieur de l'équation (3.1) conduit à un meilleur accord des contrastes d'indices pour les guides segmentés avec une période de $10 \mu\text{m}$, où tous les points expérimentaux sont décrits par le modèle dans la limite des incertitudes de mesure.

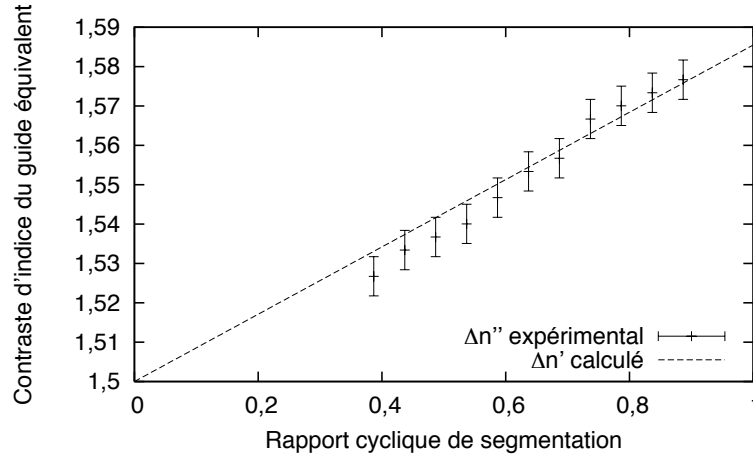


FIG. 3.19. Comparaison entre les contrastes d'indice calculés avec η_{corr} et ceux évalués expérimentalement

Cependant, un meilleur accord entre la courbe théorique et les valeurs mesurées pourrait encore être obtenu en tenant en compte du fait que les segments ne sont pas parfaitement rectangulaires, car le caractère isotrope de la diffusion tend à les arrondir. Pour cette même raison, la correction obtenue avec l'équation (3.5) n'est plus valable quand la période Λ est du même ordre de grandeur que la longueur effective de diffusion. Dans ce cas, le rapport cyclique corrigé η_{corr} est très près de 1 et les effets dus à la diffusion longitudinale sont très importants. Le guide est quasiment continu, mais une modulation de la forme des segments (non prise en compte dans le modèle) est encore présente. C'est le cas des guides segmentés de période $\Lambda = 3 \mu\text{m}$, où la longueur d'onde de coupure du mode fondamental TE est modulée par le rapport cyclique η , mais le rapport cyclique corrigé η_{corr} est égal à 1.

Dans toutes les autres situations, l'utilisation du rapport cyclique corrigé η_{corr} défini avec l'équation (3.5) à l'intérieur de l'équation (3.1) représente un modèle prédictif simple et efficace pour les guides segmentés diffusés.

3.4.3 Une application de la segmentation d'un guide de surface : réalisation d'un polariseur TE

Comme nous pouvons l'observer au niveau de la réponse spectrale de la Figure 3.14, une biréfringence marquée apparaît dans les longueurs d'onde de coupure du mode fondamental des guides en surface. Il est donc intéressant d'analyser un peu plus en détail l'origine de cette biréfringence, car nous avons vu dans le chapitre 1 que l'échange d'ions argent/sodium n'induit normalement pas de contraintes mécaniques qui donneraient lieu à une biréfringence du matériau. Dans le cas d'un guide plan parfaitement symétrique, l'étude de l'équation de dispersion permet d'observer que le mode fondamental est toujours guidé par la structure. L'introduction d'une asymétrie (indices de substrat et de superstrat différents) donne lieu à l'apparition d'une longueur d'onde de coupure. Comme les conditions de continuité du champ sont différentes aux deux interfaces selon que la polarisation soit TE ou TM, les longueurs d'onde de coupure du mode fondamental sont donc différentes pour les deux polarisations.

Dans notre cas, le contraste d'indice en surface est de l'ordre de $8 \cdot 10^{-2}$ et la profondeur effective de diffusion $2\sqrt{D_{B0}t}$ est de $1,2 \mu\text{m}$ à 330°C pour une durée d'échange de 4 minutes. L'analyse des équations de dispersion TE et TM d'un guide plan avec le même contraste d'indice, sur un substrat de verre ($n = 1,5$), un superstrat d'air ($n = 1$) et une épaisseur de $1,2 \mu\text{m}$ montre que le décalage entre les longueurs d'onde de coupure peut dépasser 100 nm, comme dans notre cas.

La différence entre les longueurs d'onde de coupure du mode fondamental TE et TM implique que, dans la bande comprise entre les deux coupures, le guide est monopolarisation, car seule la polarisation TE est guidée. Les possibilités de modulation de l'indice de coeur offertes par l'utilisation des guides segmentés permet donc de caler facilement la bande monomode en polarisation autour d'une longueur d'onde particulière, par exemple $\lambda = 1550 \text{ nm}$. On peut ainsi réaliser un polariseur intégré sans faire appel à des étapes technologiques additionnelles, mais tout simplement en exploitant la biréfringence intrinsèque des guides réalisés à la surface air/verre.

Le choix du rapport cyclique $\eta = 0,60$ correspond à une longueur de coupure TM à

$\lambda_{c, \text{TM}} = 1500$ nm et une longueur de coupure TE à $\lambda_{c, \text{TE}} = 1600$ nm. Cela permet d'obtenir un polariseur TE à la longueur d'onde $\lambda = 1550$ nm qui fonctionne sur une bande de 100 nm. Les performances de ce dispositif ont été mesurées en utilisant une source polarisée avec un taux d'extinction déclaré par le constructeur supérieur à 30 dB et en injectant la lumière polarisée à l'entrée du composant à l'aide d'une fibre à maintien de polarisation. Le support de la fibre sur le micropositionneur peut tourner sur son axe, de telle sorte à pouvoir déterminer la polarisation avec laquelle le composant est éclairé. La lumière à la fin du guide segmenté est ensuite focalisée sur un détecteur de puissance à l'aide d'un objectif de microscope. Les données obtenues ont montré que le taux d'extinction de ce composant dépasse la valeur de 30 dB, qui représente la limite de notre système de mesure.

Dans la littérature, on trouve une application d'une idée similaire[95], où un guide polarisant dans le visible en nitrure de silicium a été réalisé sur un substrat en silicium sur lequel est déposée une couche de silice. Dans ce cas, le comportement en tant que polariseur du dispositif est expliqué par une différence de confinement entre les modes TE et TM et le fait que le substrat en silicium est très fortement absorbant pour les longueurs d'onde inférieures à $1 \mu\text{m}$. Les pertes due à l'absorption du substrat sont beaucoup plus élevées pour la polarisation TM car l'influence du substrat est plus importante et il en résulte un filtrage de polarisation qui permet de polariser la lumière.

L'exploitation de la biréfringence de surface avec un guide segmenté offre par contre une plus grande simplicité de mise en oeuvre et une flexibilité plus importante, car elle ne requière pas la présence de couches absorbantes ou biréfringentes.

3.5 Réalisation de guides segmentés enterrés

Dans le paragraphe 3.4, nous avons étudié des guides segmentés réalisés en surface qui nous ont permis de vérifier expérimentalement la loi de moyennage. Néanmoins, la nécessité de réduire les pertes de propagation des guides et les exigences d'hybridation évoquées dans le chapitre 1 rendent nécessaire l'utilisation de guides segmentés enterrés dans le composant final. Nous avons donc étudié le comportement de guides segmentés enterrés, afin de vérifier leur performances.

Pour réaliser des guides d'onde segmentés enterrés, nous avons utilisé le même masque que pour les guides de surface, mais avec un procédé de fabrication en deux étapes. Ainsi, nous avons effectué un premier échange d'ions dans un mélange contenant du nitrate d'argent à 20% molaire et du nitrate de sodium à 80% molaire, maintenu à une température constante de 330°C pendant 4 minutes. Puis, après retrait du masque, nous avons effectué l'enterrage avec un courant constant de 20 mA en plongeant la plaquette dans un bain contenant du sodium à une température de 260°C pendant 1h30.

Les effets de la segmentation sont visibles sur la modicité des guides, qui a été déterminée par la méthode d'analyse spectrale décrite au paragraphe 3.4.1. Cette technique a été appliquée aux guides de période $\Lambda = 3 \mu\text{m}$, $10 \mu\text{m}$ et $50 \mu\text{m}$ et les résultats sont présentés dans la Figure 3.20.

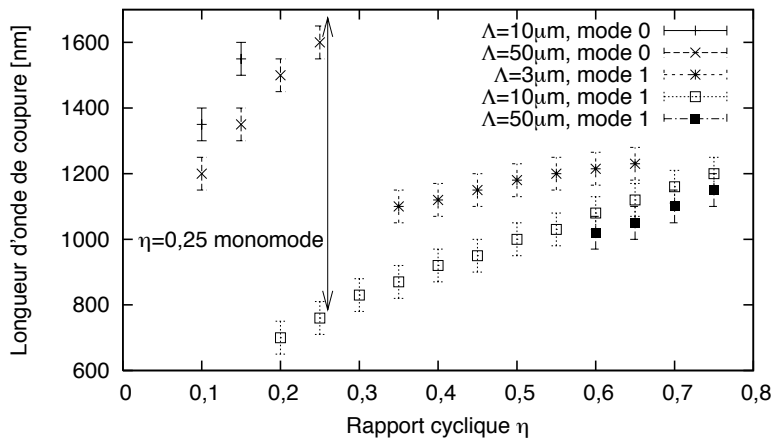


FIG. 3.20. Longueurs d'onde de coupure du mode fondamental et du premier mode d'ordre supérieur dans des guides segmentés enterrés.

Si l'on compare ces résultats aux mêmes mesures effectuées sur les guides de surface, l'analyse spectrale sur des guides enterrés ne montre pas de longueur d'onde de coupure distinctes pour les polarisations TE et TM. Ceci est dû au fait que les guides enterrés ont une forme pratiquement circulaire et sont donc très peu biréfringents. La symétrie des guides est en outre démontrée par la très large plage de monomodécité qui est obtenue dans certaines configurations. Un guide segmenté avec période $\Lambda = 10 \mu\text{m}$ et un rapport cyclique $\eta = 0,25$ est par exemple monomode entre les longueurs d'onde de 800 nm et 1700 nm, un

intervalle qui dépasse l'octave.

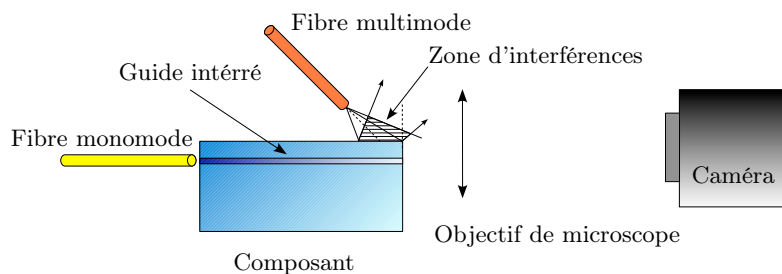


FIG. 3.21. Schéma du banc de champ proche utilisé pour mesurer la profondeur d'enterrement des guides.

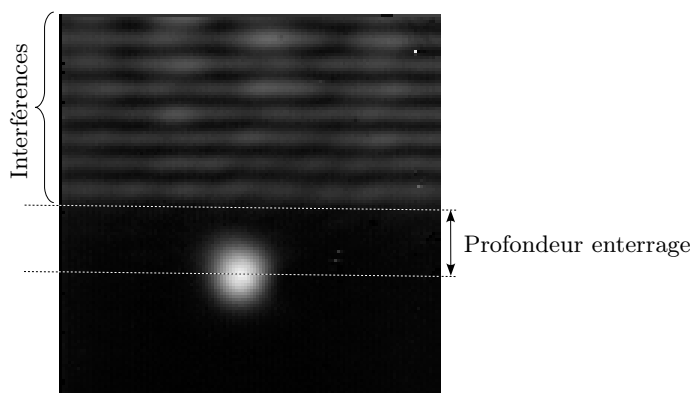


FIG. 3.22. Champ proche d'un guide droit obtenu avec une fenêtre de diffusion de largeur $w = 2 \mu\text{m}$ et avec le système de franges utilisé pour repérer la surface du composant.

Un banc de champ proche, utilisé avec un montage interférentiel nous a permis de repérer la surface des échantillons, afin de mesurer la profondeur d'enterrement des guides réalisés. Ce système[71, 96] est basé sur l'utilisation d'un banc de champ proche classique, avec une injection par fibre à la longueur d'onde $\lambda = 1550 \text{ nm}$. De plus, une fibre multimode à 1550 nm est placée de telle sorte à éclairer la surface du verre en sortie du composant, comme le montre schématiquement la Figure 3.21. La position de la fibre est telle que sur la caméra on visualise un système de franges qui résulte de l'interférence de la lumière parvenant directement à l'objectif de la fibre avec celle qui est réfléchiée par la surface du verre. Dans la Figure 3.22, on trouve l'image de sortie obtenue sur la caméra : dans la partie supérieure de l'image, on voit la présence des franges d'interférence créées par la présence de la fibre multimode ; dans la partie inférieure, on retrouve l'image du mode fondamental

d'un guide droit. La position de la surface du verre se trouve en correspondance de la première zone sombre à partir du bas dans la zone où se trouvent les interférences. La position du guide à caractériser est obtenue en prenant le maximum du champ électrique.

Dans notre cas, la profondeur d'enterrage est de $(10 \pm 1,5) \mu\text{m}$ et ne dépend pas des caractéristiques de segmentation du guide, restant la même (aux incertitudes de mesure près) pour les guides continus. Ce fait montre que l'enterrage est un processus qui s'adapte à la réalisation de guides segmentés et que des phénomènes d'enterrage différentiel n'ont pas lieu selon le rapport cyclique ou la période de segmentation.

Les pertes dues à la segmentation de ces guides ont été mesurées en injectant la lumière à l'aide d'une fibre monomode à la longueur d'onde de $\lambda = 1550 \text{ nm}$ dans le guide segmenté à caractériser. La lumière en sortie du guide a été focalisée sur un détecteur à l'aide d'un objectif de microscope et la puissance a été normalisée avec la valeur mesurée pour les guides continus de référence. Cette mesure a montré que les guides segmentés de période $\Lambda = 3 \mu\text{m}$ n'introduisent pratiquement pas des pertes en excès par rapport à un guide canal (à moins de 0,2 dB qui représente notre précision de mesure). Les guides de période $\Lambda = 10 \mu\text{m}$ introduisent $(0,7 \pm 0,2) \text{ dB/cm}$ de pertes par propagation en plus des guides droits de référence, qui ne varient beaucoup avec le rapport cyclique η , tandis que pour la période $\Lambda = 50 \mu\text{m}$ les pertes sont comprises entre $(3,6 \pm 0,2) \text{ dB/cm}$ et $(6,0 \pm 0,2) \text{ dB/cm}$, selon le rapport cyclique η . Ces valeurs sont plus faibles que les pertes mesurées dans les guides réalisés en surface et reportées dans le paragraphe 3.4.1. Selon nous, la symétrisation de la forme du coeur et la baisse du contraste d'indice dues à l'enterrage en sont la cause.

Même si choix d'une période de segmentation courte, tel que $\Lambda = 3 \mu\text{m}$ donne lieu à des pertes très faibles, l'utilisation d'une période trop courte limite la plage de modulation du contraste d'indice, car la diffusion des ions bouche complètement l'intervalle entre les segments. Ce fait est visible en Figure 3.20, en observant que la longueur d'onde de coupure du mode 1 du guide segmenté avec période $\Lambda = 3 \mu\text{m}$ varie seulement de 100 nm quand le rapport cyclique η varie entre 0,35 et 0,75. La période $\Lambda = 10 \mu\text{m}$ présente donc de ce point de vue un meilleur compromis, car on obtient une grande plage de modulation du contraste d'indice, tout en observant de pertes qui restent inférieures au dB/cm.

3.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons vu que, à part l'introduction de pertes de propagation, un guide segmenté se comporte de façon équivalente à un guide continu qui présente un indice de coeur moyenné par le rapport cyclique de segmentation. L'influence de la segmentation est visible dans les caractéristiques de guidage telles que les longueurs d'ondes de coupure des modes fondamentaux et d'ordre 1 dans les guides de surface et enterrés. Si les caractéristiques opto-géométriques de la segmentation sont bien choisies (en particulier, si la période Λ n'est pas trop longue ou la largeur w des segments trop petite), les pertes introduites par la segmentation peuvent être rendues très faibles. Dans la loi de moyennage et dans le cas d'un guide segmenté réalisé par échange d'ions, le rapport cyclique à considérer n'est pas celui présent sur le masque, car il faut tenir en compte de la diffusion des ions, qui tend à réduire les espacements entre les segments échangés.

Dans l'étude des guides segmentés enterrés, nous avons vu que la segmentation offre un degré de liberté en plus dans les caractéristiques de propagation du champ sans augmenter considérablement les pertes par propagation qui restent inférieures à 1 dB/cm pour les guides de période $\Lambda = 10 \mu\text{m}$.

La segmentation d'un guide est donc un très bon outil pour fixer l'indice d'un guide d'onde sans ajouter d'étapes technologiques. La difficulté technologique de réaliser plusieurs contrastes d'indice dans la même plaquette est ainsi amenée à un problème de conception du masque et peut être résolue une fois pour toutes en choisissant des paramètres de segmentation adaptés. De plus, nous avons démontré que le processus de fabrication des guides segmentés est parfaitement compatible avec celui utilisé pour réaliser des guides continus enterrés dans la perspective d'intégration monolithique de fonctions. Le chapitre suivant sera donc dédié à l'étude d'un multi/demultiplexeur réalisé avec une jonction Y asymétrique dont le bras de bas indice est obtenu avec un guide segmenté.

Chapitre 4

Réalisation d'un multiplexeur pompe/signal avec une jonction Y segmentée

4.1 Introduction

Dans le chapitre 2, nous avons en premier lieu présenté plusieurs types de dispositifs de multiplexage pour ensuite nous focaliser sur l'étude de la jonction Y asymétrique. En effet, ce dispositif présente d'excellentes performances en terme de diaphonie et de bande passante. Néanmoins, ce composant exige un respect très strict des tolérances de fabrication dû à la nécessité d'utiliser deux indices de réfraction différents pour chacune des deux branches de la jonction Y. C'est pourquoi, dans le chapitre 3, nous avons montré qu'il est possible de réaliser des guides segmentés par échange d'ions argent/sodium sur verre et nous avons prouvé expérimentalement l'équivalence entre un guide segmenté et un guide continu avec un écart d'indice moyenné par la segmentation.

Ce quatrième chapitre est donc consacré à l'étude théorique et expérimentale du comportement d'une jonction Y asymétrique comportant un guide segmenté. Dans un premier

temps, nous présentons une étude théorique de ce dispositif puis la réalisation et la caractérisation d’un premier composant. A partir des observations expérimentales effectuées, nous identifions ensuite les points faibles de ce prototype et proposons des améliorations. Finalement, la réalisation et la caractérisation de jonctions Y à guide segmenté optimisées et fonctionnant dans la bande 980 nm/1550 nm sont alors présentées en détail. Par la suite, ce chapitre s’achève sur les perspectives ouvertes par ce dispositif. D’une part, d’un point de vue quantitatif, des pistes pour améliorer encore les performances du duplexeur sont présentées ; d’autre part, de façon plus qualitative, quelques exemples d’applications possibles sont donnés.

4.2 Dimensionnement d’une jonction Y à guide segmenté

4.2.1 Utilisation d’un guide segmenté dans une jonction Y asymétrique

a) Etude en deux dimensions

Au cours du chapitre 2, nous avons présenté une jonction Y asymétrique réalisée grâce au branchement entre deux guides de contraste d’indice et de largeur différents. Les performances obtenues en simulation ont été très encourageantes : ce dispositif présente des isolations supérieures à 30 dB sur des bandes spectrales très larges avec des pertes inférieures à 1 dB. Cependant, nous avons aussi vu que des décalages sub-micrométriques entre les bras du dispositif étaient largement suffisants pour détruire complètement les performances en multiplexage de la jonction Y asymétrique. La réalisation expérimentale d’un tel dispositif est donc fortement dépendante de la qualité des processus technologiques, ce qui rend la fabrication du composant très délicate. L’utilisation de guides segmentés, présentés au cours du chapitre 3, permet néanmoins de ramener ce défi technologique à un défi de conception du masque de photolithographie.

Dans le but de réaliser une jonction Y asymétrique segmentée, nous avons donc réutilisé la structure analysée au cours du chapitre 2, en substituant un guide segmenté au bras dédié aux grandes longueurs d’ondes (qui a l’indice de réfraction le plus faible), comme le montre la Figure 4.1. Les paramètres importants de la jonction, tel que le contraste d’indice

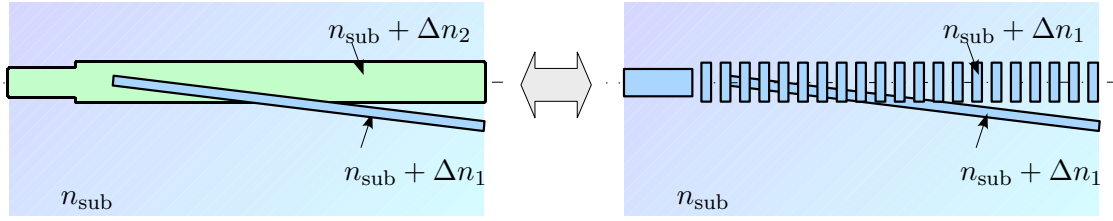


FIG. 4.1. Equivalence entre une jonction Y asymétrique classique et sa version avec un guide segmenté.

Δn_1 , la période de segmentation Λ , le rapport cyclique η , les largeurs des deux bras de sortie w_1 et w_2 , du guide d'entrée w_e et l'angle de branchement θ sont explicités sur la Figure 4.2. Nous avons effectué une étude comparative des caractéristiques de la jonction étudiée dans le chapitre 2 avec son équivalent à guide segmenté, afin de mettre en évidence les avantages et les inconvénients de la segmentation.

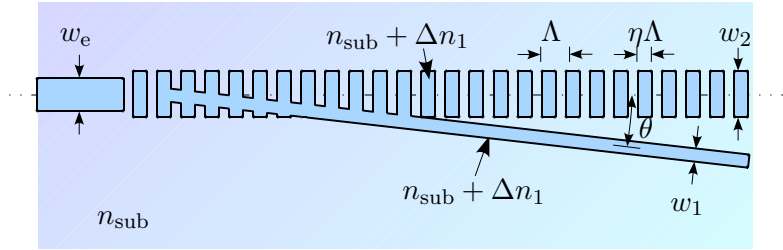


FIG. 4.2. Représentation schématique d'une jonction Y asymétrique segmentée.

La situation de départ est donc constituée par une jonction réalisée sur un substrat d'indice de réfraction $n_{\text{sub}} = 1,5$ et en utilisant pour les deux branches de largeur $w_1 = 0,7 \mu\text{m}$ et $w_2 = 1,9 \mu\text{m}$ des contrastes d'indice $\Delta n_1 = 0,1$ et $\Delta n_2 = 0,06$. Pour l'étude d'une jonction Y asymétrique segmentée, nous pouvons donc commencer notre analyse en remplaçant le bras de contraste d'indice le plus faible par un guide segmenté, dont le contraste d'indice maximal Δn_1 vaut 0,1. Une seule étape de photolithographie sera utilisée, ce qui impose un contraste d'indice maximal Δn_1 pour toutes les guides sur la plaquette.

L'équivalence des deux structures nous impose directement un rapport cyclique $\eta =$

$\frac{\Delta n_2}{\Delta n_1} = 0,6$ pour le guide segmenté. Une période $\Lambda = 1,2 \mu\text{m}$ a dû être choisie de façon à maintenir les pertes sur le bras segmenté à moins de 5 dB sur la longueur simulée du composant, c’est à dire 3 mm. L’angle utilisé est le même que celui adopté pour la jonction «classique», $\theta = 4,4 \cdot 10^{-3}$ rad.

La réponse d’une jonction Y asymétrique simulée avec ces valeurs de paramètres est visible en Figure 4.3. Pour comparaison, on trouve en Figure 4.4 la réponse spectrale de la jonction «classique» correspondante. Les résultats de simulation confirment donc

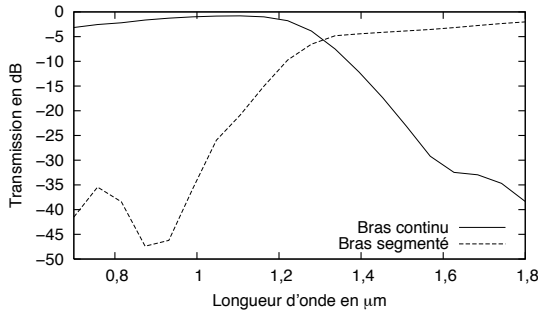


FIG. 4.3. Simulation d’une jonction Y asymétrique segmentée, avec $w_1 = 0,7 \mu\text{m}$ et $w_2 = 1,9 \mu\text{m}$ un contraste d’indice $\Delta n_1 = 0,1$ et un bras segmenté avec $\eta = 0,6$ et $\Lambda = 1,2 \mu\text{m}$.

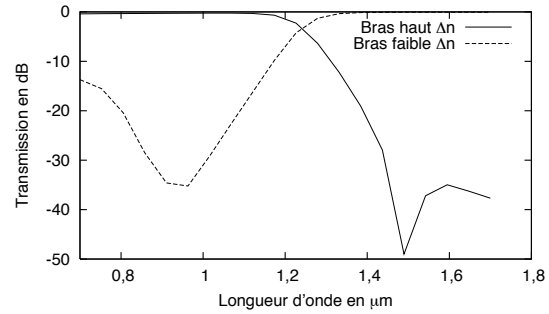


FIG. 4.4. Simulation par BPM de la jonction Y asymétrique «classique» étudiée dans le chapitre 2.

la possibilité d’obtenir un démultiplexeur. En effet, on retrouve le même phénomène de basculement de la puissance entre les deux bras pour les deux dispositifs. La longueur d’onde de croisement se situe à $\lambda = 1300 \text{ nm}$ pour la jonction Y segmentée et est très proche de la longueur d’onde de croisement $\lambda = 1250 \text{ nm}$ de la jonction Y classique, déduite de la Figure 4.4.

L’isolation déduite de la Figure 4.3 à la longueur d’onde $\lambda = 980 \text{ nm}$ est supérieure à 30 dB, tandis qu’à la longueur d’onde de 1500 nm on observe une isolation supérieure à 25 dB, qui augmente avec la longueur d’onde pour dépasser les 35 dB en se rapprochant de la longueur d’onde $\lambda = 1,8 \mu\text{m}$. En comparant cette évolution de l’isolation avec celle observée au cours des simulations sur la jonction Y classique correspondante, on remarque que la présence du bras segmenté adoucit le basculement des longueurs d’onde du signal

dans le bras segmenté. En particulier, dans la Figure 4.4, on peut observer que l'isolation pour le signal reste supérieure à 30 dB dans une bande comprise entre 1300 nm et 1700 nm. La diminution de l'isolation dans le cas de la jonction Y segmentée peut s'expliquer en observant que l'adiabaticité de la jonction est probablement perturbée et qu'il y a des couplages entre le mode fondamental et ceux d'ordres supérieurs dus aux discontinuités de la segmentation. Néanmoins, les valeurs obtenues pour l'isolation restent élevées (aux courtes longueurs d'onde la segmentation les fait même augmenter) et ceci ne devrait pas constituer un point bloquant majeur pour la mise en oeuvre de la jonction Y à guide segmenté.

Une conséquence plus gênante de la segmentation est par contre l'introduction de pertes dans les deux bras. Car, si dans le cas d'une jonction Y classique les pertes sont inférieures à 1 dB pour les deux longueurs d'onde, en introduisant le guide segmenté, on trouve une valeur de 1 dB à $\lambda = 980$ nm et 4 dB à $\lambda = 1550$ nm. Cette dernière valeur est élevée et est probablement due à la contribution de deux effets majeurs :

- les discontinuités présentes au passage entre le guide continu d'accès, le bras segmenté et le bras continu de la jonction
- la présence du guide segmenté.

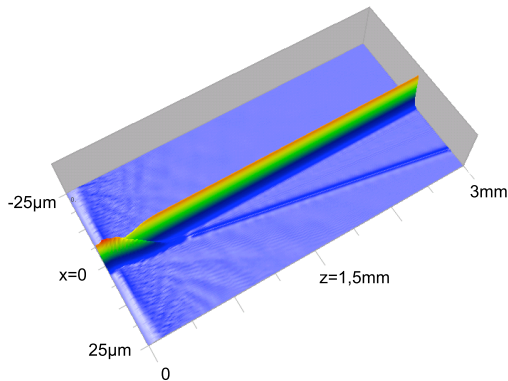


FIG. 4.5. Propagation du champ à $\lambda = 1550$ nm par BPM de la jonction Y asymétrique «classique».

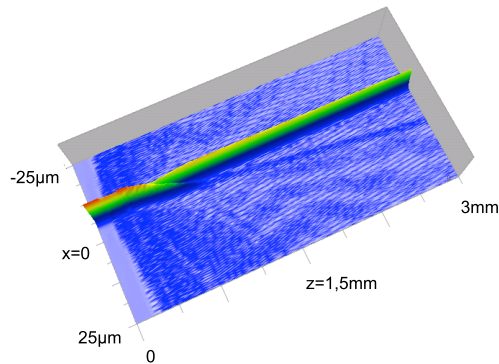


FIG. 4.6. Propagation du champ à $\lambda = 1550$ nm par BPM de la jonction Y asymétrique avec un bras segmenté.

La Figure 4.5 montre le résultat d'une simulation BPM effectuée à la longueur d'onde

$\lambda = 1550$ nm dans la jonction Y asymétrique «classique», afin de pouvoir la comparer avec le cas d'une jonction Y segmentée, montré dans la Figure 4.6. Dans le cas de la jonction «classique», on voit que la présence d'une discontinuité due au début du bras continu entraîne la présence d'énergie sur des modes rayonnés. Ce phénomène se retrouve dans la jonction segmentée, avec en plus les modes rayonnés excités par le guide segmenté, qui introduisent des pertes additionnelles. Cette remarque nous indique que, dans le cas de la jonction Y asymétrique segmentée, la segmentation introduit des pertes importantes, même si la période choisie est très courte. Ce fait est en contraste avec nos observations expérimentales, où des pertes inférieures à 1 dB/cm ont été observées sur des périodes $\Lambda = 3 \mu\text{m}$ ou $\Lambda = 10 \mu\text{m}$. Un effet qui n'a pas été pris en compte dans le choix des indices est que les simulations ont été faites en deux dimensions et qu'il y a un effet de confinement vertical qui doit être considéré.

b) Prise en compte de la technologie dans les simulations

Dans notre cas, il faut garder dans l'esprit la nécessité de modéliser des guides d'ondes par échange d'ions, qui donnent lieu à des profils à gradient d'indice. Les simplifications adoptées, montrées dans la Figure 4.7, consistent en deux étapes :

- Le guide échangé est traité comme un guide canal de largeur w et de profondeur l_D égale à la longueur effective de diffusion des ions pendant le processus d'échange d'ions.
- Le confinement vertical et horizontal du guide canal sont traités séparément à l'aide de la méthode de l'indice effectif.

Au cours des simulations précédentes, nous avons été obligés de réduire la période à $\Lambda = 1,2 \mu\text{m}$. Cette valeur n'est pas très grande en comparaison des longueurs d'onde guidées, ce qui est en contradiction avec les conditions normales d'utilisation d'un guide segmenté et est en contraste avec les observations. Une raison qui peut expliquer la nécessité d'adopter une période aussi petite est que le contraste d'indice $\Delta n_1 = 0,1$ a été choisi sans tenir en compte des effets de confinement verticaux. Pour faire un premier dimensionnement des guides en tenant en compte du confinement en deux dimensions, nous avons considéré

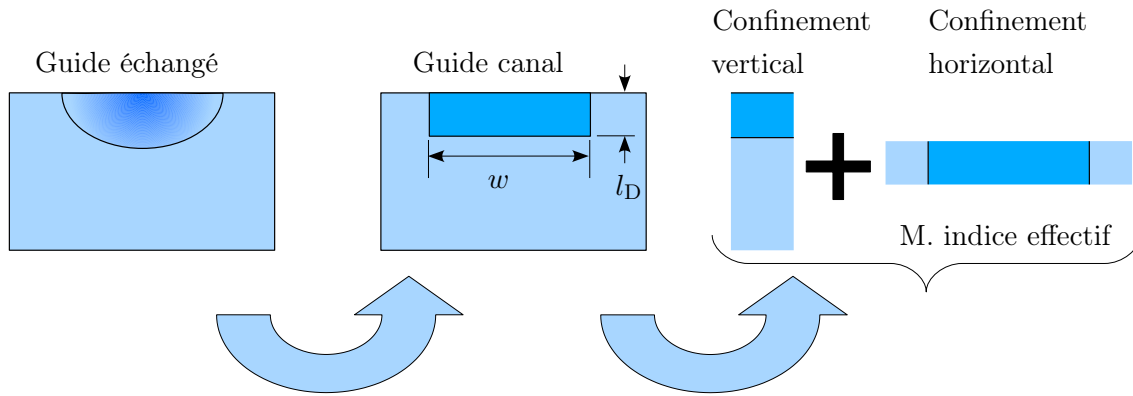


FIG. 4.7. Simplifications successives permettant de traiter le problème des guides d'onde diffusés par BPM à deux dimensions.

une structure avec un contraste d'indice $\Delta n = 0,1$, réalisée dans un substrat d'indice de réfraction $n_{\text{sub}} = 1,5$ avec des guides d'épaisseur $l_D = 1,1 \mu\text{m}$, cette dernière valeur étant typique des échanges nécessaires pour obtenir des guides monomodes dans le proche infrarouge. La résolution de l'équation de dispersion pour le guide plan correspondant au confinement vertical donne des indices effectifs compris entre 1,54 pour $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ et 1,57 pour $\lambda = 0,98 \mu\text{m}$. Ces valeurs nous donnent une idée des contrastes d'indices à utiliser dans nos modélisations par BPM en deux dimensions, afin de tenir en compte l'effet du confinement vertical. Ne cherchant pas à ce niveau une modélisation précise des effets (car ce calcul est lui même le résultat d'une approximation), nous avons choisi de répéter les simulations pour un écart d'indice égal à $\Delta n_1 = 0,05$, valeur qui se trouve à l'intérieur de l'intervalle trouvé précédemment.

Dans ces conditions, le rapport cyclique de segmentation doit être réduit à $\eta = 0,53$, afin d'obtenir un croisement des deux courbes pour $\lambda = 1250 \text{ nm}$, tandis que la période de segmentation peut être augmentée à $\Lambda = 3 \mu\text{m}$, en tolérant des pertes de l'ordre de 6 dB pour la longueur d'onde $\lambda = 1550 \text{ nm}$ et de 3 dB pour la longueur d'onde $\lambda = 980 \text{ nm}$. Cette période est plus envisageable pour la fabrication des guides segmentés. La réponse de la jonction Y simulée en deux dimensions avec ces paramètres est visible en Figure 4.8. L'isolation obtenue à la longueur d'onde $\lambda = 980 \text{ nm}$ est de 30 dB, tandis qu'à $\lambda = 1550 \text{ nm}$,

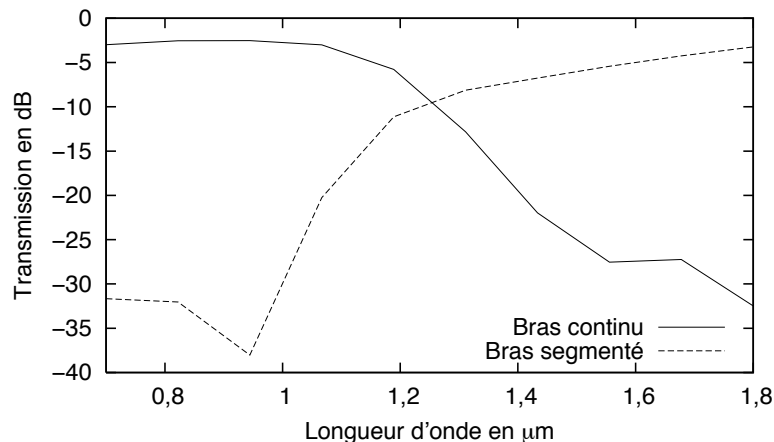


FIG. 4.8. Simulation d’une jonction Y asymétrique segmentée, avec $w_1 = 0,7 \mu\text{m}$ et $w_2 = 1,9 \mu\text{m}$ un contraste d’indice $\Delta n_1 = 0,05$ et un bras segmenté avec $\eta = 0,53$ et $\Lambda = 3 \mu\text{m}$.

on trouve que l’isolation est de 20 dB et augmente à 29 dB pour des longueurs d’ondes proches de $1,8 \mu\text{m}$.

Afin de déterminer l’origine des pertes, qui restent importantes à la longueur d’onde $\lambda = 1550 \text{ nm}$, nous avons représenté en Figure 4.9 le champ propagé dans la structure. La longueur d’onde utilisée est $\lambda = 1550 \text{ nm}$, car nous avons vu que dans ces conditions les pertes sont plus importantes. On retrouve ces deux sources majeures de pertes :

- Les discontinuités au début de la jonction font en sorte qu’une partie de l’énergie est rayonnée et perdue.
- Le guide segmenté introduit des pertes de segmentation importantes, qui se manifestent avec l’excitation des modes rayonnés au cours de la propagation dans le bras segmenté.

Plutôt que d’essayer de réduire ces pertes en simulation, nous avons décidé de privilégier une étude expérimentale, car les nombreuses approximations faites pour simuler le composant rendent peu fiable une telle optimisation. L’étude par BPM nous a néanmoins permis de vérifier que ce composant était capable de fonctionner en tant que démultiplexeur, avec des dimensions des guides et des écarts d’indice compatibles avec l’échange d’ions.

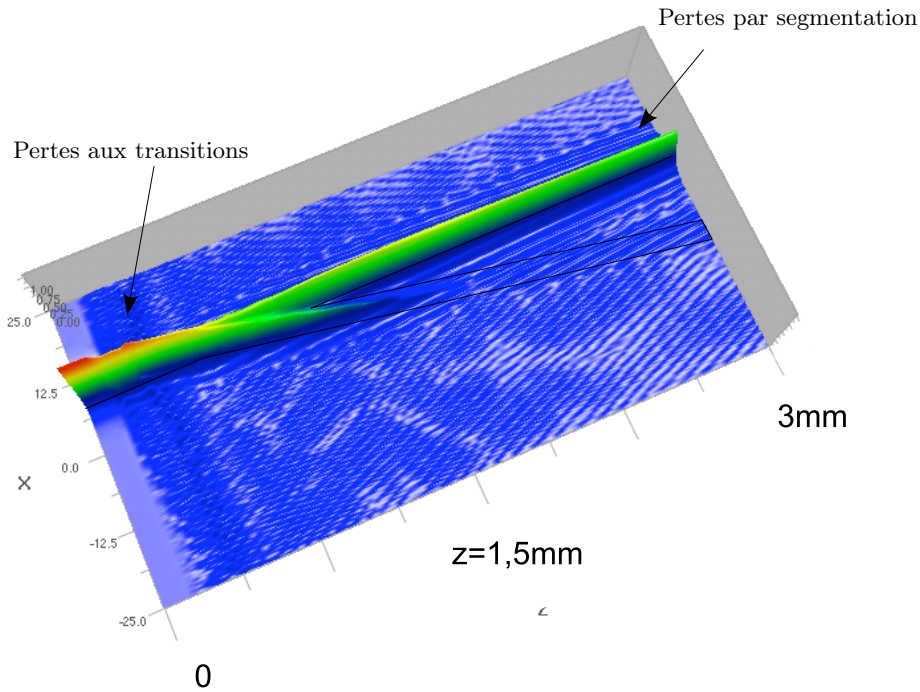


FIG. 4.9. Champ propagé à l'aide d'une simulation BPM dans une jonction Y segmentée avec $w_1 = 0,7 \mu\text{m}$ et $w_2 = 1,9 \mu\text{m}$ un contraste d'indice $\Delta n_1 = 0,05$ et un bras segmenté avec $\eta = 0,53$ et $\Lambda = 3 \mu\text{m}$.

4.3 Etude expérimentale des jonctions Y asymétriques avec un bras segmenté

4.3.1 Réalisation d'un masque avec des motifs de test

Les simulations par BPM décrites aux paragraphes précédents nous ont permis de conclure qu'une jonction Y asymétrique avec un bras segmenté pouvait fonctionner comme duplexeur, avec des indices et des dimensions de guides compatibles avec l'échange d'ions sur verre. Pour pouvoir effectuer une analyse expérimentale, la première étape consiste donc en la réalisation d'un masque de photolithographie, comportant des motifs de jonction Y asymétrique avec un bras segmenté.

Sur ce masque nous avons prévu de nombreuses jonctions, afin de pouvoir explorer par voie expérimentale tout un ensemble de paramètres. En particulier, en faisant référence à

la Figure 4.2, quatre dimensions caractéristiques des jonctions ont été paramétrées :

- *La période de segmentation Λ* : sur le masque, deux valeurs de périodes ont été utilisées : une période $\Lambda = 5 \mu\text{m}$ relativement courte et une $\Lambda = 10 \mu\text{m}$ plus longue. Dans les simulations, nous avons en effet observé que le choix d’une période de segmentation adaptée était important pour minimiser les pertes (surtout à la longueur d’onde du signal). La première valeur de la période Λ a donc été fixée à $5 \mu\text{m}$ parce que nous avons vu que les échanges d’ions argent/sodium en surface nécessitent des périodes courtes, afin de minimiser les pertes. Dans le chapitre 3, nous avons observé que la période $\Lambda = 3 \mu\text{m}$ permettait d’obtenir des pertes faibles, mais donnait lieu à une modulation limitée du contraste d’indice avec le rapport cyclique, car la diffusion des ions tendait à boucher la zone non guidante entre chaque segment. La période $\Lambda = 5 \mu\text{m}$ a donc été choisie comme compromis pour garder des pertes faibles tout en ayant de bonnes possibilités de modulation d’indice pour des guides en surface. La période $\Lambda = 10 \mu\text{m}$ a été par contre choisie pour une réalisation avec des guides enterrés, car nous avons observé expérimentalement dans le chapitre 3 de bonnes performances des guides enterrés avec cette période.
- *La largeur de la fenêtre d’ouverture w_1 du bras continu* : cette dimension a été paramétrée de $0,6 \mu\text{m}$ à $1,15 \mu\text{m}$ par pas de $0,05 \mu\text{m}$. La largeur de $0,6 \mu\text{m}$ est légèrement inférieure à la précision des moyens de photolithographie de l’IMEP ($0,7 \mu\text{m}$).
- *La largeur de la fenêtre d’ouverture w_2 du bras segmenté* : sur le masque les largeurs $w_2 = 2,0 \mu\text{m}$ et $w_2 = 2,2 \mu\text{m}$ ont été prévues. Cette variation (avec la variation du paramètre w_1 décrite précédemment) a été choisie afin d’étudier expérimentalement l’effet de différentes asymétries des bras des jonctions vis à vis des performances d’isolation et de pertes. Les paramètres w_2 et w_1 sont en fait responsables de l’asymétrie vis à vis de la largeur des deux branches de la jonction Y.
- *Le rapport cyclique η du guide segmenté* : il est paramétré de $\eta_{\min} = 0,30$ à $\eta_{\max} = 0,75$ par pas de $\Delta\eta = 0,05$. Ces valeurs ont été choisies afin d’éviter que l’échange d’ions ne bouche complètement l’espace entre les segments et que les ouvertures du masques ne soient plus petites que la résolution des motifs transférables par

photolithographie à l'IMEP. Ce paramètre est important, car le rapport cyclique de segmentation donne lieu au moyennage de l'indice de réfraction du guide continu équivalent et est donc responsable de l'asymétrie vis à vis de l'indice de réfraction des deux bras.

Le choix d'un angle correct pour le branchement de la jonction est aussi un point important du dimensionnement : le choix d'un angle trop important entraîne un comportement non adiabatique de la jonction, ce qui conduit à des performances insatisfaisantes surtout en terme d'isolation. Une valeur d'angle limite peut être calculée à l'aide du critère de Burns et Milton évoqué dans le chapitre 2. A l'opposé, le choix d'un angle trop faible implique une longueur de dispositif importante. Le guide segmenté est dimensionné pour avoir des faibles pertes à la longueur d'onde $\lambda = 1550$ nm, tandis qu'à $\lambda = 980$ nm elles sont normalement plus élevées, car les paramètres de segmentation ne sont pas adaptés à cette longueur d'onde. Donc, une interaction trop longue entre le guide segmenté et le bras continu aurait pour effet de perturber la propagation des courtes longueurs d'ondes dans le bras continu, ce qui se traduirait par des pertes importantes à la longueur d'onde de pompe $\lambda = 980$ nm. Dans notre cas, la valeur de $4,4 \cdot 10^{-3}$ rad ($0,25^\circ$) a été choisie pour toutes les jonctions sur le masque, car en simulation elle s'est avérée un bon compromis entre les deux effets cités. En particulier, elle est inférieure à la valeur de $29 \cdot 10^{-3}$ rad calculée avec le critère de Burns et Milton sur la jonction Y continue de Figure 4.1, déjà étudiée dans le chapitre 2 et permet d'obtenir une séparation de $13 \mu\text{m}$ à la fin de la longueur de 3 mm simulée. Nous avons choisi une largeur de fenêtre de diffusion du guide d'accès pour toutes les jonctions égale à $w_e = 1,8 \mu\text{m}$. Cette largeur est intermédiaire entre les largeurs des deux bras de la jonction afin de permettre de réaliser un fonctionnement monomode sur les longueurs d'onde de pompe et de signal.

Le fait d'avoir choisi d'explorer quatre paramètres différents entraîne la présence d'un grand nombre de jonctions (480) sur le masque. Ces jonctions sont réparties comme le montre la Figure 4.10. Sur une plaquette, on retrouve quatre séries de jonctions qui correspondent au paramétrage de la période de segmentation Λ et de la largeur du bras

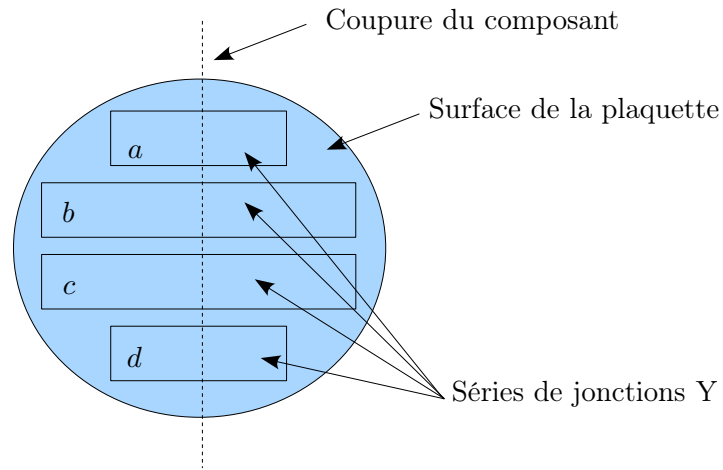


FIG. 4.10. Schéma de l'organisation des séries de jonctions sur le masque de photolithographie.

segmenté w_2 . A l'intérieur de chaque série, on trouve 120 jonctions qui sont couplées tête-bêche, comme montré dans la Figure 4.11 de façon à obtenir deux sous-séries différentes, en coupant en deux l'échantillon. A la fin des jonctions, les deux bras sont écartés, pour

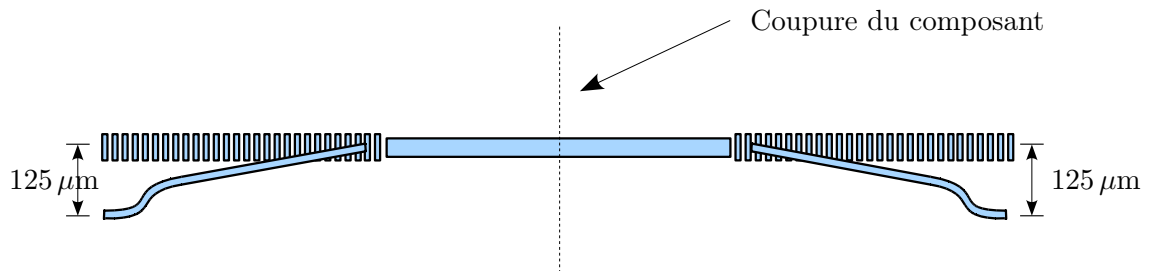


FIG. 4.11. Représentation schématique de deux jonctions Y asymétriques paillées sur le masque de photolithographie.

obtenir une séparation de $125 \mu\text{m}$, correspondant à la distance standard entre les coeurs de deux fibres monomodes dans une nappe.

4.3.2 Réalisation de composants enterrés

Dans le chapitre 1, nous avons montré l'intérêt du multiplexeur dans le cadre de son intégration monolithique avec une structure hybride active. Dans ce contexte, il s'agit de

réaliser les fonctions actives en surface tandis que les passives sont enterrées, nous avons donc choisi de procéder dans un premier temps à la réalisation de composants enterrés.

Le processus technologique utilisé consiste en un premier traitement de 2 min à une température de 315°C dans un mélange à 20% de AgNO₃ et 80% de NaNO₃, suivi d'un enterrage de 30 min dans un bain contenant du NaNO₃ à une température de 260°C et en faisant passer un courant de 30 mA. Ce processus permet d'obtenir un comportement monomode des guides d'accès (de fenêtre de diffusion $w = 1,8 \mu\text{m}$) aux longueurs d'onde de pompe ($\lambda = 980 \text{ nm}$) et de signal ($\lambda = 1550 \text{ nm}$).

Les composants réalisés ont été découpés et polis pour être caractérisés en utilisant un banc de visualisation du champ proche. Nous avons constaté que les guides segmentés que nous avons réalisés ont une longueur d'onde de coupure du mode fondamental trop courte. En effet, pour la longueur d'onde $\lambda = 1550 \text{ nm}$, les guides segmentés sont à la coupure dès que la valeur du rapport cyclique η est inférieure à 0,65. L'intervalle très limité de rapports cycliques qui correspondent à la présence d'un mode guidé à 1550 nm ne nous a donc pas permis d'observer la fonction de multiplexage souhaitée.

Une façon de déplacer vers les grandes longueurs d'ondes la longueur d'onde de coupure du mode fondamental des guides est d'augmenter la température du premier échange et d'augmenter ainsi diffusivité des ions. Car, à même durée d'échange, une diffusivité plus élevée implique qu'une plus grande quantité d'ions rentre dans le verre et que la taille des guides augmente. Un composant a été donc réalisé avec un premier échange thermique maintenu à 2 min ; mais avec une température augmentée à 330°C. Le processus d'enterrage n'a par contre pas été modifié. Dans ce cas, nous avons observé que les guides segmentés guident à $\lambda = 1550 \text{ nm}$ sur une plage de rapports cycliques plus importante, mais que le guide d'accès de la jonction devient bimode à 980 nm. Ce fait a été confirmé par l'observation simultanée de la sortie des deux bras du dispositif : le comportement bimode du bras d'accès est attesté par la dépendance de la répartition d'intensité de la lumière en sortie des deux bras par rapport à la position de la fibre optique d'injection. En fait, en faisant varier l'injection on fait varier la puissance qui est couplée sur les modes du guide d'accès, qui sont ensuite acheminés sur les deux bras de la jonction.

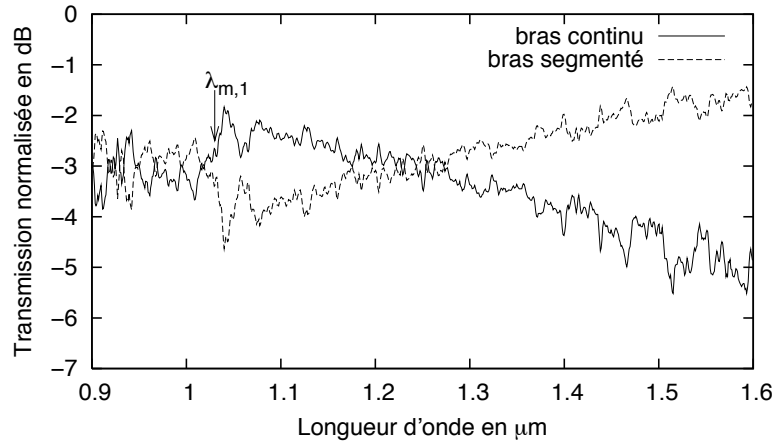


FIG. 4.12. Réponse normalisée des deux bras de la jonction Y asymétrique avec $w_2 = 2,0 \mu\text{m}$, $w_1 = 1,0 \mu\text{m}$, $\Lambda = 10 \mu\text{m}$ et $\eta = 0,70$

Une mesure de la réponse spectrale des dispositifs a été néanmoins effectuée afin de mettre en évidence d'éventuels effets de démultiplexage. Nous avons ainsi trouvé une jonction où un léger comportement de démultiplexage des deux branches est présent, même si cet effet n'a pas lieu aux longueurs d'ondes de fonctionnement $\lambda = 980 \text{ nm}$ et $\lambda = 1550 \text{ nm}$. La réponse spectrale normalisée de cette jonction (avec $w_2 = 2,0 \mu\text{m}$, $w_1 = 1,0 \mu\text{m}$, $\Lambda = 10 \mu\text{m}$ et $\eta = 0,70$) est visible sur la Figure 4.12. Pour des longueurs d'ondes inférieures à $\lambda_{m,1} = 1030 \text{ nm}$, la puissance est pratiquement répartie de façon égale dans les deux bras. Cette longueur d'onde est en fait la longueur d'onde de coupure du mode d'ordre 1 du bras d'accès de la jonction. Pour des longueurs d'onde plus grandes, un phénomène de basculement a lieu. Les longueurs d'ondes comprises entre $\lambda_{m,1}$ et $\lambda_c \approx 1,25 \mu\text{m}$ sont couplées majoritairement sur le bras continu, tandis que celles plus grandes de λ_c le sont sur le bras segmenté. Les performances en termes d'isolation sont par contre très mauvaises et ce paramètre ne dépasse pas 2 dB aux courtes longueurs d'ondes et 3 dB pour 1550 nm.

Le comportement de ce dispositif enterré vis à vis de l'isolation est donc peu satisfaisant. Ce fait nous indique que la jonction n'est pas suffisamment asymétrique pour permettre une séparation efficace des longueurs d'ondes considérées. Une hypothèse qui peut être faite pour expliquer ce phénomène est que les processus d'échange d'ions étant des phénomènes de diffusion, la largeur des guides obtenues dans le substrat en verre dépend non seulement

du masque de photolithographie mais aussi de la diffusion latérale des ions, qui tend à réduire l'asymétrie des branches.

De ce point de vue, la réalisation de guides en surface peut représenter une solution, car d'une part la suppression de l'enterrage limite la diffusion latérale; d'autre part, la différence d'indice obtenue est plus élevée ce qui renforce dans les deux cas l'asymétrie des branches de la jonction Y.

4.3.3 Réalisation de composants en surface du verre

Le masque décrit dans le paragraphe 4.3.1 a été utilisé pour réaliser des composants en surface, afin d'obtenir des dispositifs dont les dimensions et l'asymétrie sont plus proches de ceux définis par les ouvertures du masque de photolithographie. De plus, avec des guides de surface, il est possible d'exploiter utilement les coupures modales des deux bras afin d'améliorer l'isolation du composant au moins pour les grandes longueurs d'ondes. Cette possibilité repose sur l'observation que la largeur de la fenêtre d'ouverture du masque détermine (avec d'autres paramètres de fabrication tels que la durée de l'échange) la longueur d'onde de coupure du mode fondamental. Dans notre cas, la présence d'un guide étroit dédié à la longueur d'onde $\lambda = 980$ nm et du guide segmenté dédié à $\lambda = 1550$ nm autorise à faire en sorte que la lumière à $\lambda = 1550$ nm ne soit pas guidée par le bras étroit, en dimensionnant ce bras pour que la longueur d'onde de coupure du mode fondamental soit plus courte que $\lambda = 1550$ nm.

Afin d'explorer ces possibilités, un composant en surface a été réalisé avec un échange de 3 minutes et 30 secondes à une température constante de 330°C, dans un mélange à 20% de nitrate d'argent et 80% de nitrate de sodium. Une fois la plaquette découpée et les arêtes polies, les jonctions Y réalisées ont été caractérisées à l'aide du banc d'analyse spectrale.

Avec les guides de surface, nous avons rencontré le même problème qu'avec les jonctions enterrées : le mode fondamental des bras segmentés des jonctions arrive à la coupure trop tôt et n'est pas supporté à la longueur d'onde $\lambda = 1550$ nm. Pour cette raison, nous nous sommes contentés de rechercher la jonction qui montrait le meilleur effet de démultiplexage

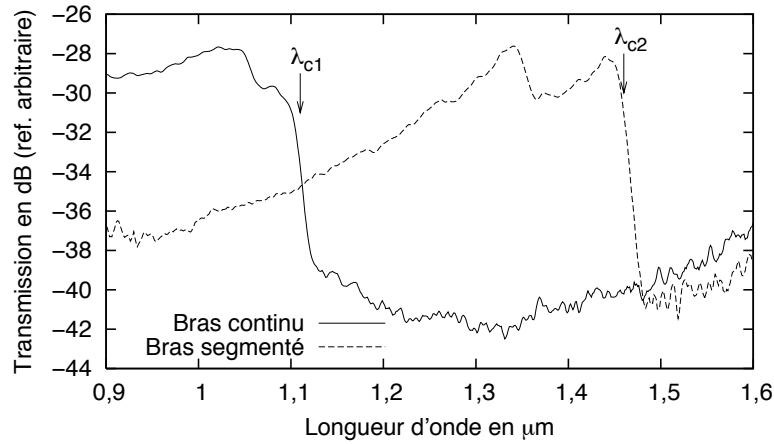


FIG. 4.13. Réponse spectrale de la jonction Y asymétrique réalisée en surface avec $w_1 = 0,65 \mu\text{m}$ et $w_2 = 2,0 \mu\text{m}$, période de segmentation $\Lambda = 10 \mu\text{m}$ et rapport cyclique $\eta = 0,65$.

pour les longueurs d'onde $\lambda = 980 \text{ nm}$ et $\lambda = 1300 \text{ nm}$. Sur la Figure 4.13, on trouve le résultat de l'analyse spectrale effectuée sur cette jonction, avec des largeurs $w_1 = 0,65 \mu\text{m}$ et $w_2 = 2,0 \mu\text{m}$, une période de segmentation de $\Lambda = 10 \mu\text{m}$ et un rapport cyclique $\eta = 0,65$. Dans la réponse spectrale montrée, il est possible d'identifier les longueurs d'onde de coupure des modes fondamentaux des deux bras de la jonction. En particulier, la coupure du mode fondamental TE du bras continu se situe à la longueur d'onde $\lambda_{c1} = (1120 \pm 20) \text{ nm}$ tandis que pour le bras segmenté elle se situe à la longueur d'onde $\lambda_{c2} = (1480 \pm 20) \text{ nm}$.

Un effet de démultiplexage est visible, car pour les longueurs d'onde plus courtes que 1120 nm la lumière est préférentiellement couplée dans le bras continu tandis que les plus grandes le sont dans le bras segmenté. L'isolation à la longueur d'onde $\lambda = 980 \text{ nm}$ est de $(7,5 \pm 1) \text{ dB}$. La lumière à $\lambda = 1550 \text{ nm}$ n'est pas guidée, mais l'isolation à $\lambda = 1300 \text{ nm}$ est supérieure à 14 dB , ce qui représente la limite due au bruit de mesure de l'analyseur de spectre optique utilisé.

Cependant, si la réalisation de jonctions en surface permet d'exploiter utilement les différentes longueurs d'onde de coupure des deux branches de sortie du composant, la biréfringence des guides est bien marquée car on peut aisément en observer la «signature» dans leur réponse spectrale où un double pic similaire à celui observé au cours de l'analyse des guides segmentés de surface (cf. le paragraphe 3.4.3) est visible. De plus, les largeurs

des bras choisies au moment de la conception du masque se révèlent peu adaptées à la contrainte d'avoir en même temps guidage à $\lambda = 1550 \text{ nm}$ pour le guide segmenté et un guide d'accès monomode à $\lambda = 980 \text{ nm}$ et à $\lambda = 1550 \text{ nm}$.

4.3.4 Bilan de la première étude expérimentale

La réalisation d'un premier masque de photolithographie nous a permis de tester le principe de fonctionnement d'une jonction Y asymétrique en tant que démultiplexeur et d'effectuer un premier dimensionnement des guides composant la jonction. Cependant, pendant l'étude expérimentale plusieurs problèmes ont été identifiés :

- Suite à la diffusion des ions pendant l'échange et l'enterrage, la largeur des guides est augmentée, en première approximation, de façon indépendante de la largeur de la fenêtre de diffusion du masque. Ce fait conduit à une réduction de l'asymétrie des deux bras, qui a pour conséquence que l'angle choisi ne répond plus au critère d'adiabaticité de Burns et Milton et diminue par conséquent l'isolation maximale qu'on peut obtenir. Pour quantifier ce fait, nous observons que la longueur effective de diffusion pour les échanges que nous considérons est de l'ordre de $1,1 \mu\text{m}$. Un moyen de tenir en compte ce phénomène pendant les simulations BPM en deux dimensions est de considérer un élargissement de chaque côté des guides égal à cette valeur, comme montré dans la Figure 4.14. Des largeurs $w_1 = 0,7 \mu\text{m}$ et $w_2 = 1,9 \mu\text{m}$

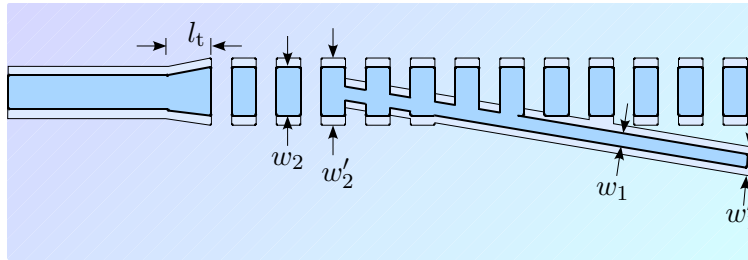


FIG. 4.14. Effets d'élargissement des guides à tenir en compte pendant la simulation.

utilisées en simulation dans le paragraphe 4.2.1 donnent lieu à des branches de largeur respective $w'_1 = 2,9 \mu\text{m}$ et $w'_2 = 4,1 \mu\text{m}$. En d'autres termes, on passe d'un rapport des largeurs $w_1/w_2 \approx 0,37$ à $w'_1/w'_2 \approx 0,71$ après avoir tenu en compte de l'effet

d'élargissement des guides, ce qui représente une situation bien plus symétrique. Le même effet a lieu aussi dans la direction longitudinale, comme nous l'avons vu au chapitre 3, et cela est à prendre en compte pendant la conception du masque car les rapports cycliques η sont augmentés par la diffusion des ions. En simulation, ceci revient juste à un décalage des rapports cycliques et c'est pourquoi nous n'avons pas montré cet effet dans la Figure 4.14. Un deuxième effet important est que l'enterrage réduit fortement le contraste d'indice des guides réalisés. Dans les simulations qui suivent, nous avons donc utilisé un contraste d'indice de $\Delta n = 0,015$, afin de tenir en compte ce phénomène.

Une étude par BPM a été effectuée en utilisant pendant les simulations les largeurs des bras w'_1 et w'_2 . Ces paramètres changent la longueur d'onde de croisement des courbes de dispersion. En conséquence, un rapport cyclique de $\eta = 0,87$ a été choisi afin d'avoir une longueur d'onde de croisement de l'ordre de $\lambda = 1250$ nm. La réponse simulée de la jonction est visible en Figure 4.15.

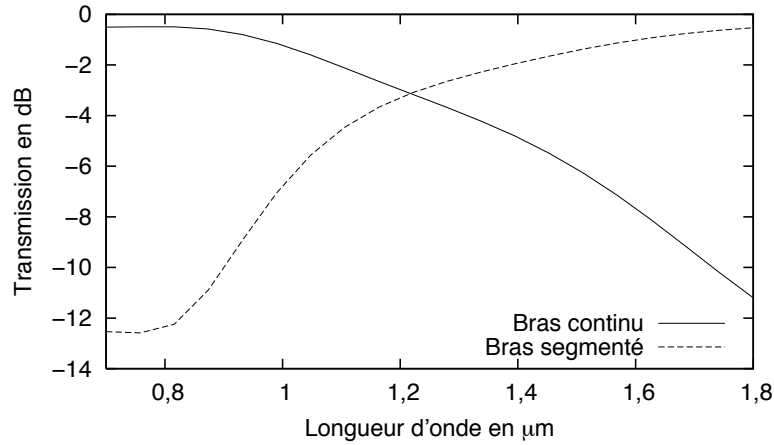


FIG. 4.15. Réponse simulée par BPM d'une jonction Y avec un bras segmenté, obtenue en tenant en compte de l'élargissement des guides dû à la diffusion ($w'_1 = 2,9 \mu\text{m}$ et $w'_2 = 4,1 \mu\text{m}$, $\eta = 0,87$).

En comparant ces résultats à ceux de la Figure 4.8, obtenus sans tenir en compte de l'élargissement des guides, on remarque que l'isolation obtenue à la longueur d'onde $\lambda = 980$ nm passe de 30 dB à 6 dB, tandis qu'à $\lambda = 1550$ nm, on tombe de 20 dB à 5,5 dB. Cette réduction de diaphonie peut être expliquée en observant que l'angle

critique calculé à l'aide du critère de Burns et Milton (2.45) vaut $3,9 \cdot 10^{-3}$ rad à $\lambda = 980$ nm quand l'angle de branchement de la jonction est $\theta = 4,4 \cdot 10^{-3}$ rad. L'angle de la jonction est donc supérieur à l'angle critique, ce qui correspond donc à une jonction non adiabatique. Un effet bénéfique de l'élargissement des guides est par contre la réduction des pertes dans le bras segmenté, qui passent de 6 dB à à 1,5 dB pour la longueur d'onde $\lambda = 1550$ nm.

- La largeur $w_e = 1,8 \mu\text{m}$ du guide d'entrée de la jonction rend technologiquement difficile l'obtention d'un comportement monomode aux longueurs d'onde $\lambda = 980$ nm et $\lambda = 1550$ nm. Un procédé de réalisation a été mis en œuvre, mais s'est avéré incompatible avec la nécessité d'avoir une coupure du bras segmenté à des longueurs d'onde plus grandes que 1550 nm.
- Le paramètre le plus important, celui qui détermine la longueur d'onde de croisement des courbes de dispersion, est le rapport cyclique de segmentation η . La discrétisation effectuée sur le masque sur ce paramètre s'est avérée trop grossière, tandis que les autres paramètres peuvent être fixés une fois pour toutes.

Dans la suite, nous allons tenir compte de ces acquis expérimentaux afin de dimensionner et réaliser des nouveaux dispositifs, présentant un fonctionnement optimisé.

4.4 Mise au point d'un dispositif optimisé

4.4.1 Amélioration du dimensionnement des dispositifs

Dans le paragraphe précédent, nous avons analysé les points bloquants rencontrés lors des premiers tests expérimentaux. En particulier, nous avons vu qu'un phénomène très important à considérer est l'élargissement des guides dû à la diffusion. La solution que nous proposons pour maintenir une bonne asymétrie des branches même après leur élargissement dû à l'échange d'ions est de choisir au niveau du masque de lithographie une situation bien plus asymétrique. En effet, si le bras continu de fenêtre de diffusion $w_1 = 0,7 \mu\text{m}$ ne peut pas être réduit, car il est proche de la limite de résolution des moyens de photolithographie de l'IMEP, la largeur du bras segmenté peut néanmoins être augmentée à $w_2 = 4 \mu\text{m}$.

De plus, nous avons choisi d’utiliser un guide d’accès plus étroit, de largeur $w_e = 1 \mu\text{m}$, afin d’assurer un comportement monomode aux deux longueurs d’onde de $\lambda = 980 \text{ nm}$ et $\lambda = 1550 \text{ nm}$ lorsque le guide est enterré. Cependant, la présence d’une forte disparité de largeur au niveau de la pointe de la jonction, entre le guide segmenté et le guide d’accès, peut introduire des pertes considérables dans le cas d’un raccordement brusque entre le guide d’accès et le guide segmenté. Pour limiter ce phénomène, une section de longueur $l_t = 100 \mu\text{m}$ a été ajoutée afin d’élargir adiabaticquement le mode fondamental avant d’exciter le début de la jonction. Enfin, le choix d’un angle $\theta = 1 \cdot 10^{-3} \text{ rad}$, plus petit que celui utilisé dans le masque décrit au paragraphe 4.3.1, permet de garder une marge plus grande quant à l’adiabaticité de la jonction.

Une simulation effectuée pour des largeurs $w_1 = 0,7 \mu\text{m}$ et $w_2 = 4 \mu\text{m}$ et une diffusion latérale de $1,11 \mu\text{m}$ des deux côtés de chaque bras, un guide segmenté de période $\Lambda = 10 \mu\text{m}$ et un rapport cyclique $\eta = 0,775$ donne la réponse spectrale montrée dans la Figure 4.16. Les résultats de simulation BPM du champ se propageant dans la structure aux longueurs d’onde $\lambda = 980 \text{ nm}$ et $\lambda = 1550 \text{ nm}$ sont montrés dans les Figures 4.17 et 4.18 respectivement.

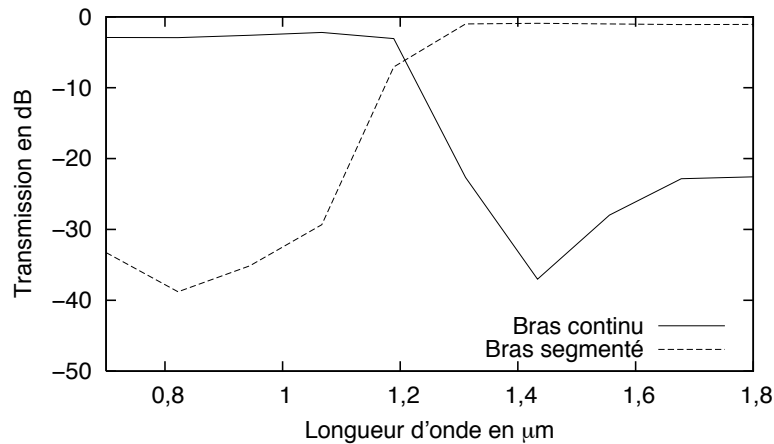


FIG. 4.16. Réponse spectrale simulée d’une jonction Y asymétrique segmentée, avec $w'_1 = 2,92 \mu\text{m}$ et $w'_2 = 6,22 \mu\text{m}$ un contraste d’indice $\Delta n_1 = 0,015$ et un bras segmenté avec $\eta = 0,775$ et $\Lambda = 10 \mu\text{m}$.

La réponse spectrale du dispositif montre un basculement de la répartition de la puissance entre les deux bras de la jonction pour une longueur d’onde $\lambda_c = 1220 \text{ nm}$. L’isolation

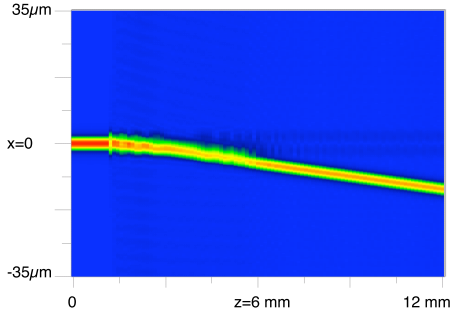


FIG. 4.17. Simulation par BPM de la propagation du champ dans une jonction Y asymétrique optimisée à la longueur d'onde $\lambda = 980$ nm.

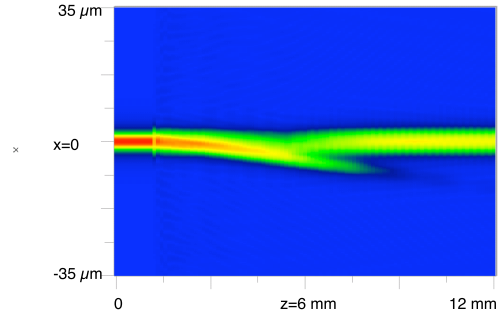


FIG. 4.18. Simulation par BPM de la propagation du champ dans une jonction Y asymétrique optimisée à la longueur d'onde $\lambda = 1550$ nm.

à 980 nm est supérieure à 30 dB et reste supérieure à 25 dB pour toute une bande comprise entre 1400 nm et 1600 nm. Les pertes sont de l'ordre de 2,5 dB à $\lambda = 980$ nm et de 1 dB à 1550 nm. Ces résultats de simulation étant encourageants, nous avons procédé à la conception d'un nouveau masque de photolithographie, implémentant ces modifications.

Le nouveau masque comprend 200 jonctions ayant les mêmes largeurs de fenêtre d'ouverture pour les bras ($w_1 = 0,7 \mu\text{m}$ et $w_2 = 4 \mu\text{m}$) et la même période de segmentation ($\Lambda = 10 \mu\text{m}$). Le rapport cyclique η varie entre $\eta_{\min} = 0,1$ et $\eta_{\max} = 0,7965$ avec un incrément $\Delta\eta = 0,0035$. La limite supérieure du rapport cyclique a été choisie afin de tenir compte de son augmentation durant la fabrication. La structure d'une jonction du masque est montrée sur la Figure 4.19. Un guide d'accès de largeur $w_e = 1 \mu\text{m}$ permet

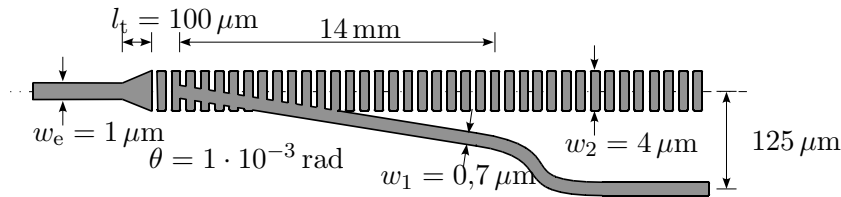


FIG. 4.19. Représentation schématique d'un motif de jonction Y asymétrique reporté dans le masque de photolithographie.

d'obtenir un fonctionnement monomode à $\lambda = 980$ nm et à $\lambda = 1550$ nm, afin d'exciter la jonction avec le seul mode fondamental et permettre d'obtenir des bonnes performances

en termes d'isolation. Le mode fondamental du guide d'accès est élargi à l'aide d'un adaptateur modal adiabatique («taper») de longueur $l_t = 100 \mu\text{m}$, afin de se coupler avec le guide segmenté. Le bras continu démarre au centre du bras segmenté et s'écarte avec un angle $\theta = 1 \cdot 10^{-3}$ rad sur une longueur de 14 mm, ce qui donne lieu à une séparation de $14 \mu\text{m}$ à la fin de la jonction. Pour choisir cette valeur, nous avons appliqué la théorie des modes hybrides (présentée dans le chapitre 2), en modélisant le bras segmenté par son équivalent continu et nous avons calculé le mode fondamental supporté par les deux bras. A la longueur d'onde $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$, nous avons trouvé que l'écart en amplitude entre les deux branches était supérieur à 45 dB (cf. Figure 4.20). Ce calcul montre que les deux guides n'interagissent pratiquement plus lorsqu'ils sont séparés de $14 \mu\text{m}$. Une fois que la jonction

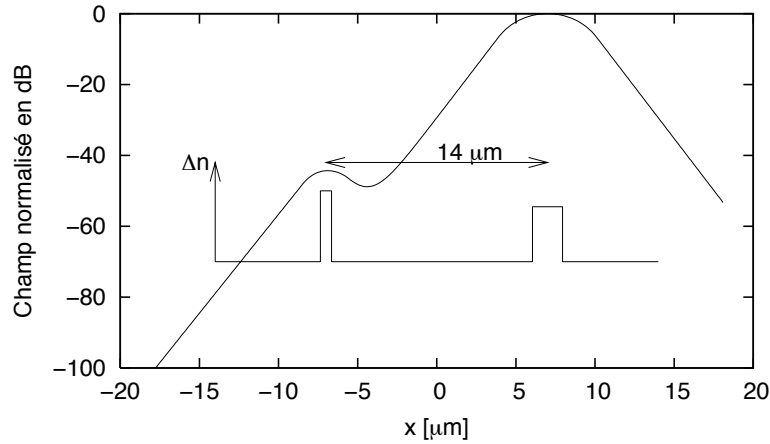


FIG. 4.20. Mode fondamental supporté par les deux bras de la jonction Y avec $w'_1 = 2,92 \mu\text{m}$, $w'_2 = 6,22 \mu\text{m}$, $\Delta n_1 = 0,015$ et $\Delta n_2 = \eta \Delta n_1 = 0,03875$ séparés de $14 \mu\text{m}$.

proprement dite est terminée, un guide d'onde en S est chargé d'écarter plus rapidement les deux bras, afin d'obtenir une séparation entre les bras de sortie de la valeur standard de $125 \mu\text{m}$.

Les jonctions sont groupées en 20 séries de 10 jonctions et, en correspondance de chaque série, on trouve un ensemble de guides de référence de largeur $w_e = 1 \mu\text{m}$ et $w_1 = 0,7 \mu\text{m}$. Des guides segmentés de largeur $w_2 = 4 \mu\text{m}$ dont le rapport cyclique varie avec un incrément $\Delta\eta = 0,05$ sont présents au centre de la plaquette, pour pouvoir analyser le comportement du guide segmenté séparément de la jonction Y. Les pertes et les longueurs d'onde de

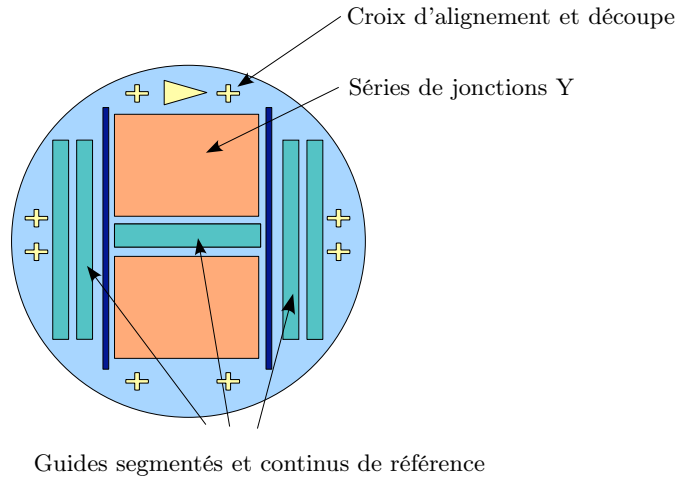


FIG. 4.21. Représentation schématique de l'organisation du masque avec les séries de jonctions Y et les guides de référence.

coupure des modes guidés sont moins sensibles à la variation du rapport cyclique que la longueur d'onde de croisement dans une jonction Y. C'est ce qui justifie un incrément plus grossier de ce paramètre pour les guides segmentés de référence. La Figure 4.21 présente un schéma de l'organisation du masque de lithographie réalisé.

4.4.2 Réalisation expérimentale des composants optimisés

Une fois le masque de photolithographie optimisé réalisé, nous avons fabriqué des composants enterrés en utilisant un double échange d'ions. Après la photolithographie, la plaquette a été échangée pendant 2 minutes dans un mélange au 20% molaire de nitrate d'argent à une température de 315°C. Après retrait du masque, les guides ont été enterrés en utilisant un échange assisté par un champ électrique avec un courant de 30 mA à une température de 260°C dans un mélange contenant nitrate de sodium. La caractérisation spectrale des guides de 1 μm de fenêtre d'ouverture a permis de vérifier une plage de monomodécité comprise entre $\lambda = (750 \pm 50)$ nm et $\lambda = (1650 \pm 50)$ nm, comme montré en Figure 4.22. Quant à la profondeur d'enterrage, elle a été déterminée à l'aide de la méthode de mesure décrite dans le paragraphe 3.5 et vaut (5 ± 1) μm .

Les performances des dispositifs réalisés ont été mesurées par différentes méthodes. Une

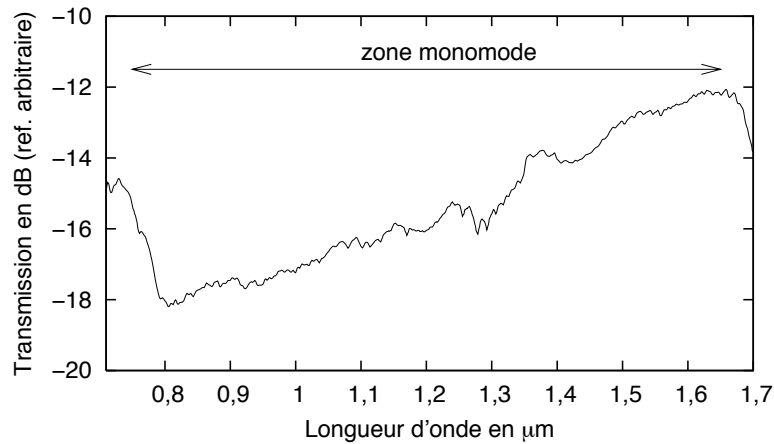


FIG. 4.22. Réponse spectrale d'un guide enterré fabriqué avec une fenêtre de diffusion de $1 \mu\text{m}$ de largeur.

première analyse en champ proche a été faite pour observer les jonctions fabriquées. La lumière issue des deux bras est focalisée sur une caméra infrarouge à l'aide d'un objectif de microscope à focale longue ($\times 10$), pour permettre d'observer simultanément les sorties de la jonction. En injectant la lumière à $\lambda = 980 \text{ nm}$ ou à $\lambda = 1550 \text{ nm}$, on peut observer rapidement si la jonction testée a le comportement de démultiplexage souhaité. Le résultat observé aux deux longueurs d'onde de travail pour la jonction avec le rapport cyclique $\eta = 0,3800$ est montré dans la Figure 4.23. La lumière à la longueur d'onde $\lambda = 980 \text{ nm}$ est

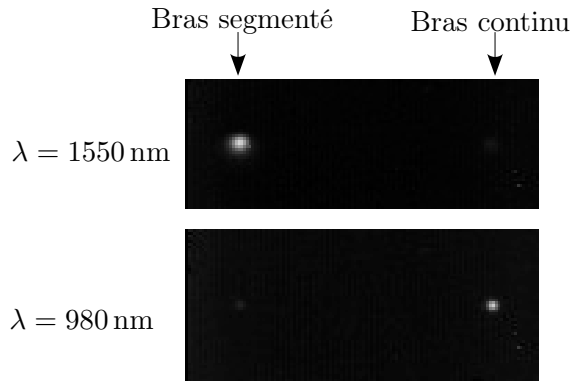


FIG. 4.23. Champ proche de la jonction $\eta = 0,3800$, fonctionnant en démultiplexeur entre $980 \text{ nm}/1550 \text{ nm}$.

couplée préférentiellement dans le bras continu, tandis que celle à $\lambda = 980 \text{ nm}$ l'est dans

le bras segmenté, démontrant ainsi la fonction de démultiplexage recherchée.

Les jonctions avec un rapport cyclique proche de $\eta = 0,3800$ ont ensuite été analysées à l'aide d'un banc d'analyse spectrale, afin d'une part d'identifier la jonction avec les meilleures caractéristiques de démultiplexage ; d'autre part, de vérifier la variation de la longueur d'onde de croisement avec le rapport cyclique. Cette longueur d'onde correspond à la condition où la puissance est répartie de la même façon dans les deux bras de la jonction, indiquant le croisement de leur courbe de dispersion. L'évolution présentée en

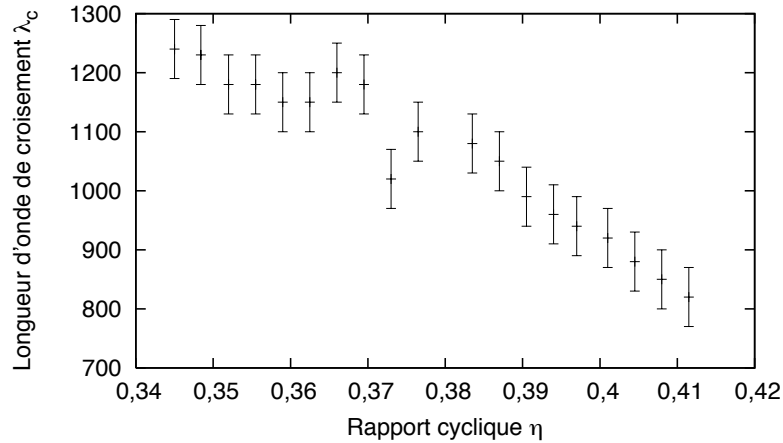


FIG. 4.24. Evolution des longueurs d'onde de croisement λ_c par rapport au rapport cyclique de segmentation η .

Figure 4.24 confirme le comportement théorique : en augmentant le rapport cyclique η , on augmente le contraste d'indice du guide continu équivalent et donc on diminue la longueur d'onde λ_c , car le croisement des courbes de dispersion se déplace vers les courtes longueurs d'onde.

La jonction possédant le rapport cyclique de segmentation $\eta = 0,3660$ est celle qui a montré les meilleures performances et montre une longueur d'onde de croisement $\lambda_c = (1200 \pm 50)$ nm. La transmission des deux bras (normalisée par rapport au spectre de la lumière blanche) est visible en Figure 4.25. Pour les longueurs d'ondes plus courtes que $\lambda = 750$ nm, le guide d'accès supporte deux modes de propagation qui se divisent dans les deux bras, en faisant chuter brusquement l'isolation. Le pic visible dans la réponse du bras segmenté autour de la longueur d'onde $\lambda = 920$ nm est probablement dû au fait que pour

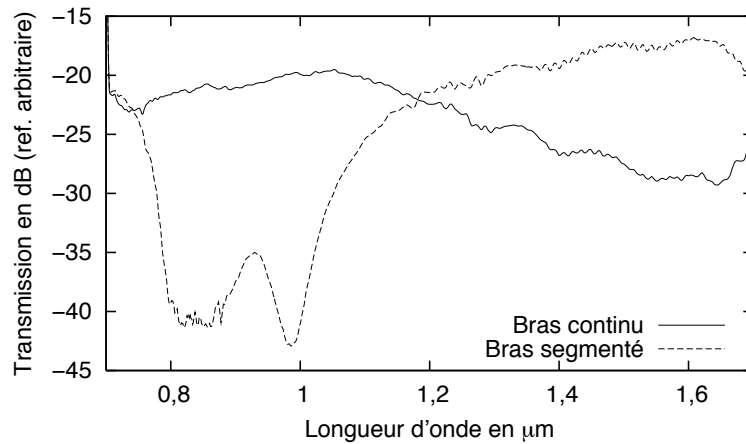


FIG. 4.25. Réponse spectrale des bras de la jonction Y avec rapport cyclique $\eta = 0,3660$.

des longueurs d'onde plus courtes que ce seuil le guide segmenté devient bimode. Pour les longueurs d'onde de signal, la bande passante du dispositif est limitée par la longueur d'onde de coupure du mode fondamental du guide d'accès, c'est à dire $\lambda = 1650$ nm.

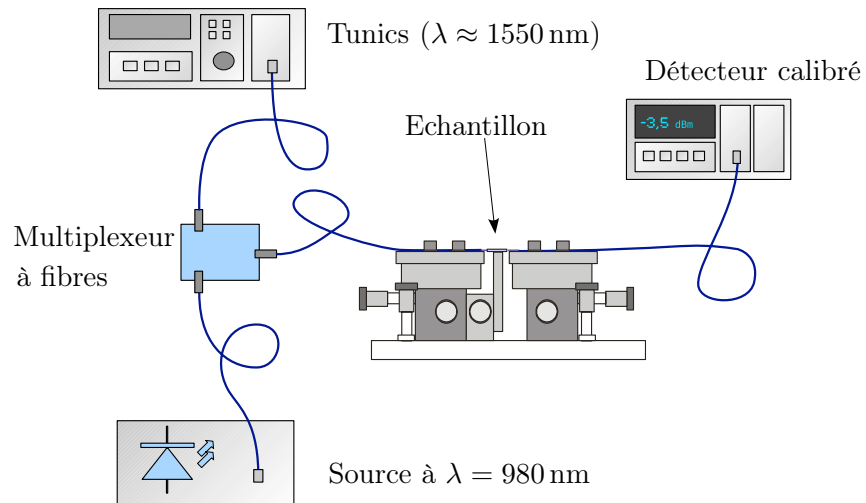


FIG. 4.26. Représentation schématique du banc de mesure de pertes et d'isolation.

Une évaluation de l'isolation aux longueurs d'onde de 980 nm et 1550 nm peut être déduite des mesures spectrales, cependant une mesure plus précise de cette caractéristique peut être obtenue à l'aide du banc visible en Figure 4.26. Une source laser accordable

entre 1500 nm et 1630 nm (Photonetics TUNICS) est utilisée pour générer le signal de référence dans la troisième fenêtre des télécommunications, qui est ensuite multiplexé avec le signal à $\lambda = 980$ nm, fourni par un laser de pompe. Les deux sources peuvent donc être activées ou éteintes sans toucher aux connecteurs, ce qui introduirait des incertitudes dans les mesures. La lumière en sortie du multiplexeur est injectée dans le bras d'entrée de la jonction à caractériser, à l'aide d'une fibre Flexcore 1060, qui est monomode aux longueurs d'onde $\lambda = 980$ nm et $\lambda = 1550$ nm. Le même type de fibre est utilisé pour recueillir la lumière en sortie de chaque branche de la jonction et la guider jusqu'à un détecteur de puissance calibré. Sur chaque facette du composant, une goutte de liquide d'indice a été placée entre la sortie du guide et la fibre, afin d'optimiser le couplage. Cette méthode de mesure permet d'obtenir l'isolation en divisant les puissances mesurées en sortie des bras entre elles et les pertes d'insertion en normalisant les puissances mesurées en sortie des bras avec celles mesurées après avoir retiré le composant et soudé les fibres optiques d'injection et de collection entre elles.

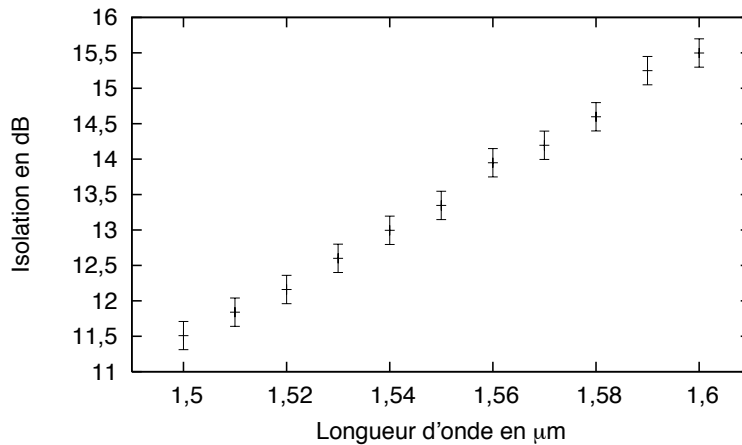


FIG. 4.27. Evolution de l'isolation pour le signal dans la jonction $\eta = 0,3660$.

Pour la longueur d'onde de pompe $\lambda = 980$ nm, l'isolation obtenue est de (31 ± 1) dB, tandis que pour le signal l'isolation vaut $(11,5 \pm 0,25)$ dB à $\lambda = 1500$ nm et augmente jusqu'à $(15,5 \pm 0,25)$ dB pour $\lambda = 1600$ nm, comme le montre la Figure 4.27. L'augmentation de l'isolation en s'éloignant de la longueur d'onde de basculement λ_c a aussi été observé

par Weissman et al. [13]. Ce comportement peut s'expliquer en observant que le terme $\Delta\beta/\sqrt{\beta_0^2 - n_3^2 k_0^2}$ dans le critère de Burns et Milton (2.45) est nul pour la longueur d'onde de croisement λ_c et augmente en s'en éloignant. Ceci indique qu'il y a un angle critique de plus en plus grand dès que l'on s'éloigne de la longueur d'onde de croisement des indices, en faisant donc augmenter l'isolation à angle constant.

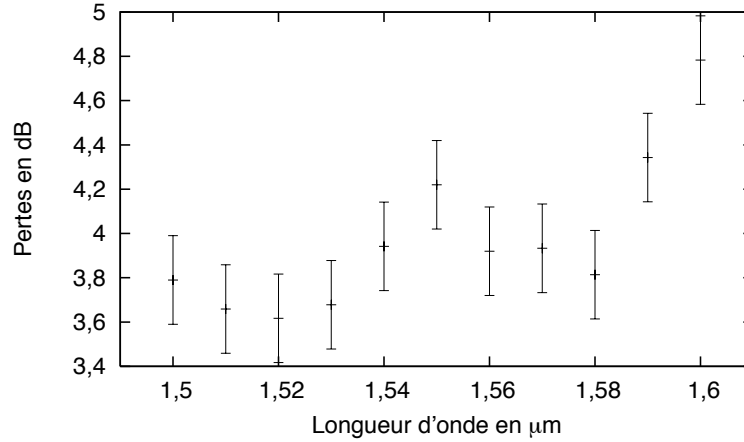


FIG. 4.28. Evolution des pertes d'insertion pour le signal dans la jonction $\eta = 0,3660$.

Les pertes d'insertion mesurées pour cette jonction sont de $(2,6 \pm 0,1)$ dB pour la longueur d'onde de pompe. Pour le signal, elles varient entre $(3,6 \pm 0,1)$ dB et $(4,6 \pm 0,1)$ dB dans la bande 1500 nm/1600 nm, comme le montre la Figure 4.28.

Dans le but de réaliser un multiplexeur/démultiplexeur pompe/signal, un paramètre très critique sont les pertes d'insertion pour le signal. Une étude a donc été menée avec l'objectif de réduire si possible ces pertes. Dans notre cas, la réponse spectrale, montrée en Figure 4.29, d'un guide segmenté de même largeur et avec un rapport cyclique $\eta = 0,35$ (le guide segmenté de référence avec les caractéristiques de segmentation les plus proches de celles de la jonction sous test) montre que la coupure du mode fondamental se trouve à une longueur d'onde de (1610 ± 25) nm. Le guide segmenté de la jonction avec $\eta = 0,3660$ est donc utilisé proche de sa coupure, ce qui rend le champ peu confiné et augmente les pertes dues à la segmentation.

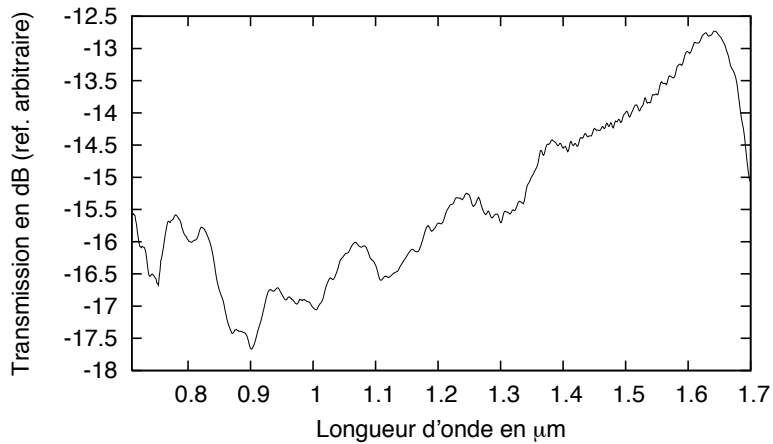


FIG. 4.29. Réponse spectrale d'un guide segmenté avec $\eta = 0,35$.

4.4.3 Réalisation d'un échantillon à faibles pertes

Dans le paragraphe précédent, nous avons décrit la réalisation et la caractérisation d'un démultiplexeur pompe/signal réalisé avec une jonction Y asymétrique segmenté. Si les performances obtenues en termes d'isolation sont intéressantes, les pertes d'insertion pour le signal restent élevées pour ce genre d'application. Dans le but de réduire les pertes à la longueur d'onde du signal, nous avons réalisé un nouvel échantillon avec le même procédé que précédemment, mais en utilisant un temps d'échange plus long, de façon à déplacer légèrement la coupure du mode fondamental du bras segmenté vers les grandes longueurs d'onde.

Après la photolithographie, l'échantillon a été maintenu 3 minutes dans un mélange à 20% de nitrate d'argent à une température de 315°C. Après retrait du masque, l'enterrage sous champ des guides a été effectué à une température de 260°C dans un mélange contenant du nitrate de sodium pendant 30 minutes avec un courant de 30 mA. Avec ce processus, la profondeur d'enterrage des guides ne change pas par rapport au cas décrit dans le paragraphe 4.4.2 et reste de $(5 \pm 1) \mu\text{m}$.

Parmi toutes les jonctions caractérisées, celle qui montre le meilleur comportement en démultiplexage a été celle dont le rapport cyclique de segmentation vaut $\eta = 0,3520$. Sa réponse spectrale est montrée sur la Figure 4.30 et on observe une longueur d'onde de

croisement $\lambda_c = (1100 \pm 50)$ nm.

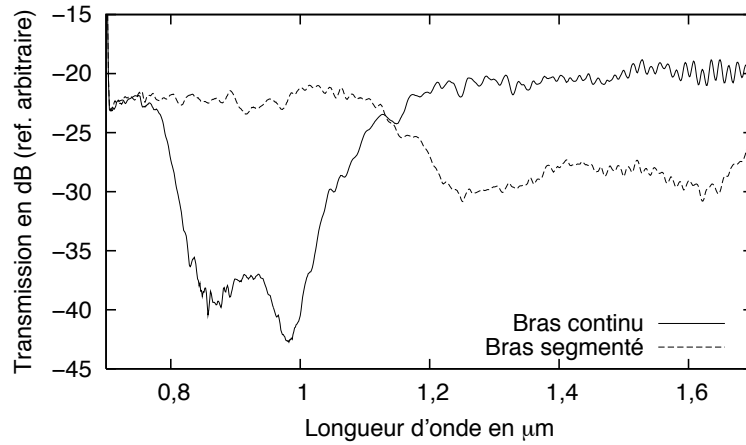


FIG. 4.30. Réponse spectrale de la jonction Y avec $\eta = 0,3520$ fabriquée avec un échange de 3 minutes suivi de l'enterrage.

L'isolation et les pertes d'insertion de cette jonction ont alors été mesurées. Pour la longueur d'onde de pompe $\lambda = 980$ nm, on trouve une isolation égale à (26 ± 1) dB, tandis que pour le signal les résultats sont visibles en Figure 4.31. De façon analogue au cas traité dans le paragraphe 4.4.2, l'isolation augmente de $(9,7 \pm 0,1)$ dB à 1500 nm, jusqu'à $(15,0 \pm 0,1)$ dB à 1630 nm. Les pertes d'insertion à $\lambda = 980$ nm sont de $(2,8 \pm 0,1)$ dB tandis

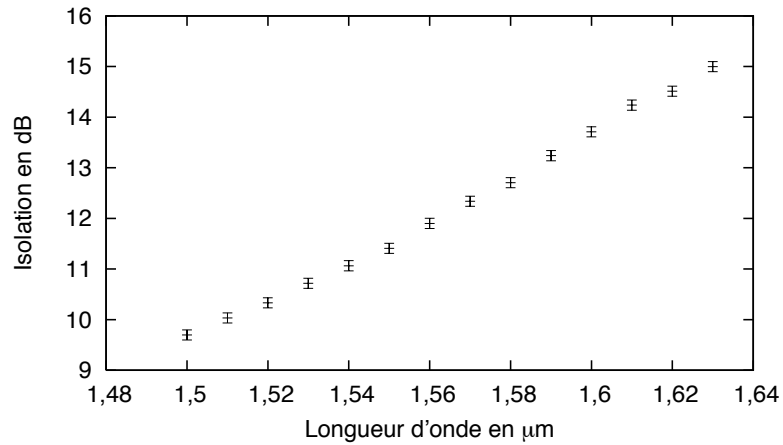


FIG. 4.31. Evolution de l'isolation mesurée autour de 1550 nm sur la jonction Y asymétrique avec $\eta = 0,3520$.

que entre 1500 nm et 1630 nm elles sont comprises entre $(3,1 \pm 0,1)$ dB et $(3,5 \pm 0,1)$ dB et

sont montrées en Figure 4.32. L'utilisation d'un échange plus long a donc permis de mieux

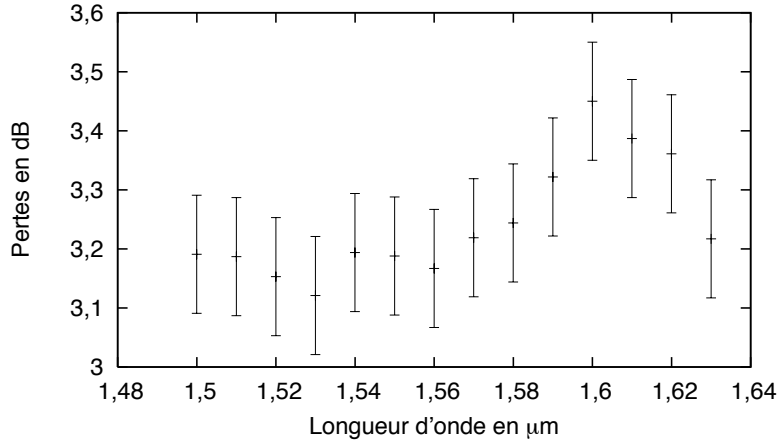


FIG. 4.32. Evolution des pertes d'insertion mesurées autour de 1550 nm sur la jonction Y asymétrique avec $\eta = 0,3520$.

contrôler les pertes par rapport au cas précédent en les abaissant d'une valeur comprise entre 0,5 dB et 1,4 dB.

Les pertes restantes sont dues à trois phénomènes distincts :

- *Les pertes de propagation et de couplage des guides d'onde.* Cette contribution peut être évaluée en mesurant les pertes de propagation de guides droits de référence, ayant la même fenêtre de diffusion que les guides utilisés dans la jonction. Pour une ouverture $w = 4 \mu\text{m}$, correspondant à la largeur du guide segmenté, les pertes (propagation et couplage confondues) des guides continus de référence sur la longueur totale de 3 cm du composant sont $(1,0 \pm 0,2)$ dB à $\lambda = 1550$ nm. Pour les fenêtres de diffusion des guides de $w = 1 \mu\text{m}$ et $w = 0,7 \mu\text{m}$, on trouve des pertes d'insertion totales de $(2,0 \pm 0,2)$ dB à la même longueur d'onde. Cela suggère que les pertes des guides sont essentiellement dues au couplage avec les fibres optiques, qui est meilleur pour les guides continus avec fenêtre de diffusion de largeur $w = 4 \mu\text{m}$.
- *Les pertes d'isolation*, qui sont dues au fait que la puissance optique n'est pas démultiplexée parfaitement entre les deux branches. Les isolations mesurées dans la bande 1500 nm/1630 nm (C+L) correspondent à des pertes comprises entre 0,49 dB et 0,14 dB.

- *Les pertes dues au rayonnement dans le guide segmenté et dans les discontinuités de la jonction Y.* Les pertes en excès d'un guide segmenté de rapport cyclique $\eta = 0,35$ ont été mesurées et sont de $(0,5 \pm 0,1)$ dB/cm. La longueur de la branche segmentée est d'environ 2 cm, ce qui donne 1 dB de pertes.

Si l'on compare les performances obtenues avec les objectifs du travail énoncés dans le paragraphe 1.5, nous pouvons conclure que :

- L'isolation obtenue est dans tous les cas supérieure au seuil de 10 dB spécifié, dans une bande spectrale qui s'étend de 1510 nm à 1630 nm et est supérieure à 25 dB pour la pompe à la longueur d'onde $\lambda = 980$ nm.
- 3,5 dB de pertes d'insertion pour le signal sont une valeur très intéressante, car inférieure à celle mesurée sur d'autres multiplexeurs à base de jonctions Y asymétriques. Le travail sur les jonctions Y asymétriques effectué par Z. Weissman et al.[13] reporte des pertes comprises entre 0 et 7 dB, normalisées par rapport à la transmission d'un guide de référence, qui n'est pas spécifiée. La valeur mesurée dans notre échantillon reste néanmoins encore élevée, bien qu'elle comprenne toutes les sources de pertes confondues. La valeur de 3,5 dB pourrait être réduite dans le cadre d'une optimisation ultérieure du composant.
- Les objectifs en largeur de bande ont été atteints : un bon comportement de la jonction a été observé sur toute la troisième fenêtre des télécommunications, pour une largeur spectrale supérieure à 130 nm.
- L'espace occupé par la jonction sur la plaquette est de $14 \text{ mm} \times 14 \mu\text{m}$, sans compter les bras d'accès. Bien qu'il s'agisse déjà d'une taille réduite par rapport à celle d'un multiplexeur à fuite, une réduction ultérieure de l'espace occupé est souhaitable et envisageable.

4.5 Perspectives

La réalisation expérimentale des jonctions Y asymétriques a permis de démontrer la faisabilité d'un multiplexeur/démultiplexeur sur les longueurs d'onde 980 nm/1550 nm. Les

perspectives de ce travail sont tournées vers l'amélioration des performances. Le dimensionnement des jonctions effectué laisse des marges d'optimisation selon plusieurs directions :

- Dans le cadre d'une réduction de l'encombrement total du composant, il est souhaitable de pouvoir utiliser des angles de branchement plus grands que $\theta = 1 \cdot 10^{-3}$ rad. Pour pouvoir permettre ceci sans détériorer les performances en termes d'isolation de la jonction, il faut augmenter l'asymétrie des bras, ce qui correspond à augmenter la largeur du bras segmenté.
- Une étude des transitions adiabatiques entre un guide continu et un guide segmenté peut être faite, de façon à optimiser les transitions qui existent dans la jonction Y et diminuer les pertes par rayonnement. En effet, dans la Figure 4.33 on trouve une

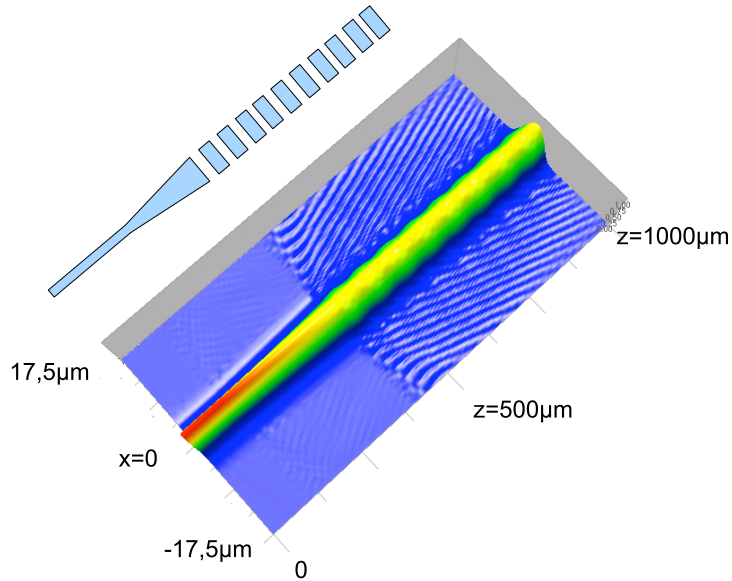


FIG. 4.33. Représentation schématique et simulation BPM d'un adaptateur modal non segmenté.

simulation par BPM à la longueur d'onde $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ de la transition entre un guide continu (de largeur $w'_e = 3,2 \mu\text{m}$) et un guide segmenté ($w' = 6,2 \mu\text{m}$, $\Lambda = 3 \mu\text{m}$ et $\eta = 0,55$). Cette transition est effectuée à l'aide d'une transition adiabatique non segmentée où seule la largeur du guide est adaptée. Ceci provoque une discontinuité importante, car la présence du guide segmenté est équivalente à un saut entre les indices de coeur. Grâce à cette simulation, on peut voir l'effet de cette discontinuité,

qui donne lieu à une énergie importante couplée sur les modes rayonnés. Dans la

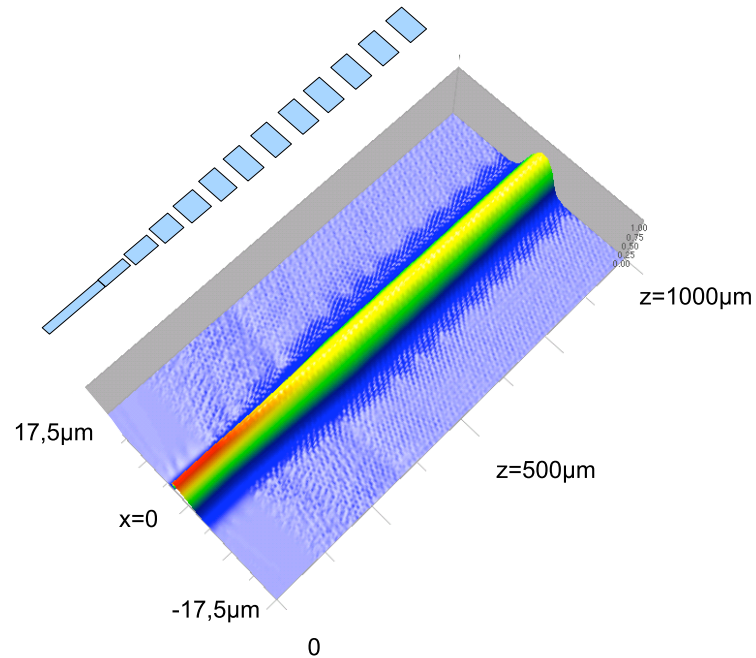


FIG. 4.34. Représentation schématique et simulation BPM d'un adaptateur modal segmenté.

Figure 4.34, l'adaptation modale est faite non seulement en jouant sur la largeur du guide, qui varie graduellement, mais aussi sur l'indice de réfraction de coeur qui est modulé progressivement. Dans une étude publiée par M. H. Chou et al.[88], cette problématique est étudiée par BPM avec une attention particulière à l'analyse de la variation du rapport cyclique de segmentation au cours du taper.

- La réduction de la longueur du guide segmenté à son strict minimum, suivi par une transition vers un guide continu réduira les pertes dues à la segmentation.
- Une optimisation du processus de fabrication des guides enterrés (optimisation des durées des échanges, des températures et du courant d'interrage), tout en respectant les strictes exigences de monomodicité requises pour le bras d'entrée de la jonction, peut conduire à une réduction des pertes par couplage avec les fibres optiques.

Sur la Figure 4.35 nous avons représenté schématiquement un duplexeur optimisé afin de réduire ses pertes d'insertion. En effet, la transition entre le guide d'accès et le guide segmenté est faite de façon graduelle, pour éviter que la présence du bras continu introduise

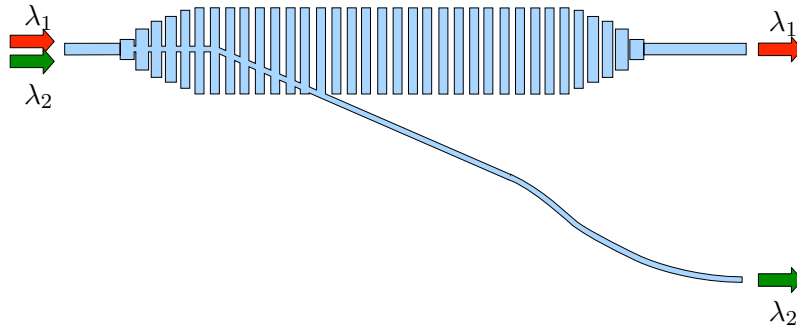


FIG. 4.35. Schéma de principe d'une jonction Y asymétrique avec un bras segmenté optimisée pour réduire les différentes causes de pertes.

des discontinuités. La largeur du guide segmenté peut donc être beaucoup plus importante que celle du guide d'accès, afin d'obtenir une plus grande asymétrie de la jonction, sans avoir des pertes de couplage entre le guide d'accès et les bras de la jonction. Une fois que l'interaction entre les deux bras est négligeable, le bras continu peut être écarté plus rapidement tandis qu'une nouvelle transition adiabatique peut être faite entre le bras segmenté et un guide continu. Des simulations par BPM (montrées dans la Figure 4.36) ont été effec-

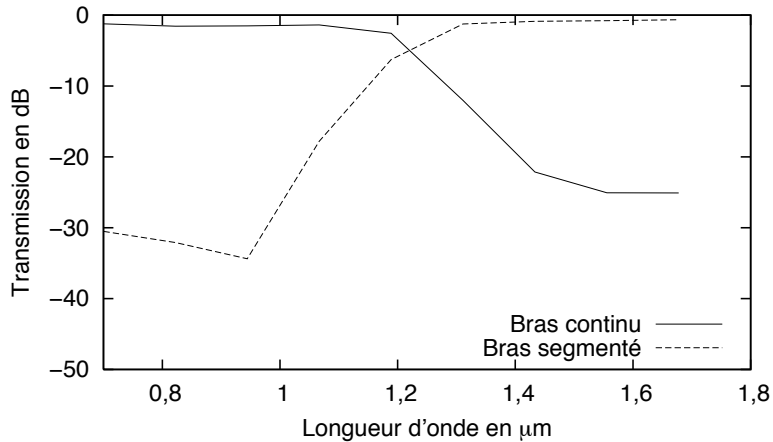


FIG. 4.36. Réponse spectrale simulée pour la jonction Y optimisée montrée en Figure 4.35

tuées sur cette structure, en utilisant un guide segmenté de fenêtre d'ouverture $w_2 = 6 \mu\text{m}$ le bras continu de largeur $w_1 = 0,7 \mu\text{m}$, période $\Lambda = 10 \mu\text{m}$, rapport cyclique $\eta = 0,73$ et des transitions entre le guide continu et le guide segmenté de longueur $l_D = 300 \mu\text{m}$. La plus

grande asymétrie entre les branches de la jonction (en tenant compte de l'élargissement latéral) nous permet de choisir un angle de branchement de $2 \cdot 10^{-3}$ rad. Cet angle permet de séparer les branches de la jonction de $13 \mu\text{m}$ après $6,5 \text{ mm}$ de longueur, en réduisant quasiment de la moitié la longueur du composant. Ce point est un atout important, car un dispositif passif compacte est très fortement désiré dans l'hypothèse d'une intégration avec une structure hybride. En comparant les résultats de simulation avec ceux obtenus dans le paragraphe 4.4.1, on observe une réduction des pertes, qui passent de $2,5 \text{ dB}$ à $1,5 \text{ dB}$ à la longueur d'onde $\lambda = 980 \text{ nm}$ et de $1,0 \text{ dB}$ à $0,77 \text{ dB}$ à $\lambda = 1550 \text{ nm}$. L'isolation à $\lambda = 980 \text{ nm}$ diminue par contre un peu et passe de 30 dB à 26 dB , tandis que à la longueur d'onde $\lambda = 1550 \text{ nm}$, elle passe de 25 dB à 24 dB .

Dans les composants réalisés, la lumière à la longueur d'onde $\lambda = 1550 \text{ nm}$ se propage sur 2 cm de guide segmenté, tandis que dans cette version du duplexeur, cette longueur est réduite à seulement $6,5 \text{ mm}$, transitions comprises. Les pertes mesurées sur le guide segmenté des jonctions réalisés sont à $(0,5 \pm 0,1) \text{ dB/cm}$. La réduction de la longueur du guide segmenté se traduit donc en une réduction des pertes de $0,7 \text{ dB}$. Il ne faut pas non plus oublier que les guides continus peuvent avoir des défauts qui introduisent des pertes de propagation. La réduction de la longueur du composant pourrait s'avérer bénéfique aussi sous cet aspect. En comptant de pouvoir réduire les pertes d'environ 1 dB grâce à la réduction de la longueur du guide segmenté et à l'amélioration des transitions, les pertes pour le signal comprises entre $3,1 \text{ dB}$ et $3,5 \text{ dB}$ seraient réduites à l'intervalle compris entre $2,1 \text{ dB}$ et $2,5 \text{ dB}$. En sachant que les pertes d'insertion d'un guide droit d'ouverture $w = 1 \mu\text{m}$ (qui correspond à la largeur du guide d'accès) sont de $(2,0 \pm 0,2) \text{ dB}$ sur la longueur du composant, on peut évaluer que les pertes dues à la fonction après l'optimisation sont peuvent être réduite à moins de 1 dB .

Dans une perspective plus vaste d'utilisation du composant, on peut envisager l'adaptation de la structure au multiplexage de longueurs d'ondes différentes. En fait, parmi les applications intéressantes de ce dispositif, on peut citer la réalisation de duplexeurs sur les longueurs d'onde $1,3 \mu\text{m}/1,55 \mu\text{m}$ pour effectuer du trafic bidirectionnel en télécommunications. Dans le contexte de l'interferométrie stellaire, les larges bandes passantes offertes

par ce type de dispositif sont attirantes pour mélanger la lumière provenant des étoiles avec des signaux de métrologie[97].

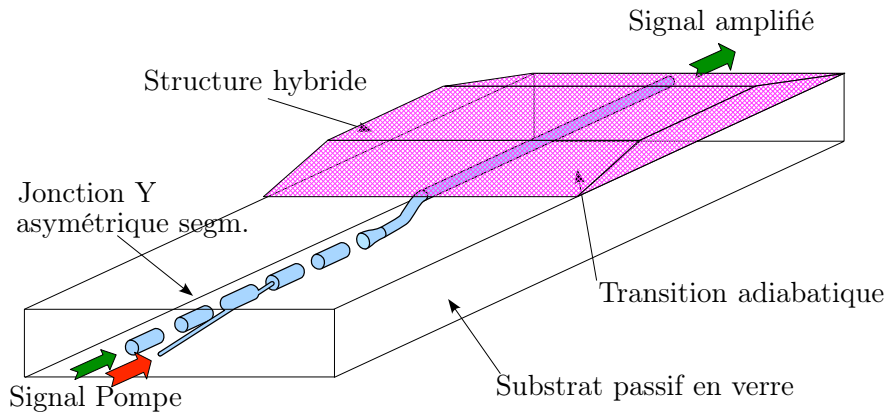


FIG. 4.37. Représentation schématique d'un amplificateur optique monolithique.

Dans le contexte de l'amplification avec une structure hybride, on peut envisager la réalisation d'un multiplexeur pompe signal avec une jonction Y suivi par une transition vers une structure hybride capable d'amplifier la lumière. Une réalisation possible de cet amplificateur monolithique est représentée schématiquement en Figure 4.37.

L'étude des guides segmentés offre aussi des possibilités intéressantes et de vastes perspectives : d'un point de vue théorique, les causes physiques du comportement des pertes ne sont pas encore totalement claires ; d'un point de vue plus pratique, l'utilisation de guides segmentés peut trouver des applications dans des composants autres que la jonction Y asymétrique et ouvre des possibilités très vastes pour le dimensionnement des composants.

4.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons traité l'étude théorique et la réalisation d'un multiplexeur/démultiplexeur à l'aide d'une jonction Y asymétrique segmentée, travaillant dans les bandes spectrales 980 nm/1550 nm. Nous avons effectué un premier dimensionnement d'une jonction Y asymétrique, parallèlement avec le développement d'un procédé d'échange d'ions adapté pour obtenir des guides d'ondes monomodes aux deux longueurs d'onde de

travail. Les composants ont été simulés à l'aide de la méthode des faisceaux propagés (BPM) et ensuite réalisés. Dans un deuxième temps, une optimisation des paramètres technologiques et du dimensionnement des dispositifs nous a permis d'obtenir un multiplexeur entre 980 nm et 1550 nm. Concernant la longueur d'onde de pompe, l'isolation mesurée a été de (26 ± 1) dB et les pertes d'insertion $(2,8 \pm 0,1)$ dB tandis que pour le signal l'isolation augmente entre $(9,7 \pm 0,1)$ dB à 1500 nm, jusqu'à $(15,0 \pm 0,1)$ dB à la longueur d'onde de 1630 nm. Dans cette bande, les pertes d'insertion sont comprises entre $(3,1 \pm 0,1)$ dB et $(3,5 \pm 0,1)$ dB. Les perspectives de ce travail sont l'amélioration des performances de la jonction et en particulier la réduction de l'encombrement et des pertes pour la longueur d'onde du signal.

Conclusion

Dans ce manuscrit, nous avons traité de l'étude et la réalisation par échange d'ions sur verre d'un multiplexeur pompe/signal basé sur une jonction Y asymétrique segmentée. La jonction Y asymétrique est un composant très attractif pour son principe de fonctionnement non résonnant. Cette propriété est très intéressante, car il s'agit de multiplexer et démultiplexer des bandes spectrales importantes tout en maintenant un encombrement réduit sur la plaquette. Le grand désavantage de cette structure est cependant la nécessité de définir pour les deux bras de sortie de la jonction des largeurs et des contrastes d'indice différents. Si la première condition est facile à remplir, en faisant varier les ouvertures des fenêtres de diffusion des guides, la deuxième impose un procédé de fabrication comportant au moins deux étapes de photolithographie. Ce fait s'avère une limitation considérable à l'emploi de la jonction Y comme multiplexeur, d'autant que des simulations à l'aide de la méthode des faisceaux propagés (BPM) montrent qu'un décalage inférieur à $1\ \mu\text{m}$ entre les deux masques est suffisant pour dégrader fortement les performances de démultiplexage de la jonction Y asymétrique. A contrario, dans une jonction parfaitement alignée, les performances de multiplexage sont remarquables, car les bandes passantes sont extrêmement larges, suffisantes en particulier pour multiplexer l'ensemble de la troisième fenêtre des télécommunications optiques avec la pompe à la longueur d'onde de 980 nm utilisée dans les amplificateurs à l'erbium.

Une solution permettant d'éviter une réalisation de la jonction en deux étapes de photolithographie vient de l'étude des guides segmentés. Ces dispositifs sont constitués par une succession périodique de segments de guides d'onde séparés par des zones non guidantes. Si les paramètres de segmentation sont choisis de façon à réduire les pertes de propagation,

on montre qu'un guide segmenté est équivalent à un guide continu avec indice de coeur moyenné. Cette propriété permet de transférer le problème technologique de réalisation d'un bras de la jonction Y avec un faible contraste d'indice à un problème de conception de masque, en remplaçant ce bras par un guide segmenté. Nos études théorique et expérimentales présentées au cours du troisième chapitre et concernant les guides segmentés démontrent la possibilité d'obtenir des guides segmentés par échange d'ions présentant des pertes en excès inférieures à 1 dB/cm par rapport à un guide continu. En particulier, la validité de la loi de moyennage de l'indice a été analysée expérimentalement et nous avons observé que les guides segmentés échangés nécessitaient une simple correction du rapport cyclique pour tenir en compte du caractère isotropique de la diffusion ionique.

Au vu de ces résultats, une application intéressante des guides segmentés a été explorée : les guides de surfaces obtenus par échange d'ions argent/sodium montrent une biréfringence assez marquée due à leur configuration asymétrique. Ceci se traduit dans la présence de deux longueurs de coupure différentes pour les modes fondamentaux TE et TM, espacés de plus de 100 nm. La segmentation permet de déplacer ces coupures et de faire en sorte que la longueur d'onde de travail se trouve entre les deux coupures, afin que seule l'onde TE soit guidée, polarisant ainsi la lumière en sortie. Sur un tel polariseur, un taux d'extinction supérieur à 30 dB sur une longueur de 2,5 cm a été mesuré.

Ayant montré que la segmentation est une solution applicable aux guides réalisés par échange d'ions, nous avons ensuite réalisé une première étude théorique et expérimentale d'une jonction Y asymétrique segmentée, dédiée au multiplexage pompe/signal. Les résultats expérimentaux obtenus montrent que l'asymétrie des bras de sortie de la jonction est réduite par l'élargissement des bras du à l'échange d'ions. Il était aussi impossible d'obtenir un comportement monomode du bras d'entrée de la fonction aux deux longueurs d'onde. Ces considérations nous ont permis de réaliser une version optimisée de ce dispositif qui a donné des meilleurs résultats au cours des caractérisation. Nous avons ainsi réalisé un multiplexeur enterré présentant une isolation de (26 ± 1) dB avec des pertes de $(2,8 \pm 0,1)$ dB à la longueur d'onde de pompe $\lambda = 980$ nm. Pour ce qui concerne le signal, l'isolation augmente de $(9,7 \pm 0,1)$ dB à la longueur d'onde $\lambda = 1500$ nm jusqu'à

$(15 \pm 0,1)$ dB à la longueur d'onde $\lambda = 1600$ nm. Les pertes d'insertion dans la troisième fenêtre des télécommunications restent comprises entre $(3,5 \pm 0,1)$ dB et $(3,1 \pm 0,1)$ dB.

Le perspectives de ce travail sont l'amélioration des performances du dispositif en termes de diaphonie et de pertes. Une étude des sources des pertes montre par exemple qu'elles sont en grande partie dues aux pertes de segmentation et à l'énergie rayonnée à cause des discontinuités de la jonction. Une étude des transitions adiabatiques entre un guide continu et un guide segmenté permettant de réduire ces pertes, en particulier dans le tout début de la jonction, dans la zone de passage entre le guide d'accès et le guide segmenté avec un branchement du bras continu. La longueur de la partie segmentée peut ensuite être également réduite au stricte minimum, afin d'éviter les pertes dues à la segmentation. Pour augmenter la diaphonie et augmenter l'angle de branchement, des études ultérieures peuvent être effectuées en augmentant l'asymétrie entre les deux bras de la jonction. De même, on peut envisager de courber la jonction afin d'introduire une asymétrie supplémentaire due à la courbure.

A plus long terme, on peut envisager la réalisation du système amplificateur intégré monolithiquement, où le multiplexeur réalisé avec une jonction Y asymétrique enterrée est relié par une transition adiabatique à une structure hybride obtenue à l'aide des techniques de collage moléculaire.

Annexe A

Liste des publications reliées à ce travail

Articles dans des revues à comité de lecture

D. Bucci, J. Grelin, E. Ghibaudo, J.-E. Broquin, «Experimental validation of a simple model of ion-exchanged periodically segmented waveguides », *Electronics Letters* vol. 42 issue 16, 3 aout 2006

D. Bucci, J. Grelin, E. Ghibaudo, J.-E. Broquin, «Realization of a 980 nm/1550 nm wavelength (de)multiplexer made by ion-exchange on glass using a segmented asymmetric Y-junction», *soumis à Applied Physics Letters*

Conférences internationales avec actes

D. Bucci, J. Grelin, E. Ghibaudo, J.-E. Broquin, «Study of a pump/signal multiplexer based on a segmented asymmetric Y junction by silver/sodium ion exchange on glass» *Proceedings of SPIE*, Volume 6123, (2006)

D. Bucci, J. Grelin, E. Ghibaudo, J.-E. Broquin «Periodically segmented waveguides made by ion-exchange on glass : application to a TE-pass polarizer and to an asymmetric Y-junction wavelength demultiplexer» *Proceedings of the SPIE*, Volume 5728, pp. 237-245

(2005).

P. Lemaître-Auger, S. Gluck, **D. Bucci**, A. Cartellier, P. Benech, «Focusing integrated mirrors realized by silver ion-exchange : application to laser Doppler velocimeter with ultrahigh spatial resolution» *Proceedings of the SPIE*, Volume 5728, pp. 13-24 (2005)

J. Grelin, **D. Bucci**, E. Ghibaudo, J.-E. Broquin, «Three-dimensional integration of passive functions on glass by means of selectively buried waveguides and multiple ion-exchanges» accepté dans la conférence *Integrated Optics : Devices, Materials, and Technologies XI*, part of *SPIE Symposium on Integrated Optoelectronic Devices 2007*

Conférences nationales avec actes

D. Bucci, J. Grelin, E. Ghibaudo, J.-E. Broquin, «Réalisation de guides d'ondes segmentés monomodes sur une grande plage de longueurs d'onde réalisés par échange d'ions Ag^+/Na^+ » *Recueil des communications*, JNOG 2004 Paris (octobre 2004)

Bibliographie

- [1] S. E. Miller, “Integrated optics : an introduction,” *Bell Systems Technological Journal* **48**, p. 2059, 1969.
- [2] M. K. Smit, “New focusing and dispersive planar component based on an optical phased array,” *Electronics Letters* **24**, pp. 385–386, March 1988.
- [3] A. Tervonen, P. Pöyhönen, S. Honkanen, and M. Tahkokorpi, “A guided-wave Mach-Zehnder interferometer structure for wavelength multiplexing,” *Photonics Technology Letters* **3**(6), pp. 516–518, 1991.
- [4] L. B. Soldano and E. C. M. Pennings, “Optical multi-mode interference devices based on self-imaging : principles and applications,” *Journal of Lightwave Technology* **13**, pp. 615–627, 1995.
- [5] W. Kosonocky, R. Cornely, and I. Hegyi, “Multilayer GaAs injection laser,” *IEEE Journal of Quantum Electronics* **4**(4), pp. 176–179, 1968.
- [6] D. Barbier, P. Bruno, C. Cassagnettes, M. Trouillon, R. L. Hyde, A. Kevorkian, and J. M. P. Delavaux, “Net gain of 27dB with a 8.6-cm-long Er/Yb doped glass-planar-amplifier,” *Optical Fiber Communication Conference and Exhibit, 1998. OFC98., Technical Digest* , pp. 45–46, 1998.
- [7] L. Bastard, S. Blaize, and J.-E. Broquin, “Glass integrated optics ultranarrow linewidth distributed feedback laser matrix for dense wavelength division multiplexing applications,” *Optical Engineering* **42**, pp. 2800–2804, 2003.
- [8] H. Rong, R. Jones, A. Liu, O. Cohen, D. Jak, A. Fang, and M. Paniccia, “A continuous-wave Raman silicon laser,” *Nature* **433**, pp. 725–728, february 2005.

- [9] J.-E. Broquin and R. Rimet, "Brevet n. 9609536," tech. rep., Schneider Electric S.A., 1997.
- [10] F. Gardillou, L. Bastard, and J.-E. Broquin, "4.25 dB gain in a hybrid silicate/phosphate glasses optical amplifier made by wafer bonding and ion-exchange techniques," *Applied Physics Letters* **85**, pp. 5176–5178, 2004.
- [11] E. Kapon and R. N. Thurston, "Multichannel waveguide junctions for guided-wave optics," *Applied Physics Letters* **50**(24), pp. 1710–1712, 1987.
- [12] T. Negami, H. Haga, and S. Yamamoto, "Guided-wave optical wavelength demultiplexer using an asymmetric Y junction," *Applied Physics Letters* **12**(54), pp. 1080–1082, 1989.
- [13] Z. Weissman, D. Nir, S. Ruschin, and A. Hardy, "Asymmetric Y-junction wavelength demultiplexer based on segmented waveguides," *Applied Physics Letters* **67**(3), pp. 302–304, 1995.
- [14] L. Li and J. J. Burke, "Linear propagation characteristics of periodically segmented waveguides," *Optics Letters* **17**(17), 1992.
- [15] Z. Weissman and A. Hardy, "Modes of periodically segmented waveguides," *Journal of Lightwave Technology* **11**(11), pp. 1831–1838, 1993.
- [16] D. L. Lee, *Electromagnetic principles of integrated optics*, Wiley and Sons, 1986.
- [17] K. Okamoto, *Fundamentals of Optical Waveguides*, Elsevier, 2006.
- [18] A. Yariv and M. Nakamura, "Periodic structures for integrated optics," *Journal of Quantum Electronics* **13**(4), pp. 233–253, 1977.
- [19] R. M. Knox and P. P. Toullos, "Integrated circuits for millimeter through optical frequency range," in *Proc. Symp. on Submillimeter Waves*, I. P. I. of Brooklyn, ed., pp. 497–516, 1970.
- [20] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of photonics*, John Wiley & sons, inc., 1991.
- [21] O. G. Helleso, *Capteur interférentiel de déplacement en optique intégrée sur verre*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 1994.

- [22] P. Lemaitre-Auger, S. Gluck, D. Bucci, A. Cartellier, and P. Benech, "Focusing integrated mirrors realized by silver ion-exchange : application to laser Doppler velocimeter with ultrahigh spatial resolution," *Proceedings of SPIE* **5728**, p. 13, SPIE, 2005.
- [23] I. P. Kaminow, R. E. Nahory, M. A. Pollack, L. W. Stulz, and J. C. Dewinter, "Single-mode C.W. ridge-waveguide laser emitting at $1.55\mu\text{m}$," *Electronics Letters* **15**, pp. 763–765, 1979.
- [24] M. Aoki, M. Suzuki, H. Sano, T. Kawano, T. Ido, T. Tzdwatari, K. Uomi, and A. Takai, "InGaAdInGaAsP MQW electroabsorption modulator integrated with a DFB laser fabricated by band-gap energy control selective area MOCVD," *Journal of Quantum Electronics* **29**(6), 1993.
- [25] C. G. M. Vreeburg, T. U. and Y. S. Oei, M. K. S. and F. H. Groen, E. G. Metaal, P. Demeester, and H. J. Frankena, "First InP-based reconfigurable integrated add-drop multiplexer," *Photonics Technology Letters* **9**(2), pp. 188–190, 1997.
- [26] A. Himeno, K. Kato, and T. Miya, "Silica-based planar lightwave circuits," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **4**(6), pp. 913–924, 1998.
- [27] S. V. Frolov, T. M. Shen, and A. J. Bruce, "EDWA : key enabler of optical integration on PLC," in *Rare-Earth-Doped Materials and Devices VII*, S. Jiang and J. Lucas, eds., *Proceedings of SPIE* **4990**, pp. 47–54, 2003.
- [28] A. Layadi, A. Vonsovici, R. Orobtcouk, D. Pascal, and A. Koster, "Low-loss optical waveguide on standard SOI/SIMOX substrate," *Optics Communications* **146**, pp. 31–33, 1998.
- [29] J. Schmidtchen, A. Splett, B. Schüppert, and K. Petermann, "Low loss singlemode optical waveguides with large cross-section in silicon-on-insulator," *Electronics Letters* **27**, pp. 1486–1488, 1991.
- [30] S. Lardenois, D. Pascal, L. Vivien, E. Cassan, S. Laval, R. Orobtcouk, M. Heitzmann, N. Bouzaida, and L. Mollard, "Low-loss submicrometer silicon-on-insulator rib waveguides and corner mirrors," *Optics Letters* **28**, pp. 1150–1152, 2003.

- [31] M. R. T. Pearson, A. Bezinger, A. Del age, J. W. Fraser, S. Janz, P. E. Jessop, and D.-X. Xu, "Arrayed waveguide grating demultiplexers in silicon-on-insulator," in *Silicon-based Optoelectronics II*, D. J. Robbins and D. C. Houghton, eds., *Proceedings SPIE* **3953**, pp. 11–18, 2000.
- [32] A. Kazmierczak, M. Briere, E. Drouard, P. Bontoux, P. Rojo-Romeo, I. O. Connor, X. Letartre, F. Gaffiot, R. Orobtcouk, and T. Benyattou, "Design, simulation, and characterization of a passive optical add-drop filter in silicon-on-insulator technology," *Photonics Technology Letters* **17**(7), pp. 1447–1449, 2005.
- [33] C. A. Barrios and M. Lipson, "Modelling and analysis of high-speed electro-optic modulation in high confinement silicon waveguides using metal-oxyde-semiconductor configuration," *Journal of Applied Physics* **96**(11), pp. 6008–6015, 2004.
- [34] R. L. Espinola, M. C. Tsai, J. T. Yardley, and J. R. M. Osgood, "Fast and low power thermooptic switch on thin silicon-on-insulator," *Photonics Technology Letters* **15**(10), pp. 1366–1368, 2003.
- [35] O. Boyraz and B. Jalali, "Demonstration of a silicon Raman laser," *Optics Express* **12**, pp. 5269–5273, october 2004.
- [36] R. V. Schmidt and I. P. Kaminow, "Metal-diffused optical waveguides in LiNbO_3 ," *Applied Physics Letters* **25**, pp. 458–460, 1974.
- [37] J. L. Jackel, C. E. Rice, and J. J. Veselka, "Proton exchange for high-index waveguides in LiNbO_3 ," *Applied Physics Letters* **41**, pp. 607–608, 1982.
- [38] H. Hu, F. Chen, B.-R. Shi, K.-M. Wang, and D.-Y. Shen, "Monomode optical waveguide in lithium niobate formed by MeV Si^+ ion implantation," *Journal of Applied Physics* **89**, pp. 5224–5226, 2001.
- [39] N. Goto and Y. Miyazaki, "FDTD analysis of wavelength-selective optical switch using collinear acoustooptic interaction for WDM routing," *Electronics and Communications in Japan, Part 2* **87**, pp. 1272–1281, 2004.

- [40] G. D. Miller, R. G. Batchko, W. M. Tulloch, D. R. Weise, M. M. Fejer, and R. L. Byer, "42%-efficient single-pass cw second-harmonic generation in periodically poled lithium niobate," *Optical Letters* **22**(24), pp. 1834–1836, 1997.
- [41] M. Roussey, M.-P. Bernal, N. Courjal, and F. I. Baida, "Experimental and theoretical characterization of a lithium niobate photonic crystal," *Applied Physics Letters* **87**, p. 241101, 2005.
- [42] E. L. Wooten, K. M. Kissa, A. Yi-Yan, E. J. Murphy, D. A. Lafaw, P. F. Hallemeier, D. Maack, D. V. Attanasio, D. J. Fritz, G. J. McBrien, and D. E. Bossi, "A review of lithium niobate modulators for fiber-optic communications systems," *Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **6**, pp. 69–82, 2000.
- [43] I. Baumann, S. Bosso, R. Brinkmann, R. Corsini, M. Dinand, A. Greiner, K. Schäfer, J. Söchtig, W. Sohler, H. Suche, and R. Wessel, "Er-doped integrated optical devices in LiNbO₃," *Journal of selected topics in quantum electronics* **2**(2), 1996.
- [44] C. Sada, E. Borsella, F. Caccavale, F. Gonella, F. Segato, Y. N. Korkishko, V. A. Fedorov, T. M. Morozova, G. Battaglin, and R. Polloni, "Erbium doping of LiNbO₃ by the ion exchange process," *Applied Physics Letters* **72**, pp. 3431–3433, 1998.
- [45] R. Doremus, *Glass science*, Wiley and Sons, 1973.
- [46] T. Izawa, H. Nakagome, and T. Kimura, "Optical waveguides formed by electrically induced migration of ions in glass plates," *Journal of Quantum Electronics* **8**(6), pp. 545–546, 1972.
- [47] C. Annequin, *Etude et modélisation de l'échange ionique Ag⁺/Na⁺ dans des verres à base d'oxydes*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 1996.
- [48] M. L. Huggins, K. H. Sun, and D. O. Davis *Journal of Optical Society of America* **32**, p. 635, 1942.
- [49] L. Gato and R. Srivastava, "Time-dependent surface-index change in ion-exchanged waveguides," *Optics Communication* (123), pp. 483–486, 1996.

- [50] S. Houde-Walter and D. Moore, "Development of concentration at the glass/salt interface in diffusing grin glass," *Journal of Non-Crystalline Solids* (99), pp. 104–112, 1988.
- [51] P. Maass, "Towards a theory for the mixed alkali effect in glasses," *Journal of Non-Crystalline Solids* (255), pp. 35–46, 1999.
- [52] A. Lupascu, A. Kevorkian, T. Boudet, F. Saint-André, D. Persegol, and M. Levy, "Modeling ion exchange in glass with concentration-dependent diffusion coefficients and mobilities," *Optical Engineering* **35**, p. 1603, 1996.
- [53] J. Hazart, *Etude de la diffusion ionique dans les verres pour l'optique intégrée. Application aux réseaux de Bragg*. PhD thesis, Thèse de doctorat INPG, 2002.
- [54] J. M. Inman, S. N. Houde-Walter, B. L. McIntyre, Z. M. Liao, R. S. Parker, and V. Simmons, "Chemical structure and the mixed mobile ion effect in silver-for-sodium ion exchange in silicate glasses," *Journal of Non-Crystalline Solids* (194), pp. 85–92, 1996.
- [55] G. Battaglin, G. D. Mea, G. D. Marchi, M. Guglielmi, P. Mazzoldi, and A. D. Martino, "Ion exchange in glasses : a systematic study using nuclear techniques," *Journal of Non-Crystalline Solids* (95 & 96), pp. 1079–1086, 1987.
- [56] H. C. Cheng and R. V. Ramaswamy, "A dual wavelength (1.32-1.56 μm) directional coupler demultiplexer by ion exchange in glass," *IEEE Photonics Technology Letters* **2**, pp. 637–639, 1990.
- [57] B. Buchold, C. Glingener, D. Culemann, and E. Voges, "Polarization insensitive ion-exchanged arrayed-waveguide grating multiplexers in glass," *Fiber and integrated optics* **17**, pp. 279–298, 1998.
- [58] G. H. Chartier, P. Jaussaud, A. D. de Oliveira, and O. Parriaux, "Fast fabrication method for thick and highly multimode optical waveguides," *Electronics Letters* **13**, p. 763, 1977.

- [59] G. Chartier, P. Jaussaud, A. D. de Oliveira, and O. Pairaux, "Optical waveguides fabricated by electric-field controlled ion-exchange in glass," *Electronics Letters* **14**(5), pp. 132–134, 1978.
- [60] G. Chartier, P. Collier, A. Guez, P. Jaussaud, and Y. Won, "Graded-index surface or buried waveguides by ion-exchange in glass," *Applied Optics* **19**(7), pp. 1092–1095, 1980.
- [61] E. Ghibaudo, *Développement d'un duplexeur large bande non-résonnant en optique intégrée sur verre*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2003.
- [62] R. Salas, "Etude et réalisation d'un PHASAR en optique intégrée sur verre," Master's thesis, INPG, 2004.
- [63] F. Rooms, *Etude et réalisation de nouvelles fonctions en optique intégrée sur verre pour des applications astrophysiques*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2003.
- [64] P. Haguenauer, *Qualification de IONIC, instrument de recombinaison interférométrique basé sur des composants d'optique planaire dédié à l'astronomie*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2001.
- [65] A. Einstein, "Zur quantentheorie der strahlung," *Physikalische Zeitschrift* **121**(18), 1917.
- [66] D. Veasey, D. Funk, P. Peters, N. Sanford, G.E.Obarski, N. Fontaine, M. Young, A. Peskin, W. Liu, S. Houde-Walter, , and J. Hayden, "Yb/Er and Yb-doped waveguide lasers in phosphate glass," *Journal of non-crystalline solids* (263-264), pp. 369–361, 2000.
- [67] G. Sorbello, S. Taccheo, P. Laporta, O. Svelto, E. Cianci, V. Foglietti, S. Jiang, and N. Peyghambarian, "Singlemode Er : Yb waveguide laser array at 1.5 μm ," *Electronics Letters* **37**(16), pp. 1014–1015, 2001.
- [68] S. Blaize, *Etude et réalisation d'un microlaser à contre-réaction répartie en optique intégrée sur verre*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2001.

- [69] L. Bastard, *Matrice de lasers à haute cohérence en optique intégrée sur verre*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2003.
- [70] O. Bertoldi, J.-E. Broquin, and G. Vitrant, “Realisation of adiabatic transition between surface and buried ion-exchanged channel waveguides made on glass,” *Proceedings ECIO* **1**, pp. 47–50, 2003.
- [71] O. Bertoldi, *Etude et réalisation d’un multiplexeur à insertion-extraction de longueur d’ondes en optique intégrée sur verre*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2005.
- [72] K. Hattori, T. Kitagawa, M. Oguma, Y. Ohmori, and M. Horiguchi, “Erbium-doped silica-based waveguide amplifier integrated with a 980/1530nm wdm coupler,” *Electronics Letters* **30**(11), pp. 856–857, 1994.
- [73] M. Rajarajan, B. M. A. Rahman, and K. T. V. Grattan, “A rigorous comparison of the performance of directional couplers with multimode interference devices,” *Journal of Lightwave Technology* **17**(2), pp. 243–248, 1999.
- [74] M. R. Paiam, C. F. Janz, R. I. MacDonald, and J. N. Broughton, “Compact planar 980/1550-nm wavelength multi/demultiplexer based on multimode interference,” *Photonics Technology Letters* **7**(10), pp. 1180–1182, 1995.
- [75] A. Bakhtazad, J. N. McMullin, C. J. Haugen, and R. G. DeCorby, “MMI multiplexer for dual-channel erbium doped waveguide amplifiers,” *Optics express* **9**, pp. 178–183, 2001.
- [76] Y. Hida, N. Takato, and K. Jinguji, “Wavelength division multiplexer with wide passband and stopband for 1.3 μm /1.55 μm using silica-based planar lightwave circuit,” *Electronics Letters* **31**(6), pp. 1377–1379, 1995.
- [77] H. Yajima, “Dielectric thin-film optical branching waveguide,” *Applied Physics Letters* **22**(15), 1973.
- [78] N. Goto and G. L. Yip, “Y-junction wavelength multi-/demultiplexer by K⁺-ion exchange in glass for 1.3 and 1.55 μm ,” *Electronics Letters* **26**(2), 1990.

- [79] F. Xiang and G. L. Yip, "A tm Y-branch wavelength multi-/demultiplexer by K^+ and Ag^+ ion exchange for $\lambda = 1.31$ and $1.55 \mu m$," *Journal of Lightwave Technology* **14**(7), pp. 1690–1694, 1996.
- [80] R. Scarmozzino, A. Gopinath, R. Pregla, and S. Helfert, "Numerical techniques for modeling guided-wave photonic devices," *Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **6**(1), pp. 150–162, 2000.
- [81] M. D. Feit and J. J. A. Fleck, "Light propagation in graded-index optical fibers," *Applied Optics* **17**(24), pp. 3990–3998, 1978.
- [82] W. K. Burns and A. F. Milton, "Mode conversion in planar-dielectric separating waveguides," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **QE-11**(1), 1975.
- [83] T. H. Hoekstra, H. J. van Weerden, P. V. Lambeck, and T. J. A. Popma, "Bent asymmetric Y-branch integrated optical broadband wavelength multi/demultiplexer," *Photonics Technology Letters* **6**(1), pp. 83–85, 1994.
- [84] J. Webjörn, F. Laurell, and G. Arvidsson, "Fabrication of periodically domain-inverted channel waveguides in lithium niobate for second harmonic generation," *Journal of lightwave technology* **7**(10), pp. 1597–1600, 1989.
- [85] J. D. Bierlein, D. B. Laubacher, J. B. Brown, and C. J. van der Poel, "Balanced phase matching in segmented $KTiOP_4$ waveguides," *Applied Physics Letters* **56**(18), pp. 1725–1727, 1990.
- [86] D. Nir, Z. Weissman, S. Ruschin, and A. Hardy, "Periodically segmented waveguides in $Ti :LiNbO_3$," *Optics Letters* **19**(21), pp. 1732–1734, 1994.
- [87] K. Thyagarajan, C. W. Chien, R. V. Ramaswamy, H. S. Kim, and H. C. Cheng, "Proton-exchanged periodically segmented waveguides in $LiNbO_3$," *Optics Letters* **19**(12), pp. 880–882, 1994.
- [88] M. H. Chou, M. A. Arbore, and M. M. Feyer, "Adiabatically tapered periodic segmentation of channel waveguides for mode-size transformation and fundamental mode excitation," *Optics letters* **21**(11), pp. 794–796, 1996.

- [89] D. Ortega, R. M. D. L. Rue, and J. S. Aitchison, "Cutoff wavelength of periodically segmented waveguides in Ti :LiNbO₃," *Journal of lightwave technology* **16**(2), pp. 284–291, 1998.
- [90] R. Chakraborty, J. C. Biswas, and S. K. Lahiri, "Analytical model for computing propagation constant of Ti :LiNbO₃ periodically segmented waveguides by effective-index-based matrix method," *Optical Engineering* **42**, pp. 2624–2629, 2003.
- [91] Z. Weissman, F. Saint-Andre, and A. Kevorkian, "Asymmetric directional coupler filter, using buried ion-exchanged, periodically segmented waveguides in glass," *Proc. ECIO '97*, pp. 52–55, 1997.
- [92] F. Fogli, N. Greco, P. Bassi, G. Bellanca, P. Aschiéri, and P. Baldi, "Spatial harmonics modelling of planar periodic segmented waveguides," *Optical and quantum electronics* **33**, pp. 485–498, 2001.
- [93] D. Bucci, "Étude et réalisation d'un amplificateur optique intégré sur verre phosphate," Master's thesis, ENSERG/INPG, 2003.
- [94] D. R. Heatley, G. Vitrant, and A. Kevorkian, "Simple finite-difference algorithm for calculating waveguide modes," *Optical and Quantum Electronics* **26**, pp. S151–S163, 1994.
- [95] G. Brabander, J. T. Boyd, and H. E. Jackson, "Single polarization optical waveguide on silicon," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **27**(3), 1991.
- [96] D. Gachet, "Étude de la faisabilité d'un biocapteur ADN en optique intégrée sur verre," Master's thesis, Rapport de DEA, INPG, 2004.
- [97] J. Grelin, "Étude d'une fonction dichroïque en optique intégrée sur verre," Master's thesis, ENSERG/INPG, 2004.

Resumé :

Chaque technologie d'optique intégrée a ses spécificités reconnues pour ses domaines d'application tel que le LiNbO_3 pour la réalisation de composants électro-optiques ou les semiconducteurs III-V pour les sources optiques. L'intégration de plusieurs fonctions optiques et donc de matériaux différents pose cependant des grosses difficultés. Les substrats actifs et passifs employés dans les technologies d'échange d'ions sur verre sont par exemple incompatibles entre eux. L'IMEP a récemment proposé une solution à ce problème, avec le concept de structure hybride, composée par une couche active reportée sur un substrat passif avec un guide d'ondes. Si la structure hybride représente une solution intéressante pour réaliser un guide amplificateur dans un substrat passif, il faut cependant concevoir des fonctions passives d'interfaçage répondant aux contraintes de l'hybridation de l'amplificateur. Ce travail de thèse est dédié à l'étude d'un duplexeur pompe/signal travaillant sur la bande 980 nm/1550 nm, utilisant une jonction Y asymétrique possédant un bras segmenté. Une étude détaillée de la jonction et des guides segmentés est tout d'abord présentée. Le dimensionnement théorique de la jonction Y et de son optimisation expérimentale sont ensuite reportés. Un dispositif présentant une isolation de (26 ± 1) dB avec des pertes par insertion de $(2,8 \pm 0,1)$ dB à la longueur d'onde de pompe $\lambda = 980$ nm a aussi été obtenu. Pour le signal, l'isolation augmente de $(9,7 \pm 0,1)$ dB à la longueur d'onde $\lambda = 1500$ nm jusqu'à $(15 \pm 0,1)$ dB à $\lambda = 1600$ nm et les pertes par insertion sont comprises entre $(3,1 \pm 0,1)$ dB et $(3,5 \pm 0,1)$ dB. Les perspectives de ce travail sont d'une part l'amélioration des performances du duplexeur et d'autre part la réalisation d'un amplificateur intégré monolithique comprenant une structure hybride.

Abstract:

REALISATION OF A PUMP/SIGNAL DUPLEXER USING PERIODICALLY SEGMENTED WAVEGUIDES IN INTEGRATED OPTICS ON GLASS

Each integrated optics technology has his own advantages, well specific for different application domains. For example, LiNbO_3 substrates are widely used in electro-optic devices while III-V semiconductors are very useful for optical sources. The integration of heterogeneous optical functions and materials is consequently a difficult task. For example, for integrated optics by ion-exchange on glass, substrates used for active and passive devices are different and incompatible. To address this problem, the concept and the fabrication of the hybrid structure have been studied at IMEP laboratory. This structure is composed by an active glass layer reported by molecular bonding on a passive glass substrate with an ion exchanged waveguide. The hybrid structure represents an attractive solution to fabricate an active amplifying waveguide on a passive substrate, but related interfacing devices should be developed to be compatible with the hybridization techniques. In this context, we study the realization of a pump/signal duplexer working on the 980 nm/1550 nm range using a segmented asymmetric Y junction. At first, after analyzing the working principles of the asymmetric junction, a detailed theoretical and experimental study of segmented waveguides is presented. Then, the segmented asymmetric Y junction is studied theoretically and experimentally, leading us to obtain a demultiplexer with (26 ± 1) dB of isolation at the $\lambda = 980$ nm pump wavelength, with (2.8 ± 0.1) dB of insertion losses. For the signal, isolation rises from (9.7 ± 0.1) dB at $\lambda = 1500$ nm up to (15 ± 0.1) dB at $\lambda = 1600$ nm while insertion losses are between (3.1 ± 0.1) dB and (3.5 ± 0.1) dB in this spectral band. Perspectives of this work include an optimization of performances and the integration with an hybrid structure in order to fabricate a monolithically integrated optical amplifier.

Specialité : Optique et Radiofréquences

Mot-clés : Optique intégrée, Echange d'ions sur verre, Duplexage large bande, WDM, Jonction Y asymétrique, Guides segmentés
