

50376
1994
275

20 102540
50376
1994
275

N° d'ordre : 1366

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité : Electronique

par

Luc JOANNES

ETUDE ET REALISATION DE CIRCUITS OPTIQUES AVEC MICROMIROIRS INTEGRES, SUR MATERIAUX DIELECTRIQUES

Soutenue le 19 septembre 1994 devant la commission d'examen

- | | | |
|------------------|--------------------|---|
| Membres du Jury: | M. G. SALMER | Président, UST Lille |
| | M. D. DECOSTER | Directeur de Thèse, UST Lille |
| | M. J.P. VILCOT | Codirecteur de Thèse, UST Lille |
| | M. J.P. GOEDGEBUER | Rapporteur, Labo Opt. P.M. Duffieux, Besançon |
| | M. A. KOSTER | Rapporteur, Inst. Electr. Fond, Orsay |
| | M. J.P. DROGUET | Examineur, Thomson Comp. Spéc., Massy |
| | M. M. SCHMEITS | Examineur, Université de Liège (B) |
| | M. P. VAN DAELE | Examineur, Université de Gand (B) |

à Isabelle

à l'être à venir

à mes parents

Ce travail a été effectué au Département Hyperfréquences et Semiconducteurs (D.H.S.) de l'Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord (*iemn*) dirigé par Monsieur le Professeur G. SALMER qui me fait l'honneur de présider la commission d'examen. Je lui en suis vivement reconnaissant.

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

Monsieur J.P. VILCOT, chargé de recherche au CNRS, a également assuré la direction de ce travail. Sa disponibilité, ses compétences et ses qualités humaines ont permis la réussite de ce travail. Je tiens à lui exprimer ma profonde amitié.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur J.P. GOEDGEBUER du Laboratoire d'optique P.M. Duffieux à Besançon qui me fait l'honneur de juger ce travail et d'en être rapporteur.

J'adresse également mes plus vifs remerciements à Monsieur le Professeur A. KOSTER de l'Institut d'Electronique Fondamentale de Paris qui a accepté de participer à ce jury d'examen en tant que rapporteur.

Je voudrais également remercier vivement Monsieur J.P. DROGUET de Thomson Composants Spécifiques à Massy, qui est à l'origine de ce travail, pour sa présence à ce jury d'examen.

Monsieur M. SCHMEITS de l'Université de Liège (Belgique) me fait l'honneur de juger ce travail. Je l'en remercie vivement.

Je tiens également à remercier Monsieur le Professeur P. VAN DAELE de l'Université de Gand (Belgique). Sa participation à ce jury me touche beaucoup.

Ce travail n'aurait pas été possible sans la constante disponibilité et les compétences des membres de la centrale de technologie de l'Institut. Que Monsieur B. GRIMBERT qui a permis le succès des gravures, Madame A. FATTORINI, Monsieur M. FRANCOIS, Mademoiselle P. LEGRY, Messieurs A. LEROY, M. MULLER, P. TILMANT, et D. VANDERMOERE trouvent ici l'expression de ma profonde reconnaissance et sympathie.

Je n'oublierais pas la constante disponibilité et le dévouement de Monsieur P. ARMANT, l'aide 'graphique' permanente et le souci de perfection de Madame M. MIENS. J'adresse également mes remerciements à Monsieur J.P. DEHORTER qui a assuré, avec beaucoup de soin, la reproduction de ce manuscrit.

Je voudrais enfin remercier tous les membres de l'équipe "Optoélectronique" :

Monsieur J. HARARI qui a permis la mise en place de la Méthode des Faisceaux Propagés, Monsieur A. ABOUDOU pour m'avoir initié à l'optique intégrée, Monsieur J.P. GOUY qui m'a fait bénéficier de ses compétences expérimentales, Monsieur W. TCHANA pour son aide expérimentale, Madame I. EL ORADI, Mesdemoiselles A. JABRAN, S. MARICOT, Messieurs E. DOGHECHE, H. EL KADI, R. HAMELIN, F. JOURNET, S. MEZZOUR, O. RABII et J. VANDECASLE pour les discussions que nous avons eues, aussi diversifiées soient-elles. J'ai apprécié l'ambiance exceptionnelle qui règne dans l'équipe.

Enfin, il me serait difficile de citer tous les chercheurs et les membres du personnel de l'Institut que j'ai cotoyés et qui m'ont permis de travailler dans une ambiance agréable. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma sympathie.

Table des matières

Introduction

Chapitre I : Etat de l'art I

I-1 / Les matériaux de l'optique guidée	1
I-2 / Les guides optiques diélectriques	2
I-2-1 / Les guides optiques en oxyde et nitrure de silicium	2
I 4-2 / Les guides optiques en polymère.....	5
I-4 / Conclusion	8
Références	8

Chapitre II : Etude de la propagation guidée II

II-1 / Introduction	1
II-2 / Equations d'ondes vectorielles	1
II-3 / Propagation dans un guide optique à géométrie fixe.....	3
II-3-1 / Equations caractéristiques de propagation et profils de champ.....	5
II-3-2 / Le guide optique tridimensionnel.....	7
II-3-3 / Exemple de conception d'un guide optique	9
II-4 / Propagation dans un guide à géométrie variable : méthode des faisceaux propagés	11
II-4-1 / Concepts généraux.....	11
a. Présentation	11
b. Approximations.....	11
c. Différentes méthodes.....	12
d. Choix d'une méthode.....	13
II-4-2 / Dédution des équations de propagation dans un guide plan sous les approximations scalaires et paraxiales.....	14
a. Onde TE	14
b. Onde TM	15

II-4-3 / Mise en oeuvre de la méthode 2D-FD-BPM.....	16
a. Schéma des différences finies.....	16
b. Description du logiciel.....	17
c. Mise à l'épreuve du logiciel.....	17
1. Conservation du profil de champ	18
2. Evolution de la phase du champ calculé	18
II-4-4 / Exemples d'applications de la BPM.....	20
Conclusion.....	20
Références	22

Chapitre III : Premiers dispositifs

III

III-1 / Introduction.....	1
III-1 / Guide optique Si ₃ N ₄ /SiO ₂ associé à un photodétecteur GaAs.....	1
III-1-1 / Présentation du circuit	1
III-1-2 / Conception du guide optique	2
III-1-3 / Etude du couplage guide-détecteur	3
III-1-4 / Etude de l'injection par réseau gravé	4
III-1-5 / Fabrication du circuit	5
III-1-6 / Caractérisation du circuit	5
III-1-7 / Potentialités et limites de ce circuit.....	6
III-2 / Fabrication des premiers guides polyimides	7
III-2-1 / Généralités sur les polyimides	7
III-2-2 / Les polyimides Ultradels.....	8
III-2-3 / Fabrication de guides polyimides.....	9
a. Guide U-3112/U-7105	9
1. Epaisseurs des films.....	9
2. Gravure des polyimides	10
3. Fabrication du guide	10
4. Influence du recuit final du polyimide.....	11
5. Caractérisation du guide	12
b. Guide U-9000/SiO ₂	13
Conclusion.....	13
Références	14

Chapitre IV : Analyse théorique des miroirs intégrés

à un guide optique

IV

IV-1 / Introduction.....	1
IV-2 / Différentes techniques de changement de direction.....	1
IV-1-2 / Les guides optiques courbés	1
IV-1-2 / Les miroirs à réflexion totale : état de l'art.....	2
IV-2 / Simulation des miroirs intégrés.....	5
IV-2-1 / La méthode de décomposition en ondes planes	5
a. Réflexion d'une onde plane élémentaire.....	5
b. Réflexion d'une onde guidée	7
1. Présentation de la méthode	7
2. Vérification de la méthode.....	9
3. Mise en évidence de l'effet GOOS-HÄNCHEN.....	10
c. Comment réduire les pertes de réflexion	11
1. Choix du matériau et de l'angle d'incidence	11
2. Position de la face miroir	12
3. Choix de la géométrie du guide.....	12
4. Utilisation de réflecteurs métalliques.....	12
4. Limites d'application de la méthode	13
IV.2.2 / Influence des conditions technologiques de gravure sur les propriétés du miroir.....	14
a. Perpendicularité de la facette réfléchissante.....	14
b. Aspérités sur la surface réfléchissante	15
c. Position du miroir par rapport aux arêtes des guides	15
IV-2.3 / Simulation des miroirs auto-alignés à l'aide du logiciel SOPRANO	16
a. La technique auto-alignée.....	16
b. Utilisation de la méthode des faisceaux propagés.....	17
1. Comment prendre en compte les réflexions avec la FD- BPM	17
2. Propagation inclinée dans un guide optique.....	18
3. Précision sur l'étude de la diffraction lors d'une propagation oblique.....	19
c. Comparaison de 3 structures auto-alignées	20
1. Guide diélectrique	20
2. Guide semiconducteur	22
d. Comparaison de la FD-BPM avec d'autres méthodes dans le cadre du COST 240	22
Conclusion.....	23
Références	25

Chapitre V : Fabrication de miroirs intégrés

sur un guide diélectrique

V

V-1 / Introduction	1
V-2 / Technologie des miroirs intégrés sur un guide optique polyimide-nitru- polyimide	1
V-2-1 / Optimisation de la gravure des diélectriques	1
a. Rugosités sur la facette miroir	1
b. Verticalité et homogénéité de la gravure	2
1. Vitesse de gravure des diélectriques	2
2. Choix du masque	2
3. Optimisation de la gravure de la structure multicouches polyimide-nitru-polyimide	4
V-2-3 / Fabrication de miroirs intégrés sur guide polyimide-nitru-polyimide ...	5
a. Présentation des masques	5
b. Préparation des couches diélectriques	5
1. Centrifugation des polyimides	5
2. Dépôt du nitru de silicium	6
c. Etapes de fabrication des miroirs	6
1. Premier niveau de masque	6
2. Deuxième niveau de masque	7
d. Fabrication des facettes d'injection	7
V-3 / Caractérisation des miroirs intégrés	8
V-3-1 / Banc de mesure	8
V-3-2 / Caractérisation	9
V-4 / Conclusion	10
Références	11

Conclusion générale

Annexe

Publications et communications

Résumé

Introduction

Le développement rapide des systèmes de télécommunication par voie optique a permis de mettre en évidence l'avantage qu'offrent les liaisons optiques par rapport aux liaisons électroniques classiques.

Les propriétés des **fibres optiques**, éléments de base des systèmes optiques de télécommunication sont maintenant bien connues : large bande passante, faibles pertes, immunités aux rayonnements électromagnétiques, faible encombrement, faible poids,...

Après la première démonstration de faisabilité d'un système de communication par voie optique par les chercheurs du laboratoire AT&T Bell, les fibres optiques ont envahi les réseaux de télécommunication. En 1988, une liaison sous-marine fibrée reliait les Etats-Unis à l'Europe (Roos I., 1992).

Les années futures verront vraisemblablement l'apparition des fibres optiques chez le particulier (Roos I., 1992).

La mise au point d'amplificateurs fibrés dopés à l'erbium a permis de s'affranchir de l'utilisation des dispositifs électroniques d'amplification de signaux. D'autre part, la télécommunication par solitons permettra d'éviter les déformations de signaux optiques dans la fibre.

Cette révolution dans les systèmes de télécommunication n'a pu se faire sans une mise au point de composants optoélectroniques performants, allant des sources lasers aux photodétecteurs et photorécepteurs, en passant par des composants intermédiaires tels que modulateurs, commutateurs,...

Il est alors capital de développer des composants rapides permettant de profiter au maximum des possibilités offertes par l'utilisation de fibres optiques. Dans ce contexte, la mise au point de **circuits intégrés optoélectroniques** (OEICs pour *optoelectronic integrated circuits*) est apparue primordiale (Forrest S., 1985; Decoster D., 1989).

Plus précisément, il s'agit de circuits intégrant plusieurs composants (lasers, guides optiques, modulateurs, photodétecteurs, et si nécessaire des transistors) en vue d'effectuer une opération donnée. On parle également d'**optique intégrée** lorsque aucun composant électronique n'est présent sur le circuit.

A titre d'exemple, nous citons la réalisation de TAKEUCHI H. et al. (Takeuchi H., 1989) qui intègre sur un substrat InP : un laser DBR accordable en longueur d'onde, des

guides optiques y compris des séparateurs de faisceaux et des photodiodes PIN. L'ensemble du circuit compose un récepteur cohérent pouvant être utilisé en télécommunication optique. Plus récemment, F. GHIRARDI a fabriqué, au Centre National d'Etude et des Télécommunications, un circuit optique pour la détection cohérente en diversité de polarisation intégrant des guides optiques, des coupleurs directifs, des séparateurs de polarisation, ainsi que des photodiodes. Ce circuit peut fonctionner à des vitesses supérieures à 10GHz (Ghirardi F., 1993).

L'élément de base de l'optique intégrée est le **guide optique**. Sa fonction est de transmettre un signal optique d'un endroit du circuit intégré à un autre. Il est parfois l'intermédiaire entre la fibre optique et un laser ou un photodétecteur. Un guide optique "actif" peut également remplir à lui seul une fonction donnée (modulation,...).

*
* *

Parallèlement, la technologie microélectronique s'est également développée. A mesure que les dimensions des circuits intégrés se sont réduites, que la densité des composants, la complexité des calculs et la vitesse de transmission de données ont augmenté, la capacité des interconnexions électriques est devenue une limite importante. Les connexions internes au circuit microélectronique ne pouvaient plus supporter le signal électrique assez rapidement et assez fidèlement (Hutcheson L., 1987).

Dans certains systèmes avancés, la puissance consommée, le nombre de fils reliant les circuits intégrés ou imprimés deviennent prohibitifs. Dans ce cas, les **interconnexions optiques** peuvent jouer un rôle important. Elles offrent les mêmes avantages que les fibres optiques avec, en plus, la possibilité de traitement parallèle des informations.

C'est ainsi que plusieurs équipes de recherche travaillent sur des dispositifs incluant des guides optiques diélectriques sur circuits imprimés (p.e. Sullivan C., 1988). L'utilisation de guides optiques est également envisagée pour effectuer des interconnexions de puces à puces (Van Eck T., 1993) ou à l'intérieur de la puce (Christensen D., 1987). Une interconnexion optique intégrée complète comprenant un laser, un guide optique diélectrique et un détecteur a même été rapportée (Jelley K., 1992).

Le traitement parallèle des informations peut également se faire par des interconnexions optiques en espace libre (Sakano T., 1991), mais l'utilisation de guides optiques paraît très adaptée aux systèmes déjà existant car leur fabrication reste compatible avec les technologies microélectroniques (Sullivan C., 1988).

*
* *

Que se soit en optique intégrée ou en interconnexion optique, il est indispensable de disposer de guides optiques performants (faibles pertes, faibles diaphonies, haute densité,...).

Notre travail s'inscrit dans cette optique. Plus précisément, nous avons étudié aussi bien théoriquement que expérimentalement la possibilité de réduire l'encombrement des changements de direction de propagation dans ces guides en utilisant des **miroirs intégrés**. Nous considérons uniquement les guides optiques formés de matériaux diélectriques. Ils présentent l'avantage sur les guides formés de matériaux semiconducteurs de pouvoir être déposés sur tous les types de matériaux. Il est ainsi possible de déposer un guide optique diélectrique sur tout type de circuit (circuit imprimé, circuit intégré III-V ou Si), ce dernier étant fabriqué sans prendre en compte les contraintes optiques. L'utilisation de guides optiques diélectriques sur un circuit électronique permet donc une totale séparation des fonctions optiques et électroniques.

Le premier chapitre décrit, à travers un état de l'art, un bref aperçu des dispositifs déjà réalisés sur guides diélectriques.

Nous présentons, au chapitre II, quelques outils de modélisation de la propagation guidée y compris une méthode des faisceaux propagés qui permet d'étudier la propagation dans une structure à géométrie variable. Nous rappelons comment concevoir un guide optique et décrivons la mise en oeuvre de la méthode des faisceaux propagés. Les limites de cette méthode sont également discutées.

Ensuite, au chapitre III, nous présentons le dispositif, fabriqué au laboratoire, qui fut le point de départ de notre travail, et qui intègre un guide optique diélectrique et un photodétecteur de type Métal-Semiconducteur-Métal (MSM). Nous décrivons la conception, la fabrication et la caractérisation du circuit. La seconde partie du chapitre est consacrée à la fabrication et à la caractérisation de guides diélectriques entièrement formés de polyimides. Nous donnons les performances des premiers guides fabriqués.

Au chapitre IV, nous étudions théoriquement les performances des miroirs intégrés en mettant en évidence les phénomènes physiques liés à la réflexion totale de la lumière guidée. Pour la première fois nous étudions précisément les pertes intrinsèques liées à une technique de fabrication particulière qui auto-aligne la face miroir aux guides optiques.

Enfin, au chapitre V, nous décrivons la fabrication et la caractérisation des guides optiques comportant des miroirs intégrés auto-alignés. Nous évaluons les pertes de réflexion introduites à chaque miroir et indiquons comment les réduire.

Références

- CHRITENSEN D.A., Plasma-etched polymer waveguides for intrachip optical interconnects, Proc SPIE, 836, pp.396-363 (1987).
- DECOSTER D. & VILCOT J.P., Progress in Optoelectronics ICs, Proc. 19th European Solid State Device Research Conf., BERLIN, Springer, pp.329-342 (1989).
- FORREST S.R., Monolithic optoelectronic integration : a new component technology for lightwave communications, Journ Light. Tech, 3(6), pp.1248-1263 (1985).
- GHIRARDI F., BRANDON J., CARRE M., BRUNO A., MENIGAUX L., FILOCHE M., HERVE-GRUYER G. & CARENCO A., Circuit optique à diversité de polarisations pour détection hétérodyne à 1.55 μ m sur substrat InP, Proc. of OPTO 93, Paris, (mai 1993).
- HUTCHESON L.D. & HAUGEN P., Optical interconnects replace hardwire, IEEE Spectrum, pp.30-35 (march 1987).
- JELLEY K.W., VALLIATH G.T. & STAFFORD J.W., High-speed chip-to-chip optical interconnect, Photon. Tech. Lett., 4(10), pp.1157-1159 (1992).
- ROSS I.M., Telecommunications in the era of photonics, Solid State Technology, pp.36-43 (avril 1992).
- SAKANO T., NOGUCHI K. & MATSUMOTO, Novel free space optical interconnection architecture employing array devices, Elect. Lett., 27(6), pp.515-516 (1991).
- SULLIVAN C.T., Optical waveguide circuits for printed-board interconnections, Proc. SPIE, 994, pp.92-100 (1988).
- VAN ECK T.E., GIRTON D.G., VALLEY J.F., ERMER S., TICKNOR A.J., LIPSCOMB G.F. & LYTEL R., Chip-to-chip interconnects using poled polymer integrated optics transmitter networks, Proc SPIE, 1849, pp.27-35 (1993).
- TAKEUCHI H., KASAYA K., KONDO Y., YASAKA K. & IMAMURA Y., Monolithic integrated coherent receiver on InP substrate, Photon. Tech. Lett., 1(11), pp.398-400 (1989).

CHAPITRE

I

Etat de l'art

I-1 / Les matériaux de l'optique guidée.....	1
I-2 / Les guides optiques diélectriques	2
I-2-1 / Les guides optiques en oxyde et nitrure de silicium	2
I 4-2 / Les guides optiques en polymère.....	5
I-4 / Conclusion.....	8
Références.....	8

I-1 / Les matériaux de l'optique guidée

Le choix du matériau utilisé pour fabriquer les guides optiques est généralement étroitement lié à l'application envisagée.

Dans le cas d'interconnexions optiques entre puces ou sur circuits imprimés, les matériaux diélectriques semblent les plus appropriés. En optique ou optoélectronique intégrée, par contre, le choix se tourne, à priori, vers le matériau semiconducteur, III-V principalement. De nombreuses réalisations de dispositifs ont montré les possibilités de ce matériau. La fabrication de modulateurs ou de commutateurs en semiconducteur ne pose aucun problème puisque la partie active du circuit fait partie intégrante du guide optique. Dans le cas où le circuit ne nécessite que l'effet électrooptique, les dispositifs en niobate de lithium (LiNbO_3) sont couramment utilisés (Voges E., 1987). L'intégration de guides optiques avec des composants optoélectroniques semiconducteurs (émetteurs ou récepteurs) nécessite cependant des complications technologiques importantes dans la mesure où l'on doit retrouver, sur le même plan du circuit des matériaux transparents (guide) et non transparents (émetteur, récepteur), c'est-à-dire des matériaux de gaps différents. Dans ce cas, il faut avoir recours à des techniques de reprises d'épitaxies (Remiens D., 1990) ou de "croissances masquées" (Vermeire G., 1993).

Il existe une alternative intéressante qui consiste à utiliser des matériaux de types différents pour fabriquer les parties actives et passives du circuit. Les matériaux diélectriques peuvent, dans ce cas, être utilisés pour former les guides optiques, et les semiconducteurs pour former les éléments actifs (lasers, photodétecteurs). Le caractère amorphe des diélectriques leur donne une souplesse de dépôt très importante. Ils sont généralement utilisés, en microélectronique, pour passiver les circuits ou pour leurs bonnes propriétés diélectriques. Certains d'entre eux ont, en plus, des propriétés optiques qui en font de bons candidats pour la fabrication des guides optiques.

Le principal avantage de l'utilisation de guides optiques diélectriques en optique et optoélectronique intégrée réside dans la totale **séparation des fonctions optiques et des fonctions optoélectroniques et électroniques**. Les composants optoélectroniques et électroniques du circuit sont alors fabriqués sans prendre en compte les contraintes d'interconnexions optiques, et les guides sont déposés à la fin du processus de fabrication.

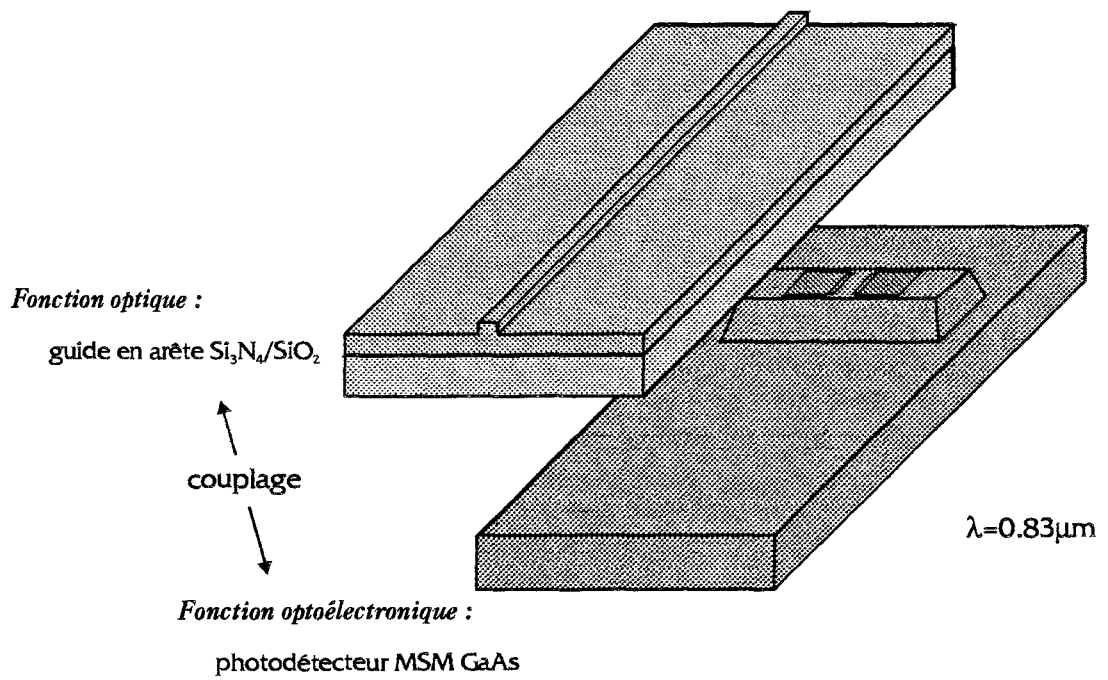


Fig.I-1 : Séparation entre les fonctions optiques et les fonctions optoélectroniques dans les circuits intégrés optoélectroniques par utilisation d'un guide optique diélectrique.

La Fig.I-1 met en évidence cette séparation de fonctions. Le circuit représenté, intégrant un guide optique diélectrique $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ et un photodétecteur GaAs de type Métal-Semiconducteur-Métal, a été fabriqué au laboratoire (Aboudou A., *Elect. Lett.*, 1992). Nous avons d'ailleurs contribué à la conception et à la caractérisation du circuit (Joannes L., 1992). Une description plus complète de ce composant, ainsi que ses performances, sont données au chapitre III. Au bas de la figure, la partie active du système comporte uniquement un photodétecteur mais rien n'empêche d'y associer des transistors, ou même des éléments d'adaptation d'impédance. Le laboratoire a d'ailleurs acquis, dans ce domaine, une grande expérience (Verrielle H., 1985; Decoster D., 1986; Hosseini Therani A., 1987; Aboulhouda S., 1991; Aboudou A., 1992; Maricot S., 1992).

Mise à part l'utilisation en interconnexions optiques, les matériaux diélectriques permettent aussi de fabriquer des circuits performants. Nous allons décrire succinctement les possibilités qu'offrent les guides diélectriques en les classant en deux catégories : les guides en oxyde et/ou nitrure de silicium; et les guides en polymère.

I-2 / Les guides optiques diélectriques

I-2-1 / Les guides optiques en oxyde et nitrure de silicium

L'oxyde de silicium (silice) et le nitrure de silicium (nitrure) sont des matériaux largement utilisés en microélectronique aussi bien dans la filière silicium que dans la filière III-V. Leur haute transparence, qui les rend adéquats pour des applications optiques dans le visible et le proche infrarouge, est connue depuis longtemps (Stutius W., 1977).

Il existe deux catégories de guides formés à base de silice (SiO_2) ou de nitrure de silicium (Si_3N_4) : les guides dont le matériau guidant est le nitrure et ceux dont la couche guidante est la silice dopée. On parlera dans chaque cas de guide nitrure/silice ou de guide en silice dopée (*high-silica*, en terminologie anglo-saxonne). Dans les deux cas, la gaine d'indice de réfraction plus faible est formée de silice.

Les deux catégories se particularisent par le contraste d'indice entre le coeur du guide et sa gaine. Le guide nitrure/silice, avec des indices de couches très différents (2.0 et 1.45 respectivement), nécessite une faible épaisseur de nitrure ($\approx 2000\text{\AA}$) pour garder une propagation monomode. Par contre, dans la filière silice dopée, l'augmentation d'indice de réfraction apportée par le dopant est très faible; cela permet d'obtenir des guides monomodes épais, compatibles avec les fibres optiques (Valette S., 1989).

Une filière intermédiaire est également apparue : l'oxynitrure de silicium (SiON). Son indice de réfraction peut varier continûment, en fonction de sa composition entre celui de la

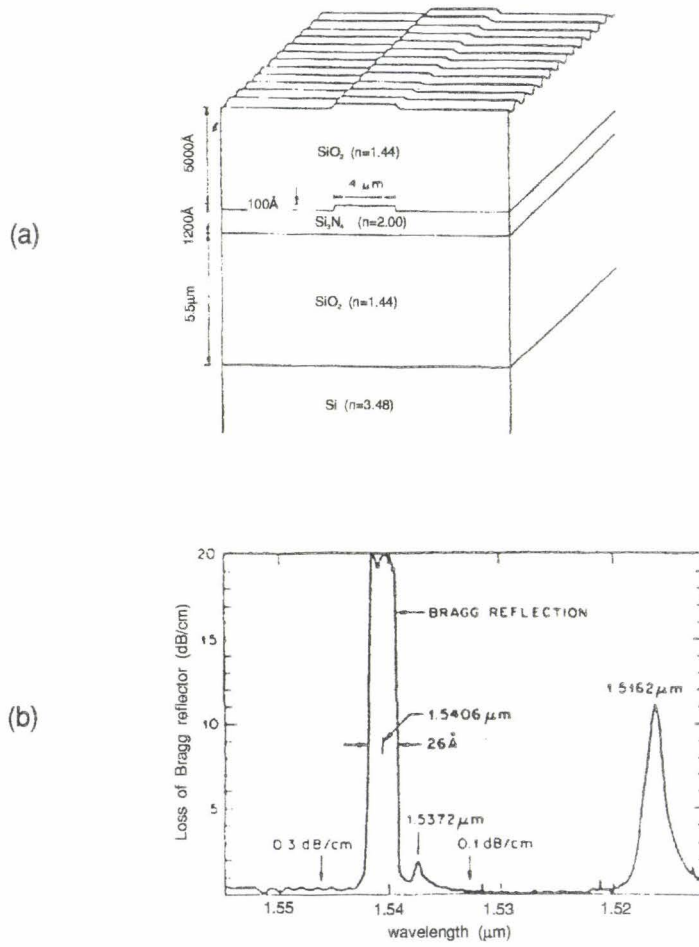


Fig.I-2 : Réflecteur de Bragg fabriqué sur un guide $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$: (a) schéma du guide (Lee H., 1988) et (b) pertes de propagation dans ce guide en fonction de la longueur d'onde (Lee H., 1987).

silice (1.45) et celui du nitrure (2.0). Il existe d'ailleurs une relation linéaire entre la composition et l'indice de réfraction de l'oxynitrure de silicium, ce qui les rend adaptés pour la fabrication de guides à gradient d'indice (Baak T., 1982). L'oxynitrure de silicium permet donc d'adapter l'épaisseur du guide nécessaire à une propagation monomode en fonction de l'application. Dans la mesure où l'on dispose d'un bâti de dépôt piloté par ordinateur, cette technique s'avère donc comme un bon compromis entre les deux premières (Lai Q., 1992).

Les filières se caractérisent également par leur technologie de fabrication. La silice peut être obtenue soit par oxydation sur silicium ou par dépôt CVD (*Chemical Vapour Deposition*) sur les autres substrats. Le nitrure et l'oxynitrure de silicium sont généralement obtenus par dépôt CVD (Sriram S., 1983), la silice dopée est souvent obtenue par hydrolyse à la flamme (*flame hydrolysis deposition*) (Takato N., 1986), parfois par pulvérisation (Sekine S., 1989). Le dépôt CVD se fait à une température relativement faible (300°C) comparativement au dépôt par hydrolyse à la flamme qui demande une température supérieure à 1000°C (Kawachi M., 1983).

Lors d'un dépôt par CVD, le matériau épouse tous les changements de niveau présents sur le substrat, en se déposant même sur les flancs verticaux. Cette technique de dépôt est donc adéquate pour passiver un circuit ou pour déposer des couches antireflets sur les flancs de composants.

Bien que les guides nitrure/silice aient été les premiers fabriqués et présentent très peu de pertes de propagation (Henry C., 1987), l'utilisation de ces guides reste assez difficile. La faible épaisseur de nitrure rend le couplage de la lumière peu efficace avec une fibre optique. En général, il faut avoir recours à des techniques de couplage par réseau ou par prisme, plus difficiles à mettre en oeuvre dans les systèmes de télécommunications.

Cependant, quelques réalisations ont été effectuées avec ces guides; entre autres, des réflecteurs de Bragg à réseau gravés directement sur le guide en arête (Fig.I-2), pour des applications en démultiplexage (Lee H., 1987).

Des circuits plus complexes ont également été fabriqués avec ces guides. Par exemple, un capteur interférométrique permettant de mesurer des déplacements d'objets jusqu'à 20cm. Ce circuit intégré a été fabriqué au LETI à Grenoble (Valette S., 1989)

L'oxynitrure de silicium, déposé par PECVD (*Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition*) permet de fabriquer des guides optiques avec des matériaux de faibles différences d'indices comprises entre $5 \cdot 10^{-3}$ et 0.5 (Lai Q., 1992). Le couplage optique avec une fibre est, alors, plus aisé. Cette filière prend une expansion considérable suite à la mise au point de bûts de dépôt performants, totalement contrôlés par ordinateur. Un dépôt optimisé permet de déposer des films dont l'indice de réfraction est connu avec une

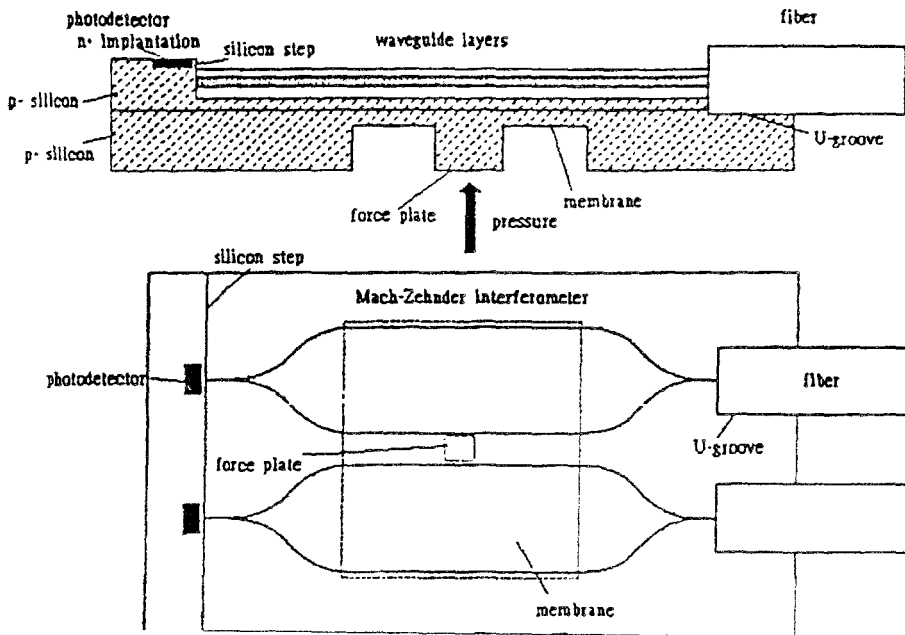


Fig.I-3 : Vue schématique du capteur de pression et de force fabriqué avec des guides optiques formés de silice et d'oxynitride de silicium (Fischer K., 1993).

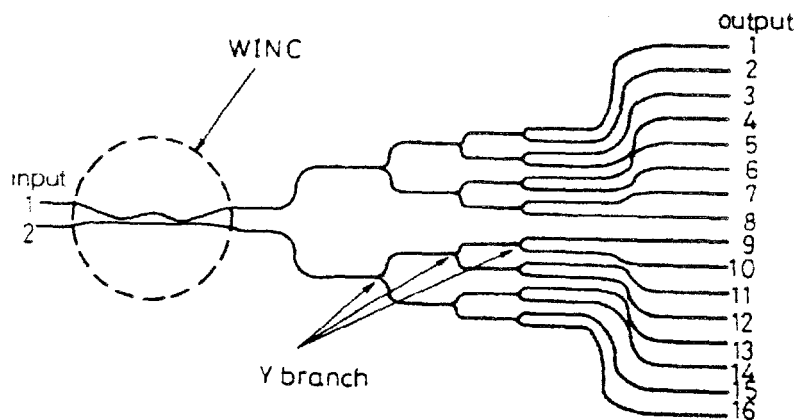


Fig.I-4 : Vue schématique d'un coupleur-diviseur 2x16 fabriqué en silice dopée, avec des jonctions Y (Hanafusa H., 1992).

précision de l'ordre de 0.001 (Peters D., 1990). En outre, le dépôt à faible température (300°C) rend la technologie de fabrication de ces guides compatible avec la microélectronique CMOS sur silicium (Voges E., 1993).

Ces guides paraissent très bien adaptés à la fabrication de capteurs de pression et de force (Fisher K., 1993). Dans ces dispositifs, une modification de pression ou de force est détectée par modification de l'état d'interférence en sortie d'un interféromètre de type Mach-Zehnder. Un des deux bras de l'interféromètre est déposé sur une membrane relativement flexible. Toute pression ou force appliquée sur cette membrane change le chemin optique que parcourt l'onde, modifiant de ce fait l'état d'interférence sur le photodétecteur (Fig.I-3).

Les potentialités de performances offertes par les guides en silice dopée dans les circuits intégrés optoélectroniques paraissent encore meilleures car le couplage avec une fibre optique se fait très efficacement. Des pertes de couplage aussi faibles que 0.5dB ont été rapportées (Yamada Y., 1984). Ces performances sont atteintes car un contraste d'indice entre les films diélectriques de moins de 1% est obtenu par l'addition d'un dopant dans la silice. Avec une géométrie de guide adaptée, le mode qui se propage dans le guide optique est très proche du mode guidé dans la fibre, d'où le peu de pertes de couplage. En outre, ces guides présentent de faibles pertes de propagation (<0.3dB/cm) (Yamada Y., 1984).

Ceci explique que beaucoup de circuits intégrés photoniques utilisent ces guides optiques. En utilisant un interféromètre Mach-Zehnder, des interrupteurs optiques thermiques (Takato N., 1988), des multiplexeurs/démultiplexeurs (Verbeek B., 1988) ont été fabriqués. Des guides plans peuvent également être utilisés. Un spectrographe avec un pouvoir de résolution de 4nm a, par exemple, été fabriqué à l'aide d'un seul guide plan (et d'un réseau gravé) (Clement P., 1992).

D'autres circuits intégrant des diviseurs de puissance ou/et des coupleurs NxN, pour des applications en télécommunication optique ont présenté des performances remarquables (Dragone C., 1989; Takahashi H., 1991, Hanafusa H., 1992). Donnons l'exemple d'un coupleur-diviseur 2x16 (Fig.I-4) qui permet de séparer la lumière venant d'une des deux entrées vers 16 guides de sortie (Hanafusa H., 1992). Ce circuit est formé de guides courbés et de jonctions Y assurant la division des faisceaux. Soulignons que la longueur importante du circuit (5.5cm) est principalement due à la taille des changements de direction.

La principale limitation provenant des guides silices réside dans le fait qu'il s'agit de **dispositifs passifs**. Même si l'on peut penser qu'un jour il sera possible de doper la silice à l'erbium, comme c'est le cas pour les fibres optiques, pour amplifier la lumière guidée, il faut

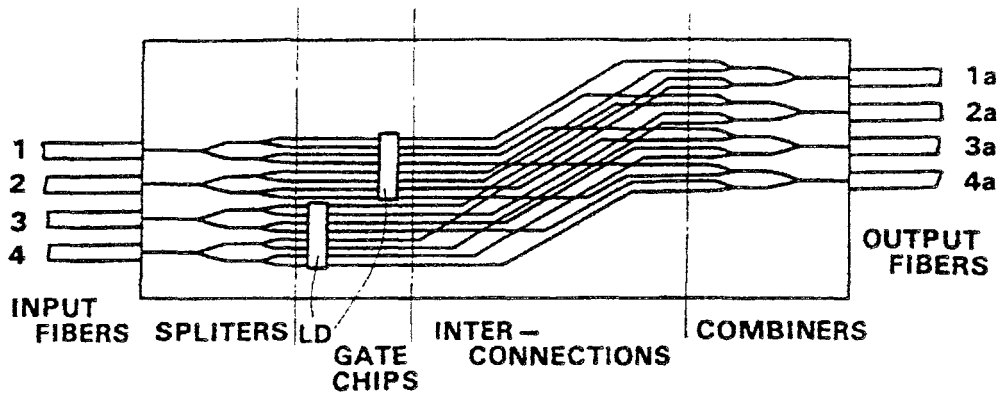


Fig.I-5 : Vue schématique d'une matrice de commutation 4x4 à portes optiques fabriquées à l'aide de guides en silice dopée et de diodes lasers intégrées de manière hybride (Yamada Y., 1988)

avoir recours à une intégration de guides silices ou SiON avec des composants actifs pour fabriquer des circuits complexes tels que commutateurs, modulateurs, interrupteurs de haute performance.

C'est ce qui a été effectué par Yamada et al. (Yamada Y., 1992) qui ont fabriqué une matrice de commutation 4x4 à portes optiques dont l'élément actif est composé de diodes lasers intégrées de manière hybride au circuit (Fig.I-5). Ce circuit possède une vitesse de commutation importante (400Mb/sec). Notons que des miroirs intégrés ont été utilisés pour réduire la taille des changements de direction.

Une autre possibilité de fabriquer des composants actifs à l'aide de matériaux diélectriques est d'utiliser des polymères.

I 4-2 / Les guides optiques en polymère

Contrairement aux matériaux inorganiques, que nous venons de citer, les polymères ont fait leur entrée assez tard en optique intégrée et en interconnexion optique.

Il faut dire que leur nécessité ne se faisait pas sentir auparavant, dans la mesure où les circuits intégrés optoélectroniques pouvaient être fabriqués en semiconducteurs III-V, qui permettent une intégration de composants actifs et passifs, ou en Niobate de Lithium (LiNbO_3) pour les circuits ne nécessitant que l'effet électrooptique. D'autre part, la maturité technologique en microélectronique ne nécessitait pas d'avoir recours à des interconnexions optiques.

Pourtant, les avantages offerts par l'utilisation de matériaux organiques sont multiples (Van Tomme E., 1991) :

1. contrairement aux semiconducteurs ou au niobate de lithium, ils peuvent être déposés facilement sur tout type de substrat;
2. déposés principalement par centrifugation, ils épousent tous les motifs en aplanissant et en remplissant les irrégularités du circuit;
3. des procédés technologiques tels que la photolithographie, les gravures sèches et humides, les métallisations sont possibles avec ce type de matériau. L'utilisation de polymères reste donc compatible avec la technologie des semiconducteurs et des circuits imprimés;
4. la flexibilité de manipulation chimique des polymères permet d'adapter le matériau pour une application donnée (interconnexion, activité électrooptique, génération d'harmoniques, non linéarité optique,...);
5. cette flexibilité permet également de contrôler l'indice de réfraction du matériau pour avoir des indices aussi proches que possible de celui des fibres optiques et des

différences d'indices très faibles. Il est ainsi possible d'optimiser le couplage avec une fibre optique;

6. enfin, la chimie des polymères étant encore en plein développement, la manipulation des chaînes moléculaires peut donner naissance à de nouveaux matériaux aux propriétés diverses. Ces matériaux ont donc la potentialité de pouvoir s'adapter à toutes les demandes.

Le développement de polymères optiques est toujours en cours. Il n'existe pas encore de matériaux organiques uniques adaptés pour toutes les applications. Il existe d'ailleurs plusieurs techniques de fabrication des guides optiques à l'aide de ces matériaux. Dans la plupart des cas, les polymères sont disponibles sous forme de solution et déposés sur le substrat voulu par centrifugation ou par trempage. A partir du film polymère, les procédés permettant d'obtenir un guidage latéral de la lumière sont multiples. Soit une gravure à travers un masque permet de définir un guide par élimination de matériau (Sullivan C., 1988). La fabrication de tels guides est compatible avec la formation de miroirs intégrés. Une autre possibilité consiste à profiter de la photosensibilité de certains polymères pour définir les guides par insolation aux rayons ultraviolets à travers un masque. Les zones photopolymérisées voient leur densité modifiée et il s'en suit généralement une augmentation de l'indice de réfraction (Tomlinson W., 1970). Une alternative consiste à ajouter un sensibilisateur au polymère qui se fixe aux chaînes organiques dans les zones insolées et qui se fait évaporer des autres zones par les traitements thermiques qui suivent. Cette technique porte le nom de '*photolocking*' (Chandross E., 1974).

Le **polymère** le plus populaire pour les applications en optique guidée est le PMMA (Polyméthyle méthacrylate). Par la suite, d'autres matériaux sont apparus : polystyrène, polycarbonate, polydiacétylène,...(Booth B., 1989). La description de ces polymères sort du cadre de ce travail. La plupart de ces matériaux sont ou peuvent être rendus électrooptiques mais se caractérisent par une mauvaise stabilité thermique et environnementale (Reuter R., 1988). Dans certaines applications, il s'agit de limitations sévères si l'on considère l'utilisation de polymères en optoélectronique intégrée ou en interconnexion optique où les traitements thermiques du circuit pendant sa fabrication ou son utilisation sont inévitables (Reuter R., 1988).

Il existe des polymères stables à haute température : il s'agit des **polyimides**. Ils sont d'ailleurs utilisés en microélectronique pour passiver les circuits, ou comme matériaux à faibles constantes diélectriques. De nombreuses réalisations de systèmes comprenant des guides optiques en polyimides ont été rapportées (Franke H., SPIE 651, 1986; Franke H., SPIE 682, 1986). Le chapitre III est consacré, en partie, à la description des méthodes de

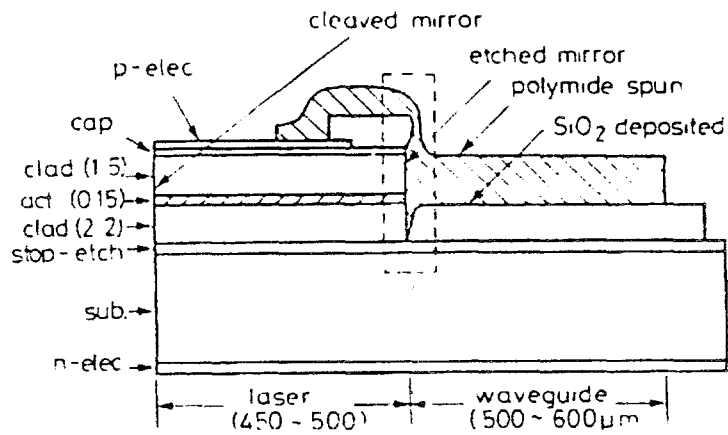


Fig.I-6 : Vue descriptive de la réalisation d'une intégration monolithique d'un guide optique polyimide et d'une diode laser (Furuya K., 1982).

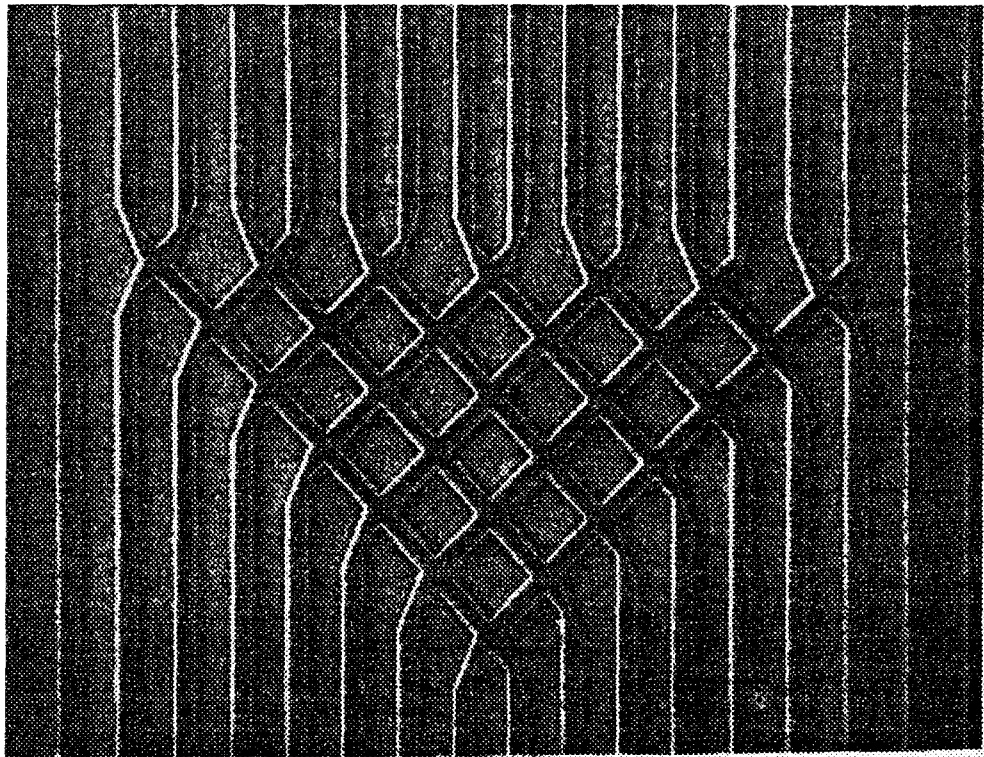


Fig.I-7 : Photographie d'une partie du circuit fabriqué par C.T. SULLIVAN en polyimide. Ce circuit permet d'effectuer certaines opérations de traitements parallèles d'informations. On y aperçoit des guides de 16 μm de largeur (multimodes) espacés de 25 μm , des miroirs à 45° et des intersections. Les pertes ont été évaluées à 0.15dB pour les miroirs et 0.03dB par croisement (Sullivan C., 1988).

mise en oeuvre de ces polyimides. Nous y décrivons quelques résultats de fabrication de guides optiques entièrement formés de polyimides.

En optique intégrée, le développement des matériaux organiques électrooptiques performants permet de concurrencer les circuits commerciaux fabriqués en niobate de lithium. A l'aide d'une technique d'orientation des chaînes organiques dans un champ électrique élevé (*'poling'*), le matériau est rendu non-linéaire. Des modulateurs d'intensité de type Mach-Zehnder avec des fréquences de fonctionnement allant jusqu'à 20GHz et même 40GHz ont été démontrés (Girton D., 1991; Teng C., 1992).

D'autre part, de nombreuses recherches concernant les effets non-linéaires du troisième ordre (Westland D., 1991) ou même l'utilisation de polymères pour fabriquer des interrupteurs 'tout optique' (Sottini S., 1994) sont en cours.

A l'intérieur d'un circuit optoélectronique, un guide optique diélectrique peut être intégré monolithiquement aux composants actifs (laser, détecteurs, amplificateurs,...). La faisabilité d'une telle intégration a été démontrée (Furuya K., 1982; Christensen D., 1987; Van Daele P., 1989). Des couplages entre une diode laser et un guide optique aussi bon que 80% ont été obtenus (Furuya K., 1982). La Fig.I-6 reprend une vue schématique du dispositif réalisé. Une face miroir du laser est obtenue par gravure, ensuite une couche d'isolation optique de SiO₂ est déposée avant d'étendre du polyimide pour former le coeur du guide optique. Le succès de cette démonstration est en grande partie dû à la manière de déposer le polyimide (centrifugation), qui remplit les espaces et forme une espèce d'entonnoir en début de guide et facilite le couplage de la lumière du laser au guide. Ainsi, on peut envisager la fabrication de circuits monolithiques du type de celui fabriqué de manière hybride par Yamada Y. (Yamada Y., 1992).

Au niveau des interconnexions optiques, les matériaux organiques sont utilisés pour effectuer des liaisons optiques soit entre circuits, soit sur les circuits imprimés ou entre ces circuits imprimés.

En effet, le dépôt par centrifugation et les techniques de définition des guides optiques, entre autres par gravure, sont entièrement compatibles avec la technologie des circuits imprimés. Des interconnexions optiques à faibles pertes (0.5dB/cm) ont été fabriquées en polyimide. Un coupleur 1024x1024, spécialisé pour des applications en calcul optique parallèle (*'shuffle'*) a été fabriqué. Ce dispositif dont une photographie est reprise sur la Fig.I-7, contient d'ailleurs des miroirs intégrés à très faibles pertes (0.4dB pour un changement de direction de 90°) (Sullivan C., 1988).

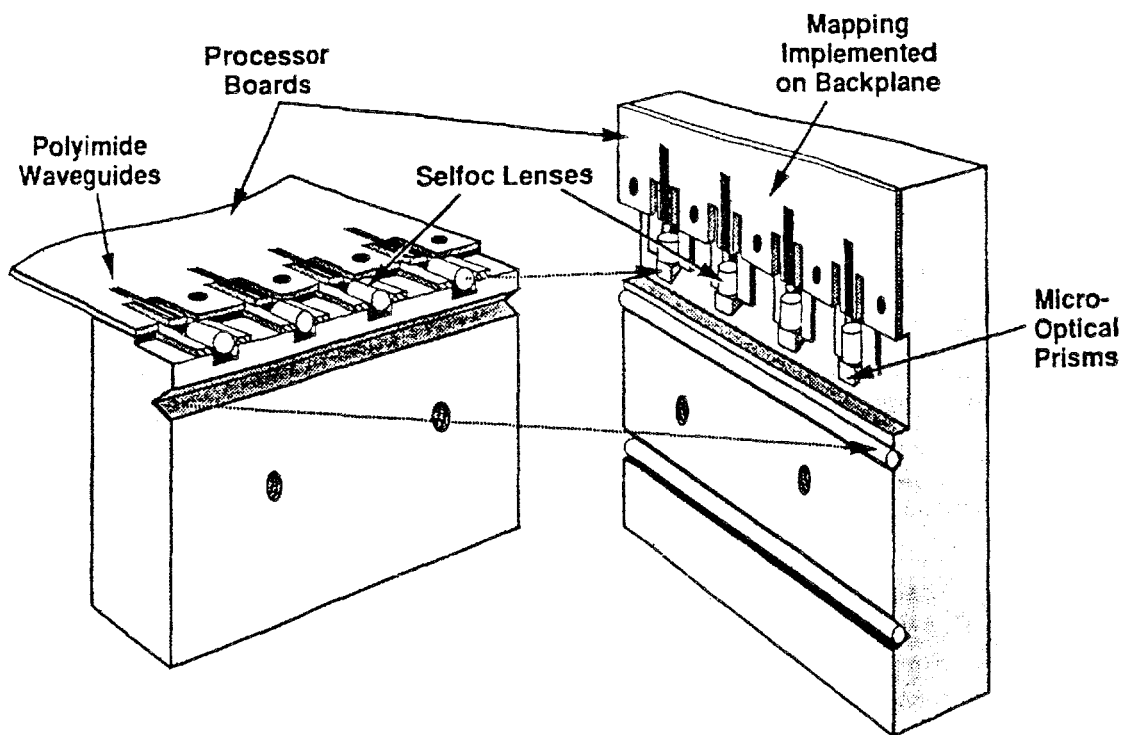


Fig.I-8 : Vue descriptive d'une interconnexion optique entre deux circuits imprimés à l'aide de micro-prismes (Bristow J., 1989).

L'utilisation de guides polyimides a même été proposée pour réaliser des interconnexions entre circuits imprimés (Fig.I-8). Des micro-prismes assurent le couplage entre les différentes cartes du système (Bristow J., 1989).

I-4 / Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit les possibilités d'utiliser les guides optiques diélectriques pour réaliser les interconnexions optiques et pour fabriquer des composants d'optique intégrée performants. Nous avons montré que leur utilisation permettait de séparer totalement les fonctions optiques des fonctions électroniques et optoélectroniques, et que ces matériaux sont compatibles avec les technologies de microélectronique et de circuits imprimés.

Les meilleurs résultats de fabrication de guides diélectriques, organiques ou non, ont déjà montré d'excellentes performances : faibles pertes de propagation, faibles pertes de couplage à une fibre optique, forte non-linéarité (matériau organique seulement),...

Nous gardons, cependant, à l'esprit que la technologie des matériaux organiques est toujours en pleine expansion et, comme nous le montrerons au chapitre III, la mise en oeuvre de ces matériaux n'est pas aisée.

Références

- ABOUDOU A., GOUTAIN E., VILCOT J.P., FRANCOIS M., JOANNES L., DECOSTER D., Monolithic integration of GaAs MSM photodetector and SiO₂/Si₃N₄ dielectric optical waveguide, *Elect. Lett.*, 28(1), pp.52-53 (1992).
- ABOUDOU A., VILCOT J.P., DANNEVILLE F., DECOSTER D., DELHAYE E., BOISSENOT P., VARIN. C., DESCHAMPS F., LECURU I., GaAlAs/GaAs planar photoconductors and MSM photodetectors monolithically integrated with HIGFETs : application for optical clock distribution, *IEE Proc. Part J.*, 139(1), pp.83-87 (1992).
- ABOULHOUDA S., VILCOT J.P., RAZEGHI M., DECOSTER D., FRANCOIS M., MARICOT S. & ABOUDOU A., III-V monolithic resonant photoreceiver using local epitaxy and large lattice mismatch material, *Micro. Opt. Tech. Lett.*, 4(6), pp.217-219 (1991).
- BAAK T., Silicon oxynitride; a material for GRIN optics, *Appl. Opt.*, 21(6), pp.1069-1072 (1982).
- BOOTH B.L., Low loss channel waveguides in polymers, *Journ. Light Tech.*, 7(10), pp.445-453 (1989).
- BRISTOW J.P.G., SULLIVAN C.T., GUHA A., EHRAMJIAN J., HUSAIN A., Polymer waveguide-based optical backplane for fine-grained computing, *Proc. SPIE*, 1178, pp.103-114 (1989).
- CHANDROSS E.A. & PRYDE C.A., Photolocking - a new technique for fabricating optical waveguide circuits, *Appl. Phys. Lett.*, 24(2), pp.72-74 (1974).
- CHRISTENSEN D.A., Plasma-etched polymer waveguides for intrachip optical interconnects, *Proc SPIE*, 836, pp.359-363 (1987).
- CLEMENT P.C., MARZ R., REICHELT A., SCHNEIDER H.W., Flat-field spectrograph in SiO₂/Si, *Photon. Tech. Lett.*, 4(8), pp.886-887 (1992).

- DECOSTER D., VILCOT J.P., CONSTANT M., RAMDANI J., VERRIELLE H. & VANDREMEERSCH J., Planar monolithic integration of a GaAs photoconductor and a GaAs FET, *Elect. Lett.*, 22(4), pp.193-195 (1986).
- DRAGONE C., HENRY C.H., KAMINOW I.P. & KISTLER R.C., Efficient multichannel integrated optics star coupler on silicon, *Photon. Tech. Lett.*, 1(8), pp.241-243 (1989).
- FISCHER K., SURHELLE D., HOFFMAN R., WASSE F. & MULLER J., Fully integrated optical force and pressure sensor based on SiON layers, *Proc. ECOC*, pp.12.7-12.9 (1993).
- FRANKE H., Polyimide lightguides, dans *Polymers for lightwave and intrgrated optics : technology and applications*, édité par L.A. HORNAK, M. DEKKER : New:York (1992).
- FRANKE H., & CROW J.D., Optical waveguiding in polyimide, *Proc SPIE*, 651, pp.102-107 (1986).
- FRANKE H., KNABKE G. & REUTER R., Optical waveguiding in polyimide II, *Proc SPIE*, 682, pp.191-195 (1986).
- FURUYA K., MILLER B.I., COLDREN L.A., HOWARD R.E., Novel deposit/spin waveguide interconnection (DSWI) technique for semiconductor integrated optics, *Elect. Lett.*, 18(5), pp.204-205 (1982).
- GIRTON D.G., KWIATKOWSKI S.L., LIPSCOMB G.F. & LYTEL R.S., 20GHz electro-optic polymer mach-zehnder modulator, *Appl. Phys. Lett.*, 58(16), pp.1730-1732 (1991).
- HANAFUSA H., TAKATO N., HANAWA F., OGUCHI T., SUDA H. & OHMORI Y., Wavelength-insensitive 2x16 optical splitters developed using planar lightwave circuit technology, *Elect. Lett.*, 28(7), pp.644-645 (1992).
- HENRY C.H., KAZARINOV R.F., LEE H.J., ORLOWSKY K.J. & KATZ L.E., Low loss Si₃N₄/SiO₂ optical waveguide on Si, *Appl. Opt.*, 26(13), pp.2621-2624 (1987).
- HOSSEINI THERANI A., DECOSTER D., VILCOT J.P., RAZEGHI M., Monolithic integrated photoreceiver for 1.3-1.55mm wavelengths : association of a schottky photodiode and a FET on GaInP/GaInAs heteroepitaxy, *Journ. Appl. Phys.*, 64(4), pp.2215-2218 (1987).
- JOANNES L., ABOUDOU A., VILCOT J.P., FRANCOIS M., GOUTAIN E., DECOSTER D., A GaAs MSM photodetector monolithically integrated with a SiO₂/Si₃N₄ dielectric optical waveguide, *Proc. Symp. on Logic and Fonctionnal Devices for Photonics and SOTAPOCS XVII*, The Electrochemical Society, Pennington, 93-10, pp.65-71 (1993).
- KAWACHI M., YASU M. & KOBAYASHI M., Flame hydrolysis of SiO₂-TiO₂ glass planar optical waveguide on silicon, *Jpn. Journ. Appl. Phys.*, 22(12), p.1932 (1983).
- LAI Q., GU J.S., SMIT M.K. & MELCHIOR H., Simple technologies for fabrication of low-loss silica waveguides, *Elect. Lett.*, 28(11), pp.100-1001 (1992).
- LEE H.J., HENRY C.H., KAZARINOV R.F. & ORLOWSKY K.J., Low loss bragg reflectors on SiO₂/Si₃N₄/SiO₂ rib waveguides, *Appl. Opt.*, 26(13), pp.2618-2620 (1987).
- LEE H.J., Techniques of fabricating bragg reflectors on SiO₂/Si₃N₄/SiO₂ rib waveguides on Si, *Appl. Opt.*, 27(6), pp.1199-1002 (1988).
- MARICOT S., VILCOT J.P., DECOSTER D., RENAUD J.C., RONDI D., HIRTZ P., BLONDEAU R., DE CREMOUX B., Monolithic integration of optoelectronic devices with reactive matching networks for microwave applications, *Photon. Tech. Lett.*, 4(11), pp.1248-1250 (1992).
- PETERS D. & MÜLLER J., Integrated optical devices with silicon oxynitride prepared by PECVD on Si and GaAs substrates, *Proc. SPIE*, 1362, pp.338-349 (1990).
- REMIENS D., HORNING V., ROSE B. & ROBEIN D., Buried ridge stripe lasers monolithically integrated with butt-coupled passive waveguides for OEIC, *Proc SPIE*, 1362, pp.323-330 (1990).
- REUTER R., FRANKE H. & FEGER C., Evaluating polyimides as lightguide materials, *Appl. Opt.*, 27(21), pp.4565-4571 (1988).
- SEKINE S., SHUTO K. & SUZUKI S., Low-loss, high-Δ, single-mode channel waveguide for high-density integrated optical devices, *Elect. Lett.*, 25(23), pp.1573-1574 (1989).
- SOTTINI S., Polymer integrated optics for all-optical devices, *Proc SPIE 2212*, à paraître (1994).

- STUTIUS W. & STREIFER W., Silicon nitride films on silicon for optical waveguides, *Appl. Opt.*, 16(12), pp. 3218-3222 (1977).
- SRIRAM S., PARTLOW W.D. & LIU C.S., Low-loss optical waveguide using plasma deposited silicon nitride, *Appl. Opt.*, 22(23), pp. 3664-3665 (1983).
- SULLIVAN C.T., Optical waveguide circuits for printed wire-board interconnections, *Proc. SPIE*, 994, pp.92-100 (1988).
- TAKAHASHI H., OHMORI Y. & KAWACHI M., Design and fabrication of silica-based integrated optic 1x128 power splitter, *Elet. Lett.*, 27(23), pp.2131-2132 (1991).
- TAKATO N., YASU M. & KAWACHI M., Low-loss high-silica single-mode channel waveguides, *Elect. Lett.*, 22(6), pp.321-322 (1986).
- TAKATO N., JINGUJI K., YASU M., TOBA H. & KAWACHI M., Silica-based single-mode waveguides on silicon and their application to guided-wave optical interferometers, *Journ. Light Tech.*, 6(6), pp.1003-1009 (1988).
- TENG C.C., Traveling-wave polymeric optical intensity modulator with more than 40GHz of 3-dB electrical bandwidth, *Appl. Phys. Lett.*, 60(13), pp.1538-1540 (1992).
- TOMLINSON W.J., KAMINOV I.P., CHANDROSS E.A., FORK R.L. & SILFVAST T., Photoinduced index increase increase in poly(methylmethacrylate) and its applications, *Appl. Phys. Lett.*, 16(12), pp.486-489 (1970).
- VALETTE S., JADOT J.P., GIDON P., RENARD S., FOURNIER A., GROUILLET A.M., DENIS H., PHILIPPE P. & DESGRANGES E., Si-based integrated optics technologies, *Solid. State Tech.*, pp.69-75 (Feb 1989).
- VAN DAELE P., VAN TOMME E., VAN ACKERE M., LOOTENS D., BAETS R., DEMEESTER P., MÖHLMANN G.R. & WREESMAN C.T.J., Monolithic integration of a GaAs/AlGaAs laser diode and a polymeric channel waveguide, *Proc. ECOC*, p. PDB-4 (1989).
- VAN TOMME E., VAN DAELE P.P., BAETS R.G. & LAGASSE P.E., Integrated optics devices based on nonlinear optical polymers, *Journ. Quant. Elect.*, 27(3), pp.778-787 (1991).
- VERBEEK B.H., HENRY C.H., OLSSON N.A., ORLOWSKY K.J., KAZARINOV R.F. & JOHNSON B.H., Integrated four-channel mach-zehnder multi/demultiplexer fabricated with phosphorous doped SiO₂ waveguides on Si, *Journ. Light Tech.*, 6(6), pp.1011-1015 (1988).
- VERMEIRE G., COUDENYS G., MOERMAN I., ZHU Y., BUYENS L., EECKHOUT C., VANDAELE P., DEMEESTER P., Photonic integrations using shadow masked growth, *Proc. Symp. on Logic and Fonctionnal Devices for Photonics and SOTAPOCS XVII*, The Electrochemical Society, Pennington, 93-10, pp.154-168 (1993).
- VERRIELE H., MARICOT S., CONSTANT M., RAMDANI J. & DECOSTER D., Planar monolithic of a schottky photodiode and a GaAs FET for 0.8µm wavelength applications, *Elect. Lett.*, 21(19), pp.878-879 (1985).
- VOGES E. & NEYER A., Integrated-optics devices on LiNbO₃ for optical communication, *Journ. Light Tech.*, 5(9), pp.1229-1238 (1987).
- VOGES E., BEZZAOUL H. & HOFFMAN M., Integrated optics and microstructures on silicon, *Proc. ECOC*, pp.12.4-12.6 (1993).
- WESTLAND D.J., SKARDA V., BLAU W. & COSTA L., Degenerate four wave mixing in polydiacetylene waveguides, *Elect. Lett.*, 27(15), pp.1327-1329 (1991).
- YAMADA Y., KAWACHI M., YASU M. & KOBAYASHI M., Optical-fibre coupling to high-silica channel waveguides with fibre-guiding grooves, *Elect. Lett.*, 20(8), pp.313-314 (1984).
- YAMADA Y., TERUI H., OHMORI Y., YAMADA M., HIMONO A. & KOBAYASHI M., Hybrid-integrated 4x4 optical gate matrix switch using silica-based optical waveguides and LD array chips, *Journ. Light Tech.*, 10(3), pp.383-390 (1992).

CHAPITRE

II

Etude de la propagation guidée

II-1 / Introduction.....	1
II-2 / Equations d'ondes vectorielles.....	1
II-3 / Propagation dans un guide optique à géométrie fixe.....	3
II-3-1 / Equations caractéristiques de propagation et profils de champ.....	5
II-3-2 / Le guide optique tridimensionnel.....	7
II-3-3 / Exemple de conception d'un guide optique.....	9
II-4 / Propagation dans un guide à géométrie variable : méthode des faisceaux propagés.....	11
II-4-1 / Concepts généraux.....	11
a. Présentation.....	11
b. Approximations.....	11
c. Différentes méthodes.....	12
d. Choix d'une méthode.....	13
II-4-2 / Dédution des équations de propagation dans un guide plan sous les approximations scalaires et paraxiales.....	14
a. Onde TE.....	14
b. Onde TM.....	15
II-4-3 / Mise en oeuvre de la méthode 2D-FD-BPM.....	16
a. Schéma des différences finies.....	16
b. Description du logiciel.....	17
c. Mise à l'épreuve du logiciel.....	17
1. Conservation du profil de champ.....	18
2. Evolution de la phase du champ calculé.....	18
II-4-4 / Exemples d'applications de la BPM.....	20
Conclusion.....	20
Références.....	22

II-1 / Introduction

Dans ce chapitre, nous décrivons les outils de modélisation nécessaires à l'étude de la propagation guidée et des circuits d'optique intégrée. La Fig.II-1 décrit le plan général du chapitre.

Partant des équations MAXWELL, nous déduisons les équations caractéristiques des modes de propagation dans les guides plans à géométrie invariante. Nous appliquons la résolution de ces équations à la conception d'un guide optique.

Ensuite, nous montrons comment passer à une étude de la propagation guidée dans un guide à géométrie variable avec une méthode des faisceaux propagés -BPM ou Beam Propagation Method-. Après une mise en place d'une telle simulation, nous montrons quelques applications de cette méthode universelle dans la conception et la modélisation de circuits optiques et optoélectroniques.

II-2 / Equations d'ondes vectorielles

Les propriétés optiques des matériaux se déduisent de l'étude de la propagation des ondes électromagnétiques dans ces milieux. Celle-ci se fait à l'aide des équations de MAXWELL (Born M., 1959) :

$$\vec{\nabla}_x \bar{E}(r,t) = -\frac{\partial \bar{B}(r,t)}{\partial t} \quad (1)$$

$$\vec{\nabla}_x \bar{H}(r,t) = \frac{\partial \bar{D}(r,t)}{\partial t} + \bar{J}(r,t) \quad (2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \bar{D}(r,t) = \rho(r,t) \quad (3)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \bar{B}(r,t) = 0 \quad (4)$$

dans ces équations \bar{E} et \bar{H} représentent respectivement les champs électrique et magnétique, \bar{D} et \bar{B} les inductions électrique et magnétique, \bar{J} et ρ sont les densités de courant et de charge du milieu. $r(x,y,z)$ est la position dans l'espace et t le temps.

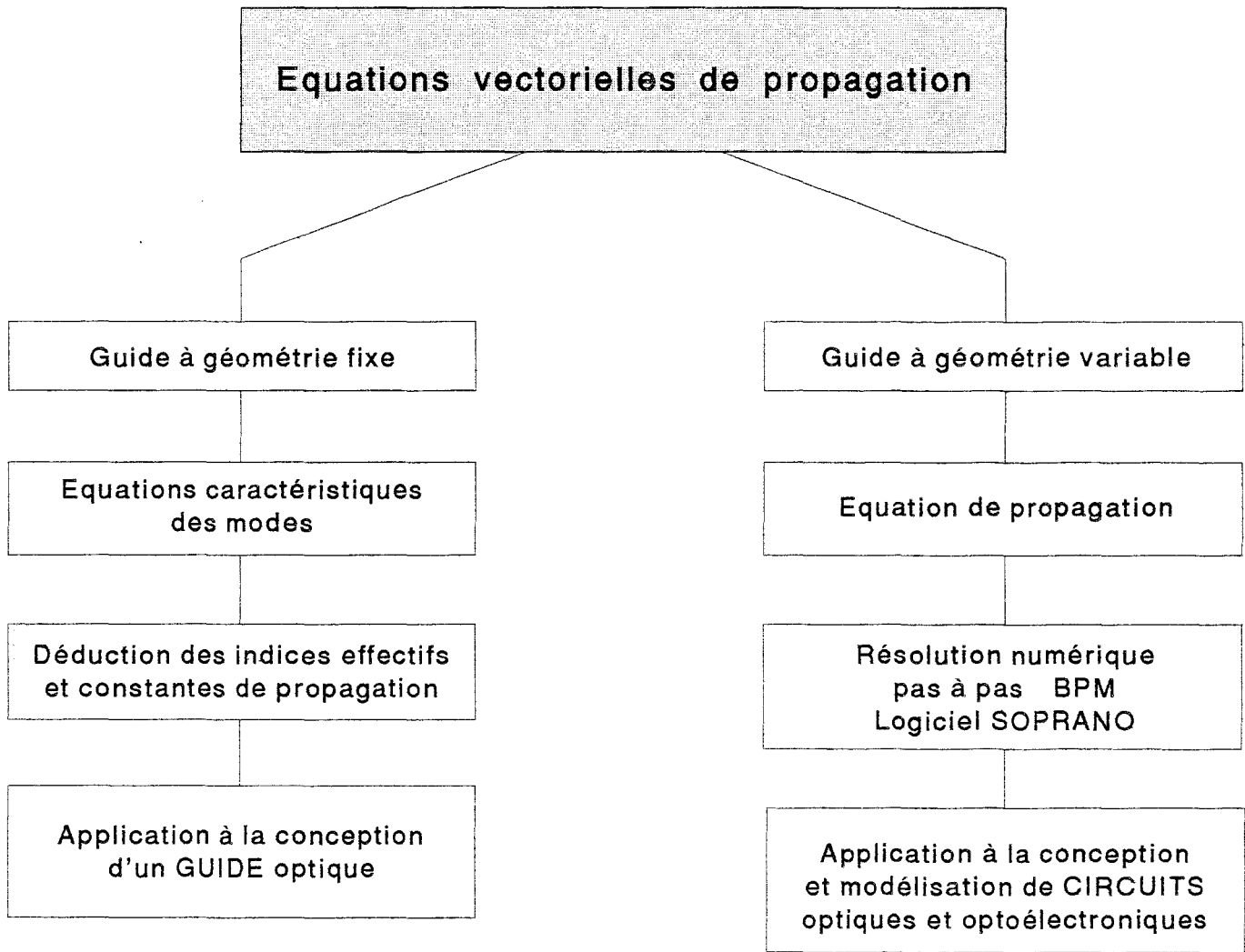


Fig.II-1 : Organisation générale du chapitre II.

La perméabilité magnétique $\mu(\mathbf{r})$ du milieu et la permittivité $\varepsilon(\mathbf{r})$ du milieu relient champs et inductions :

$$\vec{B}(\mathbf{r},t) = \mu(\mathbf{r})\vec{H}(\mathbf{r},t) \quad (5)$$

$$\vec{D}(\mathbf{r},t) = \varepsilon(\mathbf{r})\vec{E}(\mathbf{r},t) \quad (6)$$

Dans notre étude, nous considérons des milieux diélectriques (non-magnétiques $\mu(\mathbf{r}) = \mu_0$, avec μ_0 la perméabilité du vide, électriquement neutres $\rho(\mathbf{r},t) = 0$ et isolants $\vec{J}(\mathbf{r},t) = 0$).

Afin de simplifier la résolution des équations de MAXWELL, nous séparons la dépendance temporelle de la dépendance spatiale en décomposant les champs en harmoniques. Nous considérons, alors, une onde électromagnétique monochromatique de pulsation ω qui se propage dans le milieu. La dépendance temporelle des champs est en $\exp(j\omega t)$ et les équations de MAXWELL deviennent :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(\mathbf{r}) = -j\omega\mu_0 \vec{H}(\mathbf{r}) \quad (7)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(\mathbf{r}) = j\omega \varepsilon(\mathbf{r})\vec{E}(\mathbf{r}) \quad (8)$$

$$\vec{\nabla} \cdot (\varepsilon(\mathbf{r})\vec{E}(\mathbf{r})) = 0 \quad (9)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H}(\mathbf{r}) = 0 \quad (10)$$

La permittivité du milieu est le produit de la permittivité du vide et la permittivité relative du milieu :

$$\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon_0 \varepsilon_r(\mathbf{r}) \quad (11)$$

Les équations (7-10) peuvent se réécrire en séparant les champs électrique et magnétique. Nous obtenons, ainsi, deux équations auxquelles nous ferons référence, par la suite, comme **les équations d'ondes vectorielles** décrivant la propagation d'ondes électromagnétiques dans un milieu diélectrique :

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E}(\mathbf{r}) + \vec{\nabla} \left(\frac{\vec{\nabla} \varepsilon_r(\mathbf{r})}{\varepsilon_r(\mathbf{r})} \vec{E}(\mathbf{r}) \right) + k_0^2 \varepsilon_r(\mathbf{r}) \vec{E}(\mathbf{r}) = 0 \quad (12)$$

$$\vec{\nabla}^2 \vec{H}(\mathbf{r}) + \frac{\vec{\nabla} \varepsilon_r(\mathbf{r})}{\varepsilon_r(\mathbf{r})} \times (\vec{\nabla} \times \vec{H}(\mathbf{r})) + k_0^2 \varepsilon_r(\mathbf{r}) \vec{H}(\mathbf{r}) = 0 \quad (13)$$

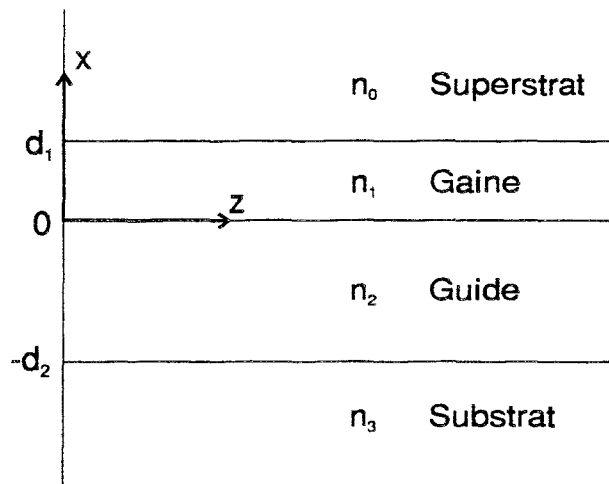


Fig.II-2 : Guide optique plan : définition du système de coordonnées.

k_0 est le vecteur d'onde associé à une propagation dans le vide (c'est aussi la constante de propagation dans le vide) et est relié à la longueur d'onde λ_0 de l'onde électromagnétique dans le vide par :

$$k_0 = \sqrt{\omega^2 \epsilon_0 \mu_0} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad (14)$$

II-3 / Propagation dans un guide optique à géométrie fixe

D'une manière générale, le guide optique plan est composé d'un minimum de trois matériaux différents - de propriétés optiques différentes -. Le guide optique plan peut s'étudier en considérant la propagation indépendante d'une onde électromagnétique dans chaque milieu qui forme le guide; l'application de conditions limites aux interfaces entre les milieux différents permettra, alors, de prendre en compte la complexité de la structure.

Nous considérons le guide optique plan formé de **quatre milieux diélectriques homogènes d'indices de réfraction** n_0, n_1, n_2, n_3 (Fig.II-2). Nous considérons une propagation par réflexion totale dans le film d'indice n_2 . Nous avons donc :

$$n_2 > \max(n_1, n_3) \text{ et } n_0 \leq n_1 \quad (15)$$

c'est-à-dire, l'indice de réfraction de la couche guidante doit-être supérieur aux indices des autres couches. Cette condition nécessaire de guidage ne fait pas apparaître le caractère modal de la propagation des ondes électromagnétiques dans le guide optique. Pour le faire apparaître, il faut résoudre les équations de propagation déduites des équations d'ondes vectorielles. Nous nous limiterons à la résolution de l'équation décrivant le comportement des ondes TE. Dans ce cas, seules les composantes (E_y, H_x, H_z) sont non nulles, le cas de l'onde TM pour laquelle les composantes (H_y, E_x, E_z) sont non nulles se traite de la même manière.

Dans des milieux homogènes, l'équation (12) devient

$$\bar{\nabla} \bar{E}(r) + k_0^2 n_i^2 \bar{E}(r) = 0 \quad (16)$$

qui est l'équation homogène de HELMOLTZ. $i=0,1,2,3$ dénote le milieu qui forme le guide optique plan. On peut déduire, de (13), une équation du même type pour le champ magnétique \bar{H} . Pour des raisons de commodité, nous avons considéré **les indices de réfraction** n_i des milieux à la place de leur permittivité ϵ_r^i . Ces deux entités sont reliées par la relation :

$$n_i^2 = \epsilon_r^i \quad (17)$$

Les solutions de ces équations sont des ondes planes : $\vec{E}(r) = \vec{E}_0(r) \exp(-j\beta_i r)$ où β_i est le vecteur d'onde et doit vérifier la relation de dispersion $\beta_i^2 = k_0^2 n_i^2$.

L'étude de la propagation dans la structure plane se fait en résolvant simultanément les quatre équations déduites de (16).

Nous considérons une propagation suivant l'axe z , et le plan du guide est perpendiculaire à la direction x (Fig.II-2) -le guide optique est uniforme dans la direction y - . Dans ce cas, le champ électrique décrivant le mode de propagation TE s'écrit :

$$\vec{E}(r) = E_y(x, z) = E_y(x) \exp(-j\beta z) \quad (18)$$

où β est la constante de propagation de l'onde guidée dans la structure.

L'équation d'Helmoltz devient alors :

$$\frac{\partial^2 E_y(x)}{\partial x^2} + (k_0^2 n_i^2 - \beta^2) E_y(x) = 0 \quad (19)$$

pour $i=0,1,2,3$ correspondant aux quatre milieux.

NB : la connaissance de la composante transverse du champ électromagnétique est suffisante car les autres composantes en dépendent (Nishihara et al. 1989). Dans le cas des ondes TE, la connaissance de $E_y(x)$ est donc suffisante.

Les solutions des équations (19) dépendent du signe des quantités $(k_0^2 n_i^2 - \beta^2)$: elles sont sinusoïdales ou exponentielles suivant que cette quantité est positive ou négative. Pour avoir un **mode guidé**, il faut un champ sinusoïdal dans la couche guidante et exponentiel décroissant dans les couches situées de part et d'autre de cette dernière. Il y a, de cette manière, un confinement de l'onde optique dans la couche guidante.

Si nous définissons l'**indice effectif** de propagation de l'onde optique dans la structure comme le rapport :

$$n_e = \frac{\beta}{k_0}, \quad (20)$$

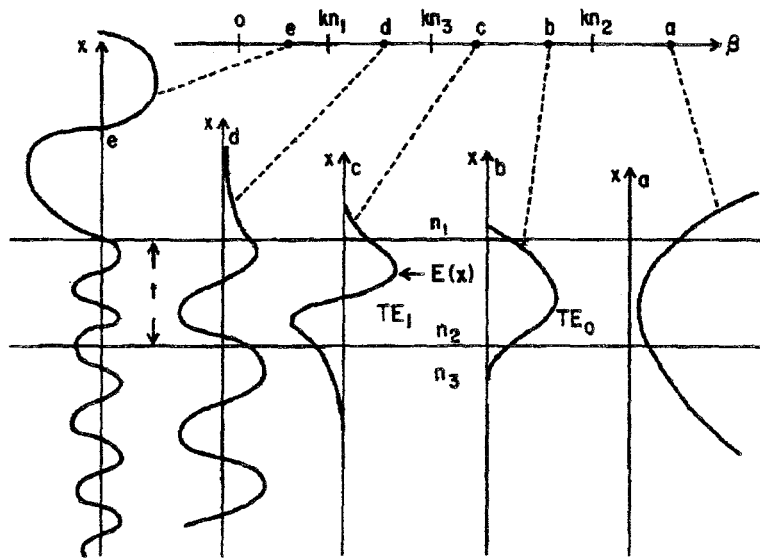


Fig.II-3 : Modes de propagation possibles dans un guide plan (voir texte) (Hunsperger R., 1985).

il apparait que la condition de guidage (15) équivaut à une condition sur l'indice effectif : celui-ci doit être compris entre l'indice de réfraction de la couche guidante et le plus grand des deux autres indices :

$$n_2 > n_e > n_3, \quad \text{si } n_3 \geq n_1 \quad (21)$$

La Fig.II-3. décrit les modes de propagation mathématiquement possibles dans un guide plan à trois couches uniquement. Le mode (a) est une solution non physique car le champ est exponentiel dans les trois régions. Les modes (b) et (c) sont des modes guidés, ce sont les modes TE_0 et TE_1 dont l'existence est fonction de l'épaisseur de la couche guidante. Le mode (d) appelé mode de substrat correspond à un champ exponentiel dans le superstrat et sinusoïdal dans les autres couches. Le mode (e) admet des solutions sinusoïdales dans les trois couches.

II-3-1 / Equations caractéristiques de propagation et profils de champ

Le caractère modal de la propagation guidée apparait lorsque l'on résoud les équations (19) et que l'on applique des conditions de continuité qui imposent des solutions physiques. Les champs électrique et magnétique doivent être continus; cela revient, dans le cas des ondes TE, à imposer la continuité du champ électrique et de sa dérivée.

La solution de l'équation (19) dépend du signe de la valeur $(n_i^2 - n_e^2)$ pour $i = 0, 1, 2, 3$. Nous savons que dans le guide, cette quantité est positive; dans ce cas, le champ électrique est sinusoïdal et décrit de manière générale par :

$$E_{y,2}(x) = A \exp(j\alpha x) + B \exp(-j\alpha x) \quad (22)$$

avec $\alpha^2 = k_0^2(n_2^2 - n_e^2)$. Par contre, dans les autres couches, la différence est négative. Les champs électriques s'écrivent alors :

$$E_{y,0}(x) = A' \exp(px) + B' \exp(-px) \quad (23)$$

$$E_{y,1}(x) = A'' \exp(qx) + B'' \exp(-qx) \quad (24)$$

$$E_{y,3}(x) = A''' \exp(rx) + B''' \exp(-rx) \quad (25)$$

avec $p^2 = k_0^2(n_e^2 - n_0^2)$, $q^2 = k_0^2(n_e^2 - n_1^2)$ et $r^2 = k_0^2(n_e^2 - n_3^2)$

Dans le substrat et le superstrat, le champ électrique doit s'annuler en s'écartant de la couche guidante, ce qui annule les constantes A' et A''' . D'autre part, en appliquant les conditions de continuité du champ électrique aux interfaces ainsi que celles de sa dérivée à

l'interface guide-substrat, nous obtenons l'expression analytique des champs électriques dans les quatre régions :

$$E_{y,0} = A_0 \exp[-p(x - d_1)] \quad (26)$$

$$E_{y,1}(x) = \frac{A_0}{2} \left\{ \left(1 - \frac{p}{q} \right) \exp(q(x - d_1)) + \left(1 + \frac{p}{q} \right) \exp(-q(x - d_1)) \right\} \quad (27)$$

$$E_{y,2}(x) = \frac{A_0}{2} \left\{ \begin{aligned} &\left(1 - \frac{p}{q} \right) \exp(-qd_1) \left(\cos(\alpha x) + \frac{q}{\alpha} \sin(\alpha x) \right) \\ &+ \left(1 + \frac{p}{q} \right) \exp(qd_1) \left(\cos(\alpha x) - \frac{q}{\alpha} \sin(\alpha x) \right) \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

$$E_{y,3} = E_{y,2}(-d_2) \exp[r(x - d_2)] \quad (29)$$

Le paramètre A_0 est un facteur de normalisation du flux d'énergie transporté par l'onde électromagnétique.

La seconde condition de continuité de la dérivée du champ électrique -à l'interface guide-gaine- impose une condition sous forme d'équation caractéristique qui fait apparaître un ensemble discret de solutions pour l'indice effectif n_e :

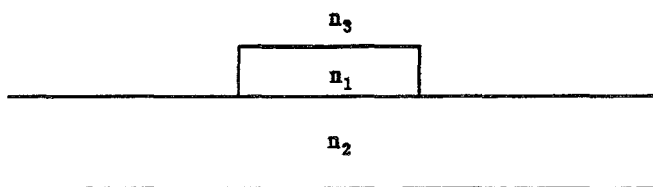
$$d_2 k_0 \sqrt{n_1^2 - n_e^2} = \arctg\left(\frac{r}{\alpha}\right) + \arctg\left(\frac{q(a-b)}{\alpha(a+b)}\right) + m\pi \quad (30)$$

avec $a = \left(1 - \frac{p}{q} \right) \exp(qd_1)$ et $b = \left(1 + \frac{p}{q} \right) \exp(-qd_1)$

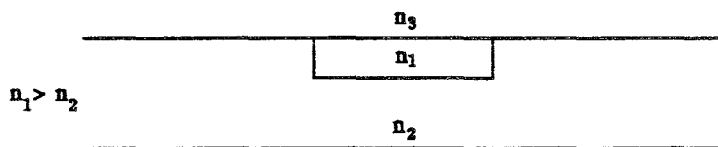
c'est l'équation caractéristique des modes de propagation TE.

Ainsi, pour un couple d'épaisseurs (d_1, d_2) de films diélectriques donné, il se propagera autant de mode TE_m que les égalités (30) seront respectées pour m entier positif. m décrit, donc, le nombre de maxima du champ, moins un.

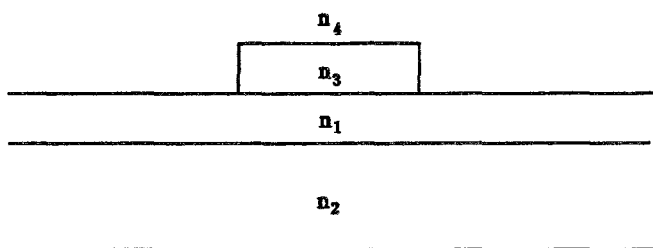
Dans le cas particulier d'un guide à trois couches, l'équation caractéristique de propagation est obtenue en prenant $d_1 = 0$.



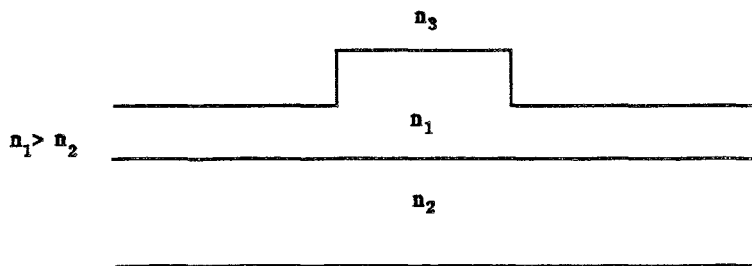
a) guide rectangulaire ou surélevé



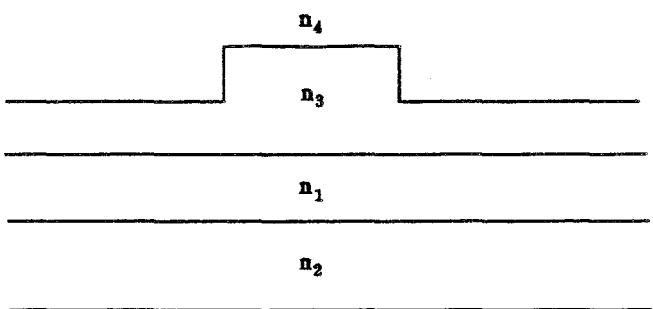
b) guide enterré



c) guide chargé par un ruban



d) guide en arête



c) guide chargé par une arête

Fig.II-4 : Différents types de guides tridimensionnels.

De la même manière, on déduit une **équation caractéristique des modes TM**. Champs et équation caractéristique pour les ondes TM sont obtenues simplement à partir de (26-29) en faisant les substitutions (Vinchant J.F., 1990) :

$$\frac{q}{\alpha} \Rightarrow \frac{n_2^2}{n_1^2} \frac{q}{\alpha} \quad (31)$$

$$\frac{r}{\alpha} \Rightarrow \frac{n_2^2}{n_3^2} \frac{r}{\alpha} \quad (32)$$

Pratiquement, pour une structure donnée, on résout l'équation caractéristique pour obtenir l'indice effectif du mode de propagation et on introduit sa valeur dans (26-29) pour obtenir le profil de champ.

Nous avons, ici, considéré un guide formé de films diélectriques. Dans le cas de films partiellement absorbants, il faut considérer des indices de réfraction complexes. Ceci rend la résolution des équations caractéristiques plus délicates étant donnée la nature complexe de l'indice effectif. Cette étude complète a été effectuée dans l'équipe par J.F. Vinchant pour étudier les photodétecteurs intégrés monolithiquement à un guide optique semiconducteur (Vinchant J.F., 1990) et a débouché sur la mise au point d'un logiciel de simulation de propagation guidée dans une structure à quatre couches -le logiciel SYMPHONIE- que nous avons largement utilisé au cours de notre travail.

Pour des structures à plus de quatre couches, à variation d'indice graduelle ou composées de puits quantiques, d'autres techniques peuvent être utilisées. Elles sont fondées, entre autres, sur des approches matricielles (Ghatak A., 1987), itératives (Hulse C.A., 1992) ou sur une recherche de solutions des équations de propagation sous forme de séries (Gallagher D.G., 1992).

II-3-2 / Le guide optique tridimensionnel

Pour réaliser des composants et des circuits optiques intégrés, il est souvent indispensable d'obtenir un confinement bidimensionnel de la lumière. Dans ce cas, le guide plan n'est plus suffisant et une structure tridimensionnelle doit être utilisée. Parmi les plus utilisés, nous pouvons citer le guide rectangulaire, le guide chargé par un ruban, le guide enterré ou à ruban inversé, le guide en arête et le guide chargé par une arête (Fig.II-4). Dans chaque structure, le guidage se fait bien évidemment dans le matériau de plus fort indice de réfraction. Le choix de la structure est principalement fonction du type de matériau utilisé et des contraintes technologiques. D'autre part, ces structures ne se comportent pas de la même

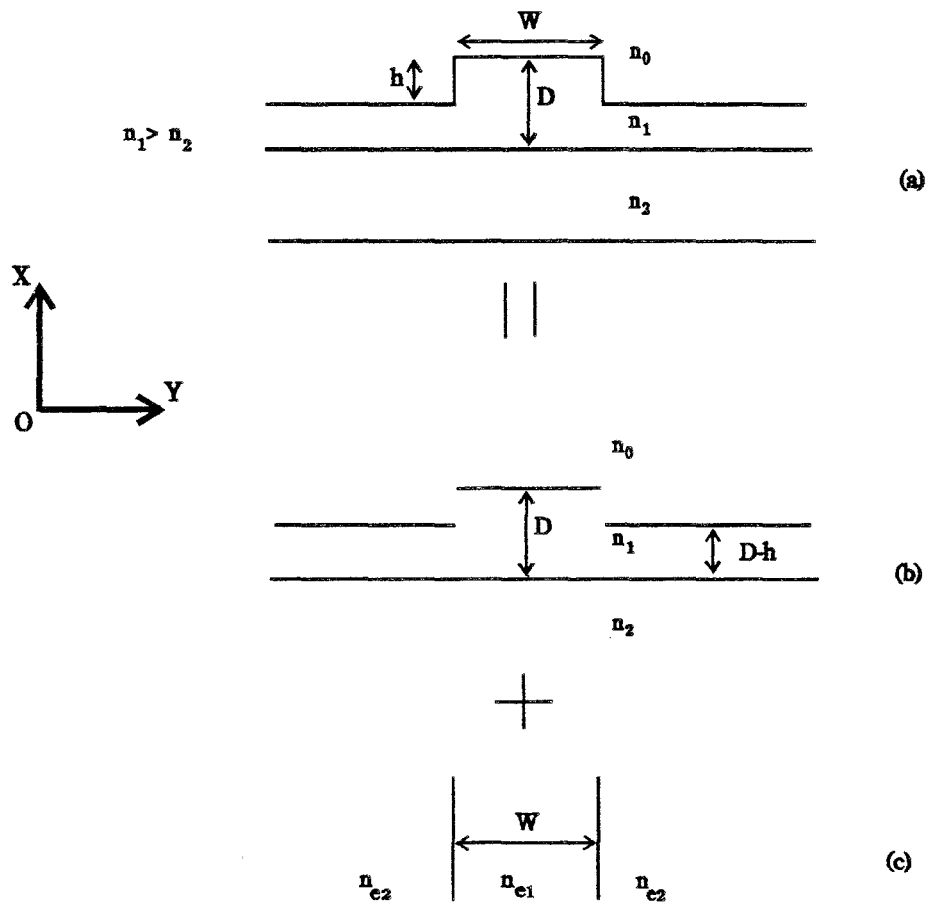


Fig.II-5 : Description de la méthode des indices effectifs.

manière face aux pertes de propagation par radiation (dus à la rugosité sur les parois latérales principalement). A rugosités égales, les structures à haut contraste d'indice présentent des pertes de propagation plus importantes.

Pour ce qui concerne les guides diélectriques, le bon compromis entre facilité de fabrication et pertes de propagation par radiation est le guide chargé par une arête ou le guide en arête. Pour certains guides formés de matériaux photosensibles (indice de réfraction modifié par insolation aux rayons ultra-violet à travers un masque), la structure enterrée est préférée.

Il existe plusieurs méthodes pour étudier la propagation optique guidée dans ces nouvelles structures plus complexes (Saad S., 1985), mais vue la complexité du problème, il n'existe pas de solution analytique (Sudbo A., 1992). Il faut, donc, avoir recours à des méthodes approchées telles que des résolutions des équations de propagation par des techniques utilisant, entre autres, les différences finies (Bierwirth K., 1986), une analyse spectrale (McIlroy P., 1990), les éléments finis (Rahman B., 1984), une approche variationnelle (Huang W., 1991), ou des recherches de solutions sous forme de séries (Munowitz M., 1992).

Une autre méthode approchée, connue sous le nom de *Méthode des Indices Effectifs*, a l'avantage de permettre une approche analytique simple, mais l'inconvénient de s'appliquer uniquement pour les guides à arêtes de faibles hauteurs (Knox R., 1970). Cette restriction n'est, cependant, pas fort contraignante pour les structures couramment utilisées en optique intégrée (Chiang K., OL, 1991)). La méthode des indices effectifs a, de ce fait, un succès particulier et d'ailleurs elle peut être utilisée très efficacement pour l'étude du couplage entre deux guides parallèles (Chiang K., JLT, 1991). Elle est souvent le point de départ de techniques plus évoluées telle que la méthode des faisceaux propagés.

Dans le cas d'une faible hauteur d'arête, le champ modal $E(x,y)$ s'écrit comme un produit de deux champs indépendants $E(x,y)=F(x,y)\cdot G(y)$. La méthode des indices effectifs consiste, en effet, à décomposer un guide tridimensionnel en deux guides plans. Le guide en arête de la Fig.II-5 est décomposé en un guide plan transversal (b) d'épaisseur D formé par des milieux d'indices n_i et un guide latéral (c) d'épaisseur W formé par les indices effectifs n_{ei} calculés dans le guide plan précédent (n_{e1} correspond à la propagation dans le guide transversal d'épaisseur d et n_{e2} correspond à la propagation dans le guide transversal d'épaisseur $D-h$). La résolution de l'équation caractéristique des modes TE ou TM pour le guide plan (c) est, enfin, effectuée pour connaître l'indice effectif n_{eff} de propagation du mode se propageant dans la structure tridimensionnelle.

Contrairement au cas du guide optique plan, on ne peut plus parler de propagation suivant un mode TE ou TM. En effet, si l'onde injectée dans le guide est polarisée parallèlement à y (TE dans le cas d'un guide plan), le champ risque de ne pas rester parallèle à

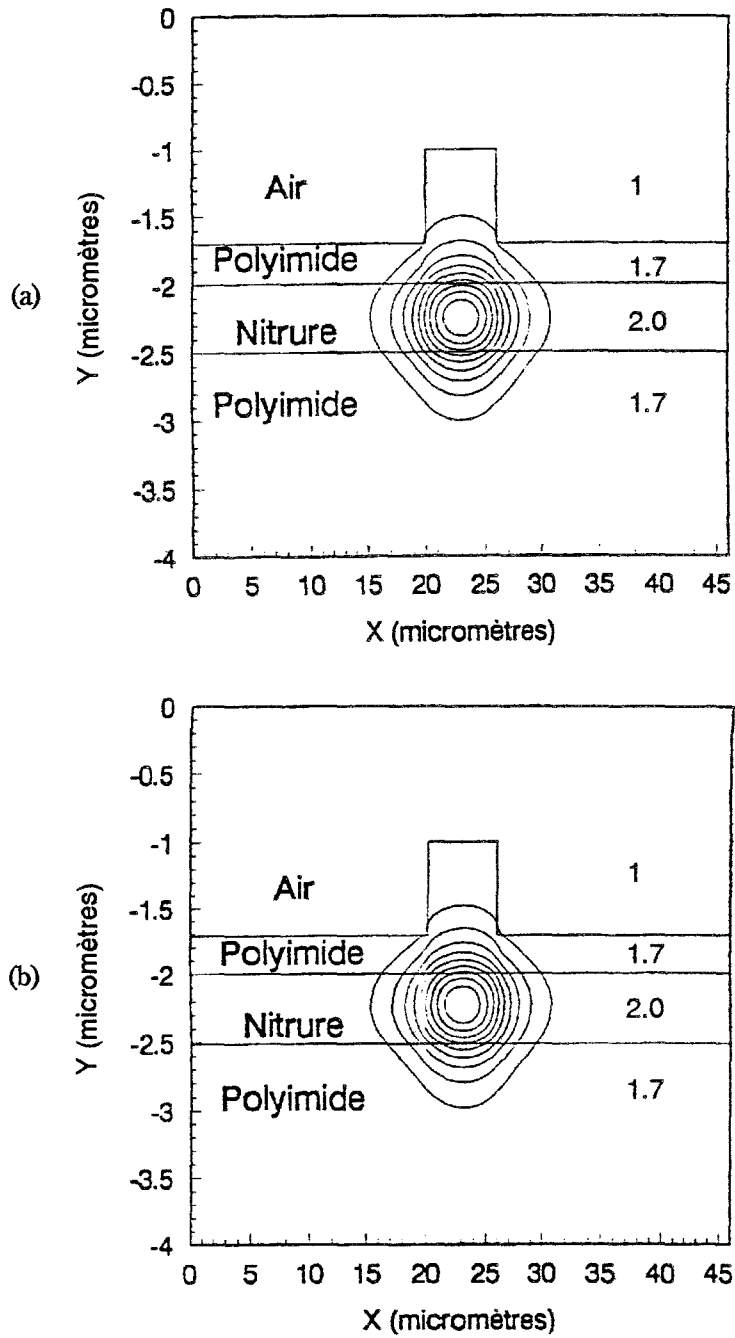


Fig.II-6 : Profils de champ dans une structure polyimide-nitride-polyimide, calculés par la méthode des indices effectifs (a) et par résolution directe, à l'aide des différences finies, de l'équation de propagation (b). $\lambda=1.3\mu\text{m}$. Les indices de réfractons des films sont indiquées.

E_y . Cependant, si la hauteur de l'arête est faible, l'effet de celle-ci sur le champ optique sera faible et la propagation s'effectuera quasiment comme une onde TE. C'est pourquoi nous parlerons d'ondes **quasi-TE** et **quasi-TM** plutôt que d'ondes TE et TM pour décrire la propagation guidée dans une structure tridimensionnelle. Les dénominations quasi-TE_{mn} ou quasi-TM_{mn} sont toujours utilisées pour nommer le mode considéré; n décrit, ici, le nombre de maxima du champ transversal, moins un.

Le choix des équations caractéristiques à résoudre (onde TE ou TM) dans le cas de la méthode des indices effectifs nécessite quelques explications. En effet, dans le cas d'une onde quasi-TE, par exemple, pour conserver la polarisation de la lumière parallèle à y, il faut considérer l'équation caractéristique des modes TE pour le guide transversal et l'équation caractéristique des modes TM pour le guide latéral. Inversement, dans le cas d'une onde quasi-TM, il faut considérer l'équation caractéristique des modes TM pour le guide transversal et l'équation caractéristique des modes TE pour le guide latéral.

Le profil de champ électromagnétique dans la structure bidimensionnelle est obtenu en multipliant les champs obtenus. Dans le cas de notre exemple, il faudra considérer le produit $F(x,y_1) \cdot G(y)$ en-dessous de l'arête et le produit $F(x,y_2) \cdot G(y)$ de part et d'autre de celle-ci. Si cette approximation ne permet pas de connaître avec précision le champ modal dans une structure de type rectangulaire (enterrée par exemple) (Baets R., 1991), nous avons vérifié que la méthode des indices effectifs décrit bien les champs modaux dans les structures en arête. La Fig.II-6 montre le champ du mode quasi-TE₀₀ pour un guide optique diélectrique. En haut, nous avons le champ déduit de la méthode des indices effectifs et en bas, le champ calculé en résolvant directement l'équation de Helmholtz à deux dimensions à l'aide de la méthode des différences finies. Le guide est formé d'un film de nitrure de silicium en sandwich entre deux films de polyimide. Les épaisseurs respectives et dimensions de l'arête sont indiquées.

Notons qu'en général, la méthode des indices effectifs donne des constantes de propagation légèrement supérieures à la valeur exacte. L'erreur sur la constante de propagation est d'autant plus importante que l'on est proche des épaisseurs de coupure des modes (Kumar A., 1988). Si l'on désire tout de même étudier les guides rectangulaires avec la méthode des indices effectifs, il existe une alternative à celle-ci (Chiang K., 1986) qui donne de meilleurs résultats.

II-3-3 / Exemple de conception d'un guide optique

Pour expliciter un peu la méthode des indices effectifs, nous décrivons, à présent, les démarches à suivre pour étudier la propagation guidée à l'aide de cette méthode. En outre, cette démarche permettra de donner un ordre de grandeur des géométries des guides nécessaires à la propagation monomode.

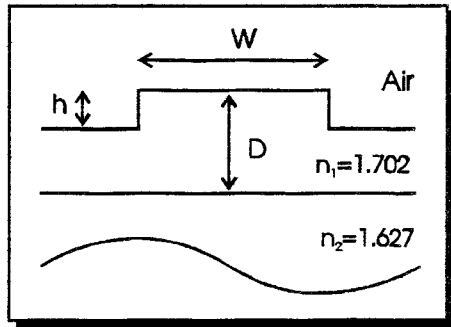


Fig.II-7 : Guide optique polyimide en arête.

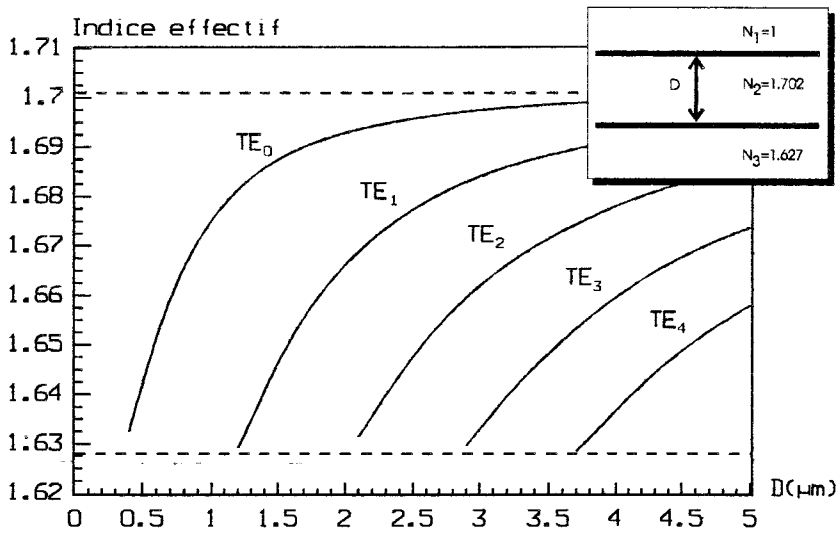


Fig.II-8 : Evolution de l'indice effectif de propagation des premiers modes TE dans le guide plan représenté en fonction de l'épaisseur du guide ($\lambda=1.3\mu\text{m}$).

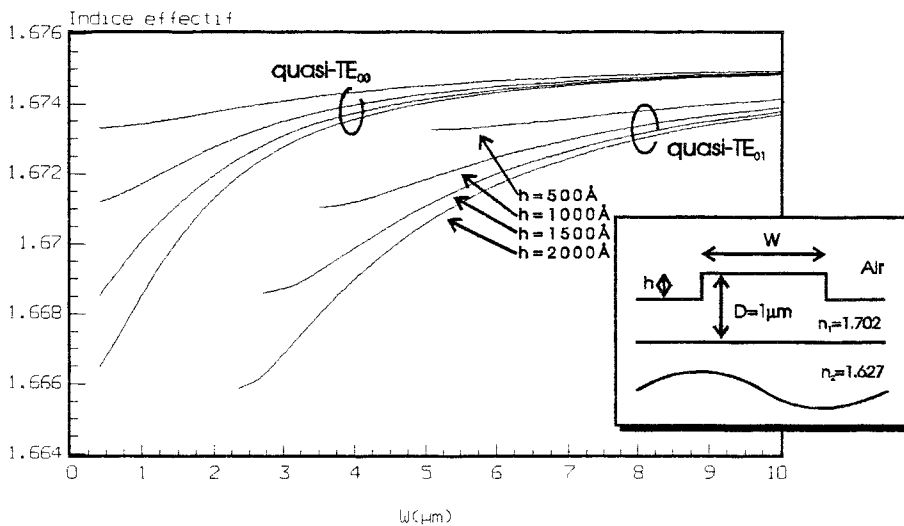


Fig.II-9 : Evolution de l'indice effectif de propagation des modes quasi-TE₀₀ et quasi-TE₀₁ dans le guide en arête représenté en fonction de la largeur de l'arête et pour différentes hauteurs de celle-ci ($\lambda=1.3\mu\text{m}$).

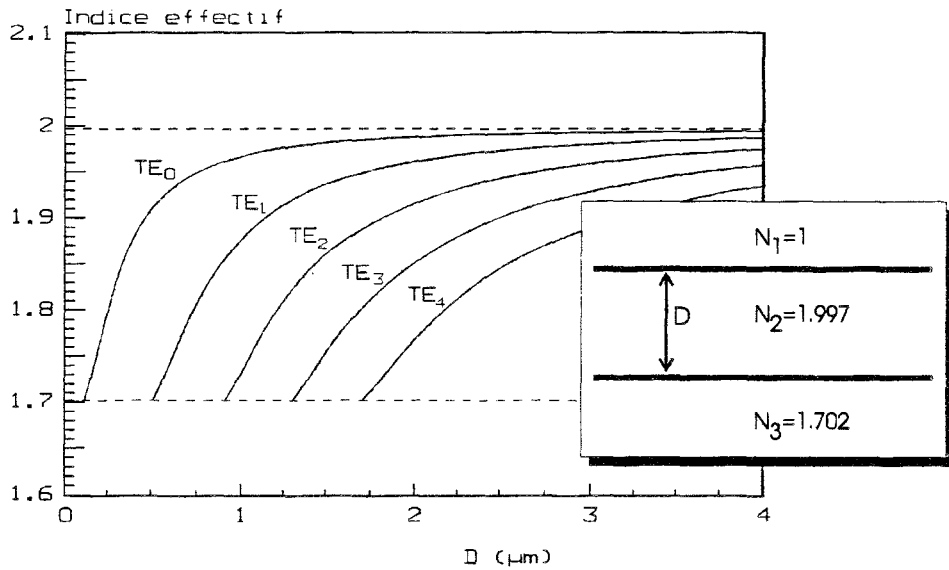


Fig.II-10 : Evolution de l'indice effectif de propagation des premiers modes TE dans le guide plan représenté en fonction de l'épaisseur du guide ($\lambda=1.3\mu\text{m}$).

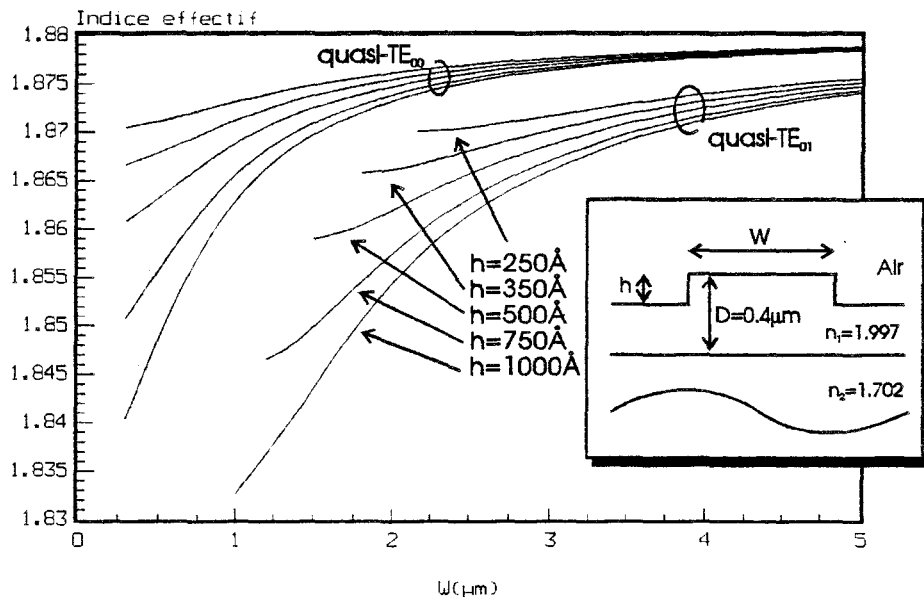


Fig.II-11 : Evolution de l'indice effectif de propagation des modes quasi-TE_{00} et quasi-TE_{01} dans le guide en arête représenté en fonction de la largeur de l'arête et pour différentes hauteurs de celle-ci ($\lambda=1.3\mu\text{m}$).

Considérons le guide en arête formé de deux films d'indices 1.702 et 1.627 -ces indices correspondant à des polyimides commerciaux (Selvaraj R., 1988)- décrit sur la Fig.II-7. La première démarche consiste à étudier l'influence de l'épaisseur du film guidant sur l'indice effectif pour les différents numéros de mode possibles. La Fig.II-8 reprend cette évolution. Cette figure est déjà riche en informations. Elle montre qu'une épaisseur supérieure à $0.35\mu\text{m}$ est nécessaire pour propager au moins un mode, à la longueur d'onde $\lambda=1.3\mu\text{m}$, et que le second mode de propagation apparaîtra pour une épaisseur supérieure à $1.2\mu\text{m}$. On peut remarquer que le nombre de modes augmente vite avec l'épaisseur du guide : une épaisseur de $4\mu\text{m}$, par exemple, permet déjà de propager 5 modes. Pour garder une propagation monomode, nous choisissons une épaisseur de guide de $1\mu\text{m}$, l'indice effectif de propagation est de 1.67524.

Ce choix étant fait, il faut ensuite définir les dimensions de l'arête (largeur W et hauteur h). Pour cela, on réduit le guide optique en un guide plan symétrique de largeur W d'indice de guide de 1.67524 et d'indice de gaine correspondant à l'indice effectif calculé auparavant pour le guide plan d'épaisseur $D-h$. Résolvant l'équation caractéristique de propagation (ici de l'onde TM) pour ce nouveau guide, on obtient l'évolution de l'indice effectif en fonction de la largeur de l'arête W . Le cas échéant, on peut tracer cette évolution pour différentes hauteurs d'arête h . C'est ce que nous avons fait sur la Fig.II-9. Nous remarquons d'une part que le mode quasi- TE_{00} sera propagé quelle que soit la largeur de l'arête (guide symétrique). D'autre part, l'épaisseur de coupure du mode quasi- TE_{01} dépend de la hauteur de l'arête : pour une arête de 2000\AA de hauteur le guide devient multimode dès $W=2.4\mu\text{m}$ alors que pour une arête de 500\AA le guide reste monomode jusqu'à $W=5\mu\text{m}$.

On peut se demander ce qui va distinguer la configuration $W=2\mu\text{m}$, $h=2000\text{\AA}$ de la configuration $W=5\mu\text{m}$, $h=500\text{\AA}$ puisque dans les deux cas, il y a propagation selon un seul mode. La réponse se situe, bien sûr, au niveau des profils de champs. En effet, le profil latéral du mode ne peut être le même sous une arête de $2\mu\text{m}$ ou de $5\mu\text{m}$. Le choix entre les deux configurations est alors fonction de l'application. Par exemple, pour un bon couplage avec une fibre optique, on choisira les paramètres qui donnent un profil le plus proche possible de la fibre ($W=5\mu\text{m}$), alors que dans le cas où l'on désire utiliser le guide pour des interconnexions optiques à haute densité, on aura intérêt à prendre le guide le plus étroit -pour autant que les moyens technologiques le permettent-.

Nous avons fait la même étude pour un guide formé de films possédant une plus grande différence d'indice de réfraction (1.997 pour le nitrure et 1.702 pour le polyimide). Les Fig.II-10 et Fig.II-11 reprennent les évolutions des indices effectifs pour les guides équivalents plans (transversal et latéral). Nous remarquons que les différents modes apparaissent plus vite avec l'augmentation de D ou W . Pour avoir un guide monomode très épais, il faut donc une faible différence d'indice entre le coeur et la gaine, comme c'est le cas dans les fibres optiques.

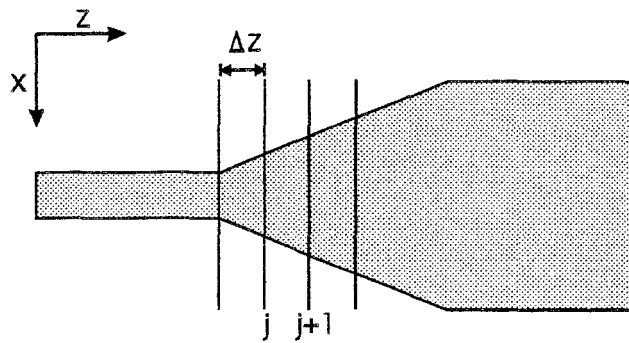


Fig.II-12 : Description schématique de la méthode des faisceaux propagés.

II-4 / Propagation dans un guide à géométrie variable : méthode des faisceaux propagés

La méthode des indices effectifs permet de connaître la constante de propagation et le champ électromagnétique du mode se propageant dans une structure bidimensionnelle fixée, mais elle ne permet en aucun cas de décrire le changement de distribution d'intensité -ou de champ- dans une structure à géométrie variable. Pour ce faire il faut avoir recours à des techniques plus évoluées dont le nom générique est **Méthode des Faisceaux Propagés** ou plus couramment sa traduction anglosaxonne *Beam Propagation Method (BPM)*. Dans la suite de notre travail, nous utiliserons couramment cette abréviation -BPM- qui, historiquement, est la plus utilisée dans la littérature.

II-4-1 / Concepts généraux

a. Présentation

Il s'agit d'une méthode qui, à partir d'un champ électromagnétique incident permet de calculer le champ à l'intérieur d'une structure, aussi complexe soit-elle. Ce calcul est effectué en divisant la structure en 'tranches' espacées de Δz et en résolvant les équations de propagation dans chaque tranche $j+1$ à partir du champ connu en j (Fig.II-12).

En toute rigueur, les équations de propagation à résoudre sont les équations d'ondes vectorielles citées en début de chapitre, mais, en pratique, étant donnée la complexité de ces équations, quelques approximations sont considérées. Les différentes BPM se particularisent aussi bien par les approximations considérées que par la technique de résolution des équations de propagation. Ainsi, on parle de FFT-BPM pour Fast Fourier Transform BPM faisant référence aux transformées de Fourier pour résoudre les équations, de FD-BPM pour Finite-difference BPM pour les modèles utilisant les différences finies, ou de Wide Angle-BPM pour les BPM qui ne prennent pas en compte l'approximation paraxiale,...

b. Approximations

Les approximations les plus utilisées sont l'approximation scalaire et l'approximation paraxiale. Ces deux restrictions facilitent considérablement la résolution des équations de propagation tout en n'étant pas trop restrictives.

L'**approximation scalaire** consiste à supposer qu'il n'y a pas de couplage entre les différentes composantes du champ. En particulier, si un faisceau polarisé entre dans un guide optique, il restera polarisé dans la même direction tout au long de la propagation. Comme nous l'avons déjà signalé, le couplage entre les différentes composantes du champ est faible à

cause de la forme particulière des guides optiques. On considère donc le champ comme le produit d'un scalaire avec un vecteur pointant toujours dans la même direction et les équations vectorielles sont réduites à des équations scalaires.

Cette approximation revient, en fait, à considérer que la propagation dans une structure bidimensionnelle se fait suivant un mode quasi-TE ou quasi-TM proche des modes TE ou TM dans les guides plans.

Notons qu'il est tout de même possible de résoudre directement les équations vectorielles. On parle alors de V-BPM pour Vector Beam Propagation Method (Liu J., 1992).

L'approximation paraxiale considère de faibles variations d'amplitude du champ pendant la propagation. Même si les équations de propagation en sont considérablement réduites, il a été montré, par comparaison avec une technique non-paraxiale, que les résultats obtenus avec une BPM paraxiale diffèrent très peu de ceux obtenus par la première et donc que l'approximation paraxiale est applicable à une vaste gamme de structures d'optique intégrée. (Yevick D., 1989).

c. Différentes méthodes

Historiquement, c'est la FFT-BPM qui fut développée la première (Van Roey J., 1981). Il s'agit d'une méthode qui consiste à décomposer le champ initial (en $z=0$) en ondes planes et à propager chaque onde plane sur une distance Δz . Ensuite, les ondes planes sont sommées pour former le champ en $z+\Delta z$, auquel est appliquée une correction qui tient compte de la distribution d'indice de réfraction sur la structure. Cette technique a permis, entre autre, d'étudier la propagation guidée dans les fibres optiques multimodes (Feit M., 1978, 1980) et dans des structures absorbantes (Feit M., 1981). La FFT-BPM est adaptée pour étudier les pertes par radiation dans les composants tels que les transitions, jonctions Y (Baets R., 1982), les guides courbés (Baets R., 1983), des modulateurs électrooptiques (Danilsen P., 1984), des intersections entre guides (Neyer A., 1985). Cette simulation a pu être étendue à une BPM bi-directionnelle (Kacsmarski P., 1988) et même à une étude ne prenant pas en compte l'approximation paraxiale (Kacsmarski P., 1991).

Cependant, la BPM fondée sur les transformées de Fourier souffre de deux inconvénients : d'une part dans le pas de calcul qui doit être d'autant plus faible que les différences d'indice sur la structure sont importantes et, d'autre part, le temps de calcul important (Chung Y., 1990 - Scarmozzino R., 1991).

Depuis le début des années 90, l'utilisation des différences finies a été proposée et, parallèlement, une série de nouvelles approches de la BPM a été considérée. Les premières prennent les premières équations et les résolvent avec le schéma des différences finies (Chung

Y., 1990), d'autres considèrent de nouvelles équations exprimant le champ électrique en fonction 'd'opérateurs séparés', toujours dans l'approximation paraxiale (Yeivick D. & Hermanson B., 1989), d'autres abandonnent cette dernière (Yeivick D. & Glasner M., 1989) pour étudier les guides à forts confinements ou les guides à variations longitudinales importantes.

Les méthodes les plus récentes permettent à la fois de résoudre directement l'équation de Helmholtz et de tenir compte de tous les phénomènes (réflexions, séparation des modes guidés et des modes de radiation) (Gerdes J., 1991- Baets R., 1993 - Ratowsky R., 1992).

Chaque méthode peut être traitée soit de manière bidimensionnelle $-x,z-$ (2D) ou tridimensionnelle $-x,y,z-$ (3D), la dernière demandant, bien sûr, un temps de calcul plus important. Evidemment, une BPM-3D procure des résultats plus proches de la réalité. Cependant, une comparaison de simulation de couplage entre deux guides parallèles et de séparation d'un faisceau dans une jonction Y à l'aide d'une BPM-2D (couplée avec la méthode des indices effectifs) donne des résultats comparables à ceux obtenus avec une BPM-3D. D'après cette étude, même si les résultats obtenus en BPM-2D ne donnent que qualitativement ceux obtenus en BPM-3D, aucune erreur majeure dans la conception des circuits ne sera introduite si on utilise la BPM-2D (Munowitz M., 1993).

d. Choix d'une méthode

Le choix de la méthode de BPM doit être lié au circuit que l'on désire étudier et à la précision désirée. Pour notre part, nous n'avons pas voulu mettre au point la méthode la plus précise, la plus complexe, voulant consacrer la plupart de notre temps à la mise au point de la technologie de fabrication des miroirs intégrés. Nous avons surtout besoin de résultats qualitatifs pour orienter la conception de nos circuits.

Prenant en considération tout ce qui a été dit sur les approximations et le peu de restrictions qu'elles supposent, nous avons choisi de développer une méthode des faisceaux propagés à deux dimensions prenant en considération les approximations scalaires et paraxiales. Le schéma des différences finies, plus efficace que l'approche des transformées de Fourier, a été choisi pour résoudre les équations de propagation. Dans la suite de notre travail nous ferons référence à notre modèle sous **2D-FD-BPM** pour *two dimensional finite-difference beam propagation method*.

Notons que la BPM à deux dimensions doit être couplée avec la méthode des indices effectifs pour réduire la structure optique tridimensionnelle en une structure bidimensionnelle.

II-4-2 / Dédution des équations de propagation dans un guide plan sous les approximations scalaire et paraxiale

Les équations de propagation que l'on résoud dans une méthode des faisceaux propagés sont déduites des équations d'ondes vectorielles (12-13). Nous nous plaçons dans le cas des approximations scalaire et paraxiale et nous considérons une structure bidimensionnelle (x,z).

La direction x coïncide avec la normale aux films et z est la direction de propagation .

a. Onde TE

Pour ce qui concerne l'onde TE, la seule composante non nulle du champ électrique est $E_y(x,z)$, ce qui restreint l'équation vectorielle (12) à une seule composante (composante y). Etant donnée l'invariance de la structure avec y , on déduit directement de (12) et de (17) l'équation :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_0^2 n^2(x,z) \right) E_y(x,z) = 0 \quad (33)$$

Pour une propagation dans la direction z , le champ électrique peut s'écrire :

$$E_y(x,y) = E'_y(x,z) \exp(-j\beta z) \quad (34)$$

$E'_y(x,y)$ conserve une évolution avec z dans la mesure où la géométrie du guide est variable; $\beta = n_0 k_0$.

Introduisant cette dernière équation dans (33), on obtient l'égalité :

$$\frac{\partial^2 E'_y}{\partial x^2} + \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - 2j\beta \frac{\partial}{\partial z} + k_0^2 (n^2(x,z) - n_0^2) \right) E'_y = 0 \quad (35)$$

E'_y s'entend $E'_y(x,z)$.

Sous l'approximation paraxiale, on suppose une faible variation du champ E'_y pendant la propagation. Le terme en dérivée seconde du champ par rapport à z est alors négligé. On obtient l'équation finale :

$$2jk_0 n_0 \frac{\partial E'_y}{\partial z} = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + k_0^2 (n^2(x,z) - n_0^2) \right) E'_y \quad (36)$$

b. Onde TM

L'équation de propagation de l'onde TM est obtenue à partir de l'équation (13). La seule composante non nulle du champ magnétique est $H_y(x, z)$, ce qui réduit (13) à une équation unique :

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} - \frac{1}{\epsilon_r} \frac{\partial \epsilon_r}{\partial x} \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{1}{\epsilon_r} \frac{\partial \epsilon_r}{\partial z} \frac{\partial H_y}{\partial z} + k_0^2 \epsilon_r H_y = 0 \quad (37)$$

Si on néglige les réflexions, la variation de la permittivité relative du matériau avec z est négligée (Kaczmarzski P. et al., 1991).

D'autre part, utilisant les égalités :

$$\frac{1}{\epsilon_r} \frac{\partial \epsilon_r}{\partial x} \frac{\partial H_y}{\partial x} = \frac{1}{\epsilon_r} \left(\frac{\partial}{\partial x} \left(\epsilon_r \frac{\partial H_y}{\partial x} \right) \right) - \frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2}$$

et

$$\frac{\partial \epsilon_r}{\partial x} = -\epsilon_r^2 \frac{\partial \epsilon_r^{-1}}{\partial x} \quad (38)$$

on déduit l'équation :

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + \epsilon_r \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\epsilon_r} \frac{\partial H_y}{\partial x} \right) + k_0^2 \epsilon_r H_y = 0 \quad (39)$$

Effectuant les substitutions

$$H_y(x, z) = H'_y(x, z) \exp(-j\beta z)$$

et

$$\epsilon_r = n^2(x, z) \quad (40)$$

et en tenant compte de l'approximation paraxiale, on déduit l'équation de propagation de l'onde TM :

$$2jk_0 n_0 \frac{\partial H'_y}{\partial z} = \left[n^2(x, z) \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{n^2(x, z)} \frac{\partial H'_y}{\partial x} \right) + k_0^2 (n^2(x, z) - n_0^2) \right] H'_y \quad (41)$$

H'_y s'entend $H'_y(x, z)$.

II-4-3 / Mise en oeuvre de la méthode 2D-FD-BPM

Nous présentons, à présent, le logiciel SOPRANO (SimulatiON de PPropAgatiON Optique) que nous avons mis au point. Après une brève explication de la technique des différences finies, nous décrivons l'organisation générale de la BPM et les différentes démarches de vérification du bon fonctionnement des algorithmes.

a. Schéma des différences finies

Le schéma des différences finies permet de développer les valeurs des dérivées d'une fonction en un point à l'aide de valeurs de cette fonction.

Plus concrètement, on montre à partir d'un développement de Taylor de la fonction considérée que les premières dérivées de la fonction $f(x)$ peuvent s'écrire (Nougier J.P., 1987) :

$$\frac{df(x)}{dx} = \frac{f(x - \Delta x) - f(x + \Delta x)}{2 \Delta x} + o(\Delta x^2) \quad (42)$$

$$\frac{d^2f(x)}{dx^2} = \frac{f(x - \Delta x) - 2f(x) + f(x + \Delta x)}{\Delta x^2} + o(\Delta x^4) \quad (43)$$

Pour résoudre les équations de propagation (36) et (41), il faut donc discrétiser la structure à simuler. Nous considérons une structure bidimensionnelle (x,z) avec z comme direction de propagation. La largeur de la fenêtre est W_x , discrétisée en N_i points et la longueur de la structure (W_z) est discrétisée en N_j tranches distantes l'une de l'autre de Δz .

On exprime le champ en $z + \Delta z$; en fonction de celui en z , en intégrant les équations (36) et (41) et en approchant les intégrales des membres de droite avec la règle des trapèzes (Chung Y., 1990). Ainsi, l'équation (36) devient :

$$-aE_{i-1}(z + \Delta z) + b_i E_i(z + \Delta z) - aE_{i+1}(z + \Delta z) = aE_{i-1}(z) + c_i E_i(z) + aE_{i+1}(z) \quad (44)$$

avec
$$a = \frac{\Delta z}{2\Delta x^2}, \quad \begin{pmatrix} b_i \\ c_i \end{pmatrix} = \pm 2a \mp \frac{\Delta z}{2} k_0^2 (n_i^2(z \pm \Delta z) - n_0^2) + 2jk_0 n_0$$

Cela correspond à un système tridiagonal d'équations linéaires :

$$\begin{pmatrix} b_1 & -a & 0 & \dots & 0 \\ -a & b_2 & -a & 0 & \dots \\ 0 & \dots & \dots & \dots & 0 \\ \dots & 0 & -a & b_{N_i-1} & -a \\ 0 & \dots & 0 & -a & b_{N_i} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1(z + \Delta z) \\ \dots \\ E_{N_i}(z + \Delta z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} y_1(z) \\ \dots \\ y_{N_i}(z) \end{pmatrix} \quad (45)$$

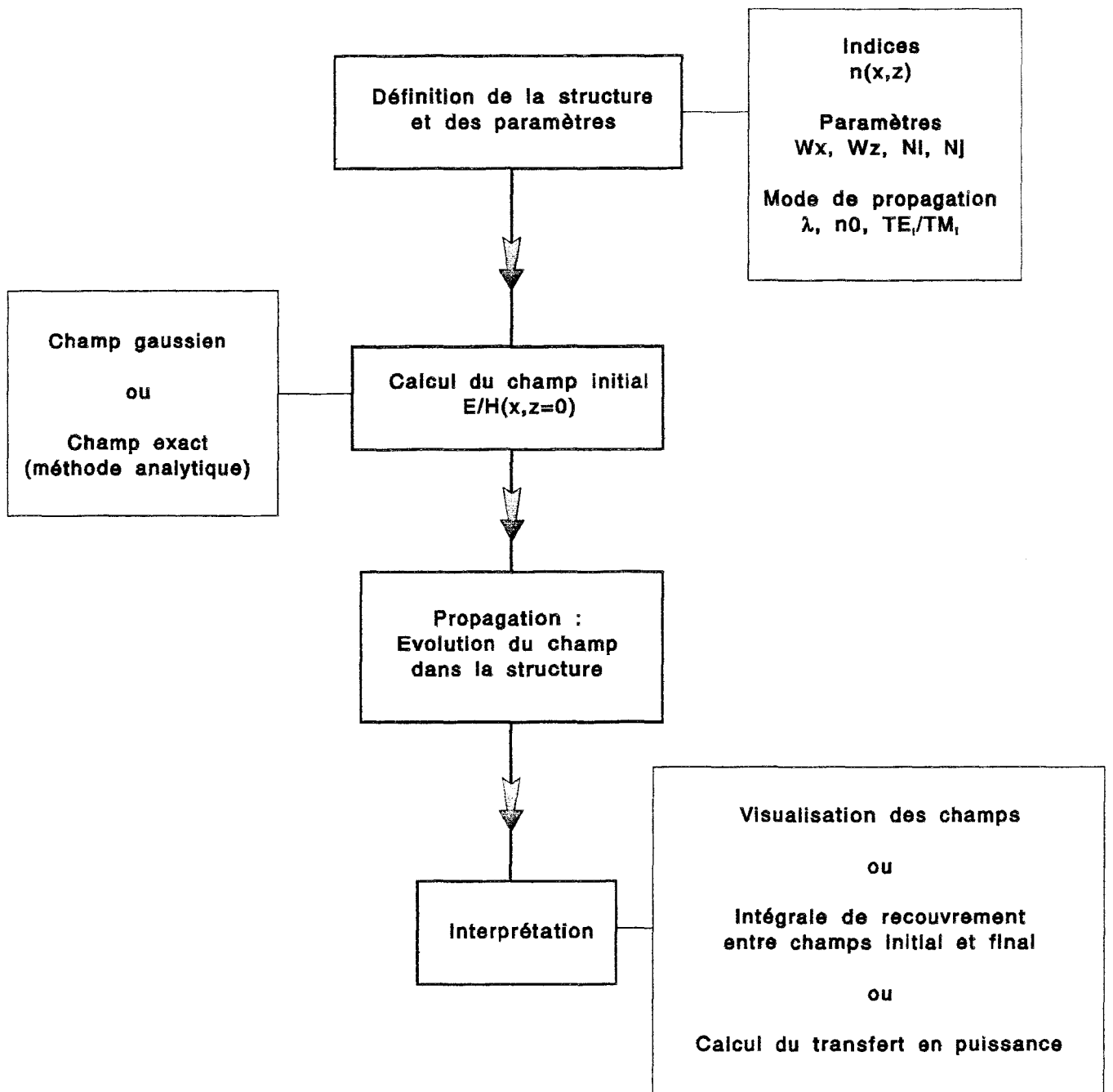


Fig.II-13 : Organisation du logiciel SOPRANO (SimulatiON de PPropAgation Optique).

$$\text{avec } y_i(z) = aE_{i-1}(z) + c_i E_i(z) + aE_{i+1}(z)$$

qui est résolu par une méthode à double balayage de Choleski (Nougier J.P., 1987).

b. Description du logiciel SOPRANO

La série de programmes que nous avons mis au point permet de mener une étude complète d'un circuit intégré optique, y compris le calcul des champs initiaux et l'interprétation des résultats.

Le schéma global de la simulation est décrit sur la Fig.II-13. La première démarche consiste à définir la structure à simuler (indice de réfraction $n(x,z)$) et les paramètres 'externes' à la structure (W_x , W_z , N_i , N_j , λ , n_0 , TE, TM). Ensuite, l'algorithme de propagation est appliqué et l'évolution du champ est affichée 'en temps réel' pendant la propagation. Enfin, l'interprétation des résultats se fait soit par intégrale de recouvrement soit par calcul de transfert en puissance.

Le langage de programmation C++ a été choisi car il permet d'allier la grande vitesse de calcul, la possibilité d'utiliser directement des variables complexes et la possibilité des traitements graphiques. En annexe, nous avons repris le listing -avec commentaires- de la partie principale (propagation) de la simulation. Au stade actuel du développement du logiciel sur PC-486, le nombre maximum de points transverse (x) qui peut être traité est limité à 7000 - limitation due à la gestion de la mémoire- alors que la longueur du composant qui peut être simulé est limitée par la mémoire disque, si on sauve le champ à chaque pas de calcul, ou illimitée si on sauve uniquement le champ final.

c. Mise à l'épreuve du logiciel SOPRANO

Pour tester le bon fonctionnement du logiciel et vérifier que les équations de propagation ont bien été traitées, il suffit de propager un champ électromagnétique connu dans une structure dont les propriétés optiques sont connues. La démarche la plus simple consiste à injecter, dans un guide à géométrie fixe, le champ correspondant exactement à un champ propre. Si l'algorithme de calcul est exact, le champ sera conservé tout au long de la propagation. La vérification de la conservation du profil de champ peut se faire alors, par intégrale de recouvrement entre le champ de départ et le champ final.

L'intégrale de recouvrement, exprimée en dB est définie comme :

$$T(\text{dB}) = -10 \log \left[\frac{\int E_1(x) E_2^*(x) dx}{\int E_1^2(x) dx} \right] \quad (46)$$

où $E_1(x)$ et $E_2(x)$ expriment respectivement le champ initial et le champ final.

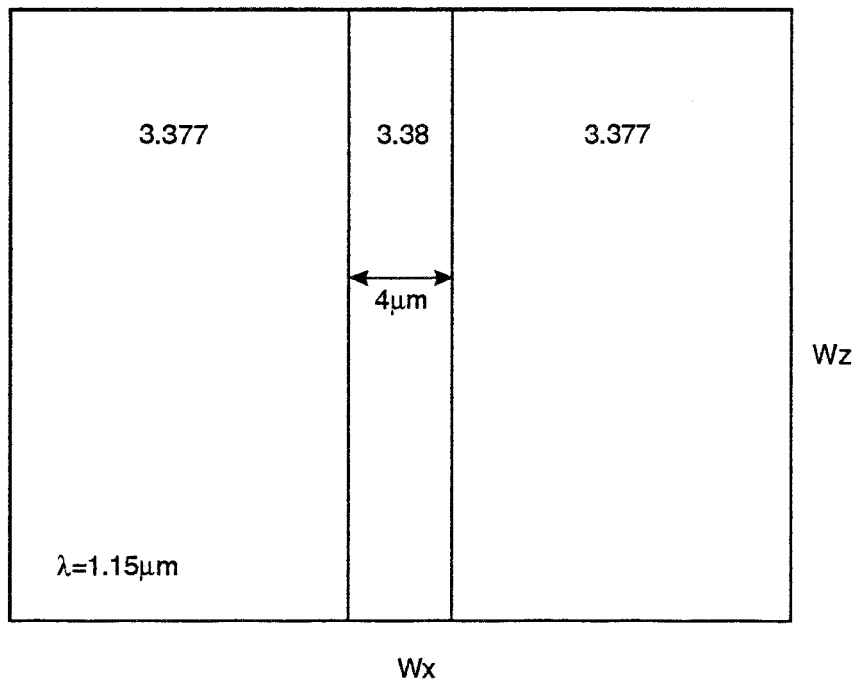


Fig.II-14 : Structure de guide considérée pour la mise à l'épreuve du logiciel SOPRANO.

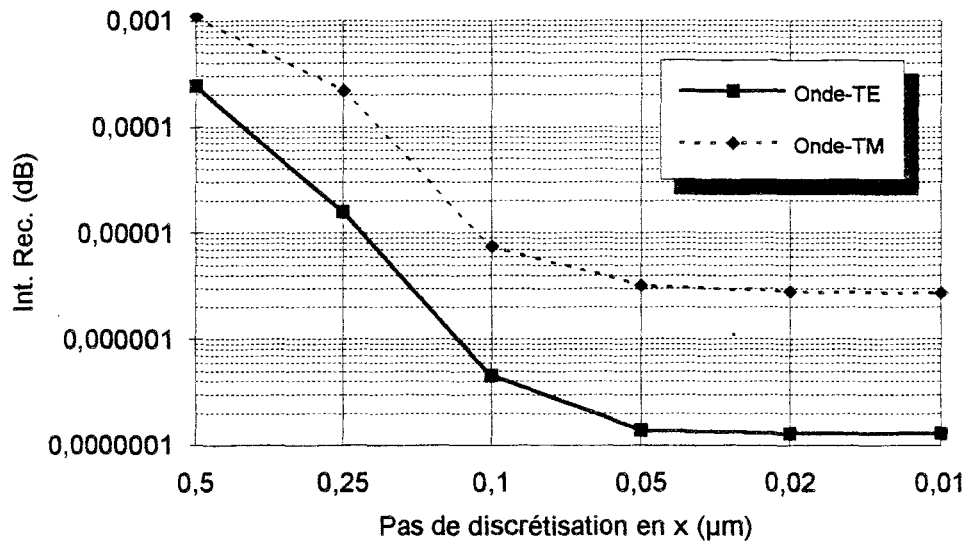


Fig.II-15 : Evolution de l'intégrale de recouvrement entre le champ initial et le champ final en fonction de la discrétisation Δx .

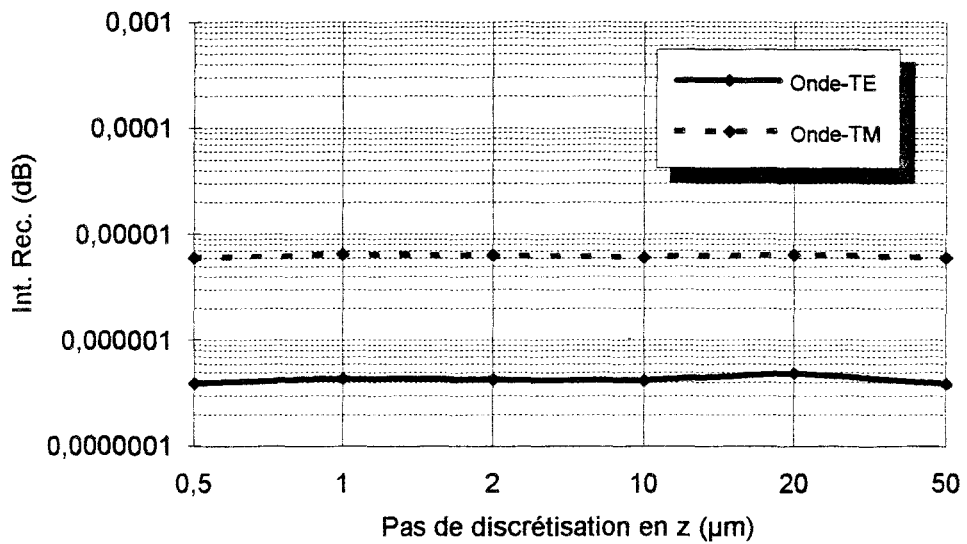


Fig.II-16 : Evolution de l'intégrale de recouvrement entre le champ initial et le champ final en fonction de la discrétisation Δz .

Nous avons effectué cette vérification en considérant un guide optique plan dont le profil d'indice est typiquement celui d'un guide en arête semiconducteur réduit en un guide plan par la méthode des indices effectifs. Il s'agit d'un guide symétrique de $4\mu\text{m}$ de large formé par les indices de réfraction 3.38 et 3.377 pour le coeur et la gaine respectivement (Fig.II-14). Ce guide est monomode à la longueur d'onde $\lambda_0=1.15\mu\text{m}$ et l'indice effectif de propagation de l'onde TE_0 est de 3.3789282 et celui de l'onde TM_0 est de 3.3789271.

1. Conservation du profil de champ

Nous avons fixé Δz à $5\mu\text{m}$ et nous propageons le faisceau sur 1mm. Nous regardons l'influence de la discrétisation sur l'intégrale de recouvrement entre le champ initial et le champ final pour l'onde TE comme pour l'onde TM. La Fig.II-15 décrit l'évolution de l'intégrale de recouvrement en fonction du pas de discrétisation Δx .

La même démarche est effectuée pour voir l'effet du pas de propagation sur l'intégrale de recouvrement (Fig.II-16). Nous avons fixé Δx à $0.1\mu\text{m}$.

Nous observons une bonne conservation du profil de champ électromagnétique dans la structure. Cette observation montre le bon fonctionnement de l'algorithme aussi bien pour l'onde TE que pour l'onde TM. Nous observons en outre la stabilité du modèle même pour des pas de propagation de $50\mu\text{m}$.

2. Evolution de la phase du champ calculé

Nous savons que le champ $E'(x,z)$ calculé par une méthode de faisceaux propagés est relié au champ électromagnétique se propageant dans la structure étudiée par la relation :

$$E(x, z) = E'(x, z) \exp(-j\beta z) \quad (47)$$

où le second terme exprime la phase de l'onde avec β sa constante de propagation.

Evidemment, dans le cas de structures non uniformes dans la direction de propagation, le champ $E(x,z)$ contient une partie imaginaire qui décrit la modification du champ électromagnétique dans la structure.

Pendant, dans une structure uniforme (guide droit) un mode propre en entrée doit le rester tout au long de la propagation. Cela signifie que le champ $E'(x,z)$ reste réel. Ce comportement attendu peut être vérifié pour tester plus précisément la validité de notre logiciel. La structure considérée est toujours celle décrite sur la Fig.II-14 et nous considérons l'onde TE.

Pour étudier l'évolution de la partie complexe du champ $E(x,z)$ le long de la propagation, nous écrivons le complexe sous sa forme polaire :

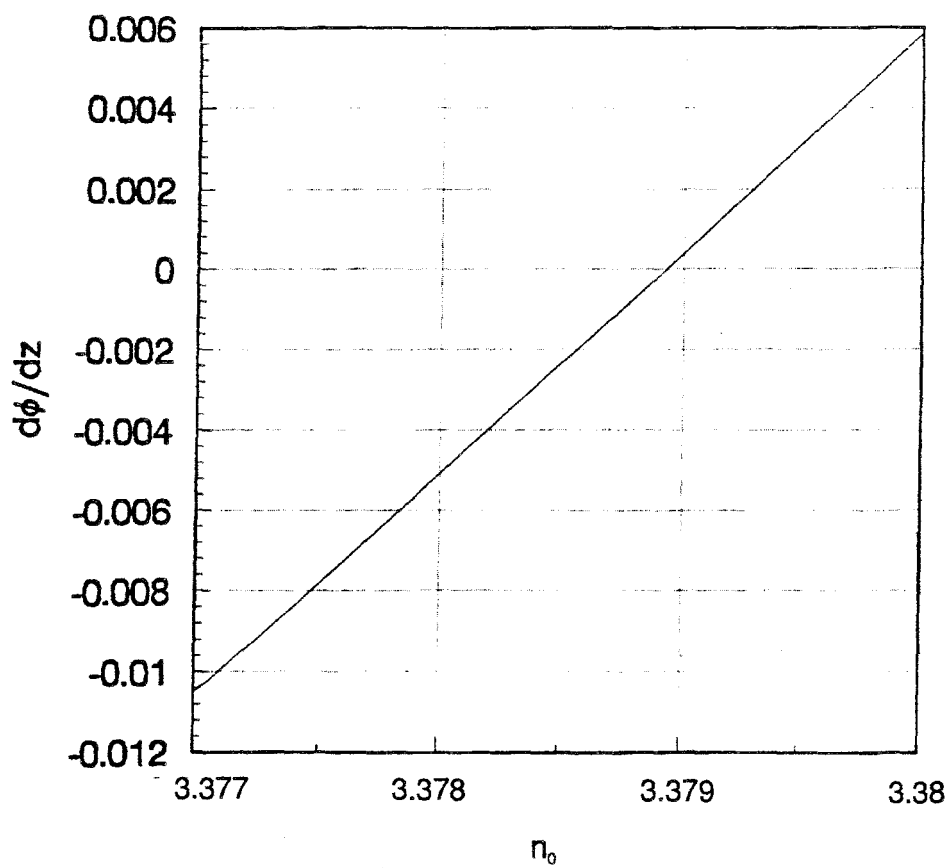


Fig.II-17 : Evolution de la phase $d\phi/dz$ de l'onde en fonction de la valeur de l'indice de référence n_0 .

Pour étudier l'évolution de la partie complexe du champ $E(x,z)$ le long de la propagation, nous écrivons le complexe sous sa forme polaire :

$$E'(x, z) = |E'(x, z)| \exp(-j\phi) \quad (48)$$

A priori, s'il y a modification de la phase ϕ , cette modification sera fonction de la distance de propagation z puisque les 'erreurs' de calcul s'accumuleront au cours de la propagation.

Nous avons calculé, à l'aide de notre logiciel, l'évolution de la phase ϕ par unité de distance de propagation avec l'indice de référence n_0 (Fig.II-17). Nous avons pris comme champ initial celui correspondant au mode propre et les paramètres de BPM sont $N_i=400$, $\Delta x=0.1\mu\text{m}$, $W_z=200\mu\text{m}$, $\Delta z=10\mu\text{m}$. Nous faisons deux observations :

- ① un comportement linéaire de l'augmentation de phase en fonction de l'indice de référence;
- ② une annulation de la phase pour un indice de référence de 3.3789286 (calculé par extrapolation), ce qui correspond pratiquement à l'indice effectif de propagation calculé par la méthode analytique.

Ce comportement est conforme à ce que nous attendions. Lorsque l'indice de référence n_0 est égal à l'indice de propagation du mode, la phase du champ électrique n'évolue pas pendant la propagation. Remarquons que cette démarche permet de déduire, pour autant que l'on ne le connaisse pas, l'indice effectif de propagation dans la structure étudiée.

Nous avons poursuivi notre étude pour voir comment la discrétisation de la structure influence la variation de phase.

La linéarité de l'évolution de la phase en fonction de l'indice de référence nous permet d'écrire $\phi(z)$ comme une fonction de Δn_{eff} : $\phi(z) = k_0 \Delta n_{\text{eff}} z$ et de réécrire l'indice de référence comme $n_0 = n_{\text{eff}} + \Delta n_{\text{eff}}$. Δn_{eff} correspond alors à l'erreur sur l'indice effectif.

On a alors :

$$E'(x, z) = |E'(x, z)| \exp(-jk_0 \Delta n_{\text{eff}} z) \quad (49)$$

Ce comportement va nous permettre d'étudier l'effet de la discrétisation sur l'erreur de l'indice effectif. Celle-ci est déduite de $d\phi/dz$ par la relation :

$$\Delta n_{\text{eff}} = \frac{d\phi}{dz} \frac{1}{k_0} \quad (50)$$

Nous avons repris, sur la Fig.II-18, l'évolution de l'erreur sur l'indice effectif calculé par BPM en fonction du pas de calcul. Nous observons une invariance de l'erreur avec le pas de

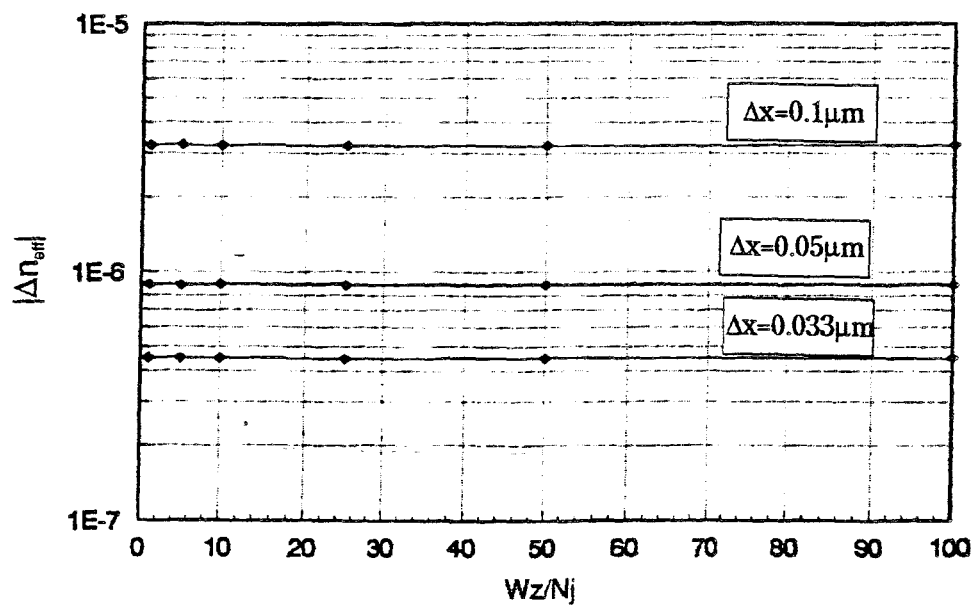


Fig.II-18 : Effets de la discrétisation sur l'erreur sur l'indice effectif calculé par propagation d'un mode propre sur 5mm ($\Delta x = W_x / N_i$).

calcul. Par contre, la discrétisation Δx influence l'erreur sur l'indice effectif. Cependant, cette erreur reste très faible ($<10^{-5}$) même pour une discrétisation relativement large ($\Delta x=0.1\mu\text{m}$).

En conclusion, nous avons vérifié le bon fonctionnement de notre logiciel en vérifiant qu'un champ optique n'était pas modifié dans une structure à géométrie invariante, aussi bien au niveau enveloppe qu'au niveau phase du champ.

La vérification que nous avons effectuée au niveau de la phase apparaît importante si l'on désire, par exemple, étudier le couplage entre deux guides parallèles proches (coupleur), pour lequel la phase de l'onde est primordiale.

II-4-4 / Exemples d'applications de la BPM (SOPRANO)

Bien que nous ayons développé une méthode des faisceaux propagés pour étudier la réflexion dans les miroirs intégrés auto-alignés, cette méthode est tout à fait universelle et peut être utilisée, comme nous l'avons signalé, pour étudier le couplage entre deux guides, la transformation d'une structure de mode dans un guide à géométrie variable (adaptateur de modes, guide courbé,...), la séparation d'un faisceau dans une structure adaptée,... Ainsi, la BPM permet de modéliser et de concevoir des circuits complexes comportant des modulateurs optiques, des commutateurs optiques,...

Une autre application de la BPM que nous avons mise en place, et qui fait l'objet d'une thèse au laboratoire, est l'étude de photodétecteurs PIN à couplage par la tranche (Harari J., 1993). Couplé à une résolution des équations de courant, le modèle permet de prévoir aussi bien les propriétés optiques (couplage, absorption) que les propriétés optoélectroniques (efficacité quantique, comportement microonde) du composant.

Conclusion

Ce chapitre décrit les méthodes d'étude et de conception des guides optiques.

Dans la première partie, nous avons montré comment concevoir un guide à géométrie fixe à l'aide de la méthode des indices effectifs dont nous donnons les limites. Nous indiquons comment calculer l'indice effectif de propagation d'un mode, ainsi que le profil de champ associé. Enfin, nous avons illustré la méthode en étudiant la propagation dans des guides en arêtes formés de différents diélectriques.

Le seconde partie du chapitre est consacrée à la description et à la mise en oeuvre d'une méthode des faisceaux propagés (BPM). Cette méthode permet d'étudier la propagation guidée dans les structures à géométries variables. Après une description de l'ensemble des

méthodes existantes, nous nous sommes tourné vers la technique qui utilise les différences finies pour résoudre les équations de propagation. Nous avons, en outre, considéré les approximations paraxiale et scalaire qui simplifient considérablement ces équations, tout en permettant de traiter la plupart des problèmes de l'optique intégrée. Après une description du logiciel SOPRANO que nous avons mis en place, nous avons montré le bon fonctionnement de l'algorithme.

Références

- BAETS R. & LAGASSE P.E., Calculation of radiation in integrated-optics tapers and Y-junctions, *Appl. Opt.*, 21(11), pp.1972-1978 (1982).
- BAETS R. & LAGASSE P.E., Loss calculation and design of arbitrarily curved integrated-optic waveguides, *Journ. Opt. Soc. Amer.*, 73(2), pp.177-182 (1983).
- BAETS R. & KACZMARSKI P., Optical waveguide mode solvers, COMOPTEC Courses, Gent, (nov. 1991).
- BAETS R., WILLEMS J. & HAES J., Diversity in beam propagation methods, *Proc. ECIO*, pp.13.1-13.3 (1993).
- BIERWIRTH K., SCHULZ N. & ARNDT F., Finite-difference analysis of rectangular dielectric waveguide structures, *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, 34(11), pp.1104-1113 (1986).
- BORN M. & WOLF E., *Principes of optics*, Pergamon Press, New-York (1959).
- CHIANG K.S., Dual effective-index method for the analysis of rectangular dielectric waveguides, *Appl. Opt.*, 25(13), pp.2169-2174 (1986).
- CHIANG K.S., Effective-index method for the analysis of optical waveguide couplers and arrays : an asymptotic theory, *Journ. Light. Tech.*, 9(1), pp.62-72 (1991).
- CHIANG K.S., Performance of the effective-index method for the analysis of dielectric waveguides, *Opt. Lett.*, 16(10), pp.714-716 (1991).
- CHUNG Y. & DAGLI N., An assessment of finite difference beam propagation method, *IEEE Journ. Quant. Elect.*, 26(8), pp.1335-1339 (1990).
- DANILSEN P., Two-dimensional propagating beam analysis of an electrooptic waveguide modulator, *IEEE Journ. Quant. Elect.*, 20(9), pp.1093-1097 (1984).
- FEIT M.D. & FLECK J.A., Jr, Light propagation in graded-index optical fibers, *Appl. Opt.*, 17(24), pp.3990-3998 (1978).
- FEIT M.D. & FLECK J.A., Jr, Computation of mode properties in optical fiber waveguides by a propagating beam method, *Appl. Opt.*, 19(7), pp.1154-1164 (1980).
- FEIT M.D. & FLECK J.A., Jr, Mode properties of optical fibers with lossy components by the propagating beam method, *Appl. Opt.*, 20(5), pp.848-856 (1981).
- GALLAGHER D.F.G., Series solutions to the arbitrary profile 1-D waveguide and quantum-well problems, *Journ. Quant. Elect.*, 28(8), pp.1785-1791 (1992).
- GERDES J. & PREGLA R., Beam propagation method based on the method of lines, *Journ. Opt. Soc. Amer.*, 8(2), pp.389-394 (1991).
- GHATAK A.K., THYAGARAJAN K. & SHENOY M.R., Numerical analysis of planar optical waveguides using matrix approach, *Journ. Light. Tech.*, 5(5), pp.660-667 (1987).
- HARARI J., JOURNET F., RABII O., JOANNES L., VILCOT J.P. & DECOSTER D., Modeling of photodetectors for microwave and high power applications, *Proc. SPIE*, 2149, à paraître.
- HUANG W. & HAUS H.A., A simple variational approach to optical rib waveguides, *Journ. Light. Tech.*, 9(1), pp.56-61 (1991).
- HULSE C.A. & KNOESEN A., Iterative calculation of complex propagation constants of modes in multilayer planar waveguides, *Journ. Quant. Elect.*, 28(12), pp.2682-2684 (1992).
- HUNSPERGER R.G., *Integrated optics : theory and technology*, Springer, Berlin (1985).

- KACSMARSKI P. & LAGASSE P.E., Bidirectional beam propagation method, *Elect. Lett.*, 24(11), pp.675-676 (1988).
- KACZMARSKI P. & HAES J., *Beam Propagation Methods*, COMOPTEC Courses, Gent, (nov. 1991).
- KNOX R.M. & TOULIOS P.P., Integrated circuits for the millimeter through optical frequency range, *Symp. on Submillimeter Waves*, Polytec. Inst. of Brooklyn, pp.497-516 (1970).
- KUMAR A., CLARK D.F. & CULSHAW B., Explanation of errors in the effective-index method for analyzing rectangular-core waveguides, *Opt. Lett.*, 13(12), pp.1129-1131 (1988).
- LIU J.M. & GOMELSKI L., Vectorial beam propagation method, *Journ. Opt. Soc. Am. A*, 9(9), pp.1574-1585 (1992).
- MCILROY P.W.A., STERN M.S. & KENDALL P.C., Spectral index method for polarized modes in semiconductor rib waveguides, *Journ. Light. Tech.*, 8(1), pp.113-117 (1990).
- MUNOWITZ M. & VEZZETTI D., Mode structure and lateral confinement in strip-loaded optical waveguides : effects of asymmetric cladding, *Journ. Light. Tech.*, 10(4), pp.426-431 (1992).
- MUNOWITZ M. & VEZZETTI D.J., Beam propagation computations in one and two transverse dimensions, *Opt. Commun.*, 100 (1-4), pp.43-47 (1993).
- NEYER A., MEVENKAMP W., THYLEN L. & LAGERSTRÖM B., A beam propagation method analysis of active and passive waveguide crossings, *Journ. Light. Tech.*, 3(3), pp.635-642 (1985).
- NISHIHARA H., HARUNA M. & SUHARA T., *Optical integrated circuits*, McGraw-Hill, New-York (1989).
- NOUGIER J.P., *Méthodes de calcul numérique*, Masson, Paris (1987)
- RATOWSKY R.P., FLECK J.A. & Jr., FEIT M.D., Helmholtz beam propagation in rib waveguides and coupleurs by iterative Lanczos reduction, *Journ. Opt. Soc. Amer. A*, 9(2), pp.265-273 (1992).
- RAHMAN B.M.A. & DAVIES J.B., Finite-element solution of integrated optical waveguides, *Journ. Light. Tech.*, 2(5), pp.682-687 (1984).
- SAAD S.M., Review of numerical methods for the analysis of arbitrarily-shaped microwave and optical dielectric waveguides, *Trans. Micro. Theory and Tech.*, 33(10), pp.894-899 (1985).
- SCARMOZZINO R. & OSGOOD, Jr, Comparison of finite-difference and fourier transform solutions of the parabolic wave equation with emphasis on integrated-optics applications, *Journ. Opt. Soc. Amer.*, 8(5), pp.724-731 (1991).
- SELVARAJ R., LIN H.T. & McDONALD J.F., Integrated optical waveguides in polyimide for wafer scale integration, *Journ. Light. Tech.*, 6(6), pp.1034-1044 (1988).
- SUDBO A.S., Why are accurate computations of mode fields in rectangular dielectric waveguides difficult?, *Journ. Light. Tech.*, 10(4), pp.418-419 (1992).
- VAN ROEY J., VAN DER DONK J. & LAGASSE P.E., Beam-propagation method : analysis and assessment, *Journ. Opt. Soc. Am.*, 71(7), pp.803-810 (1981).
- VINCHANT J.F., Intégration monolithique de photodétecteurs et de guides optiques sur matériaux III-V, Thèse de l'Université, Lille (1990).
- YEVICK D. & GLASNER M., Analysis of forward wide-angle light propagation in semiconductor rib waveguides and integrated-optics structures, *Elect. Lett.*, 25(23), pp.1611-1613 (1989). Erratum 25(25), p.1747.
- YEVICK D. & HERMANSSON B., A split-step finite difference analysis of rib waveguides, *Elect. Lett.*, 25(7), pp.461-462 (1989).

CHAPITRE

III

Premiers dispositifs

III-1 / Introduction	1
III-1 / Guide optique Si ₃ N ₄ /SiO ₂ associé à un photodétecteur GaAs	1
III-1-1 / Présentation du circuit	1
III-1-2 / Conception du guide optique	2
III-1-3 / Etude du couplage guide-détecteur	3
III-1-4 / Etude de l'injection par réseau gravé	4
III-1-5 / Fabrication du circuit	5
III-1-6 / Caractérisation du circuit	5
III-1-7 / Potentialités et limites de ce circuit	6
III-2 / Fabrication des premiers guides polyimides	7
III-2-1 / Généralités sur les polyimides	7
III-2-2 / Les polyimides Ultradels	8
III-2-3 / Fabrication de guides polyimides	9
a. Guide U-3112/U-7105	9
1. Epaisseurs des films	9
2. Gravure des polyimides	10
3. Fabrication du guide	10
4. Influence du recuit final du polyimide	11
5. Caractérisation du guide	12
b. Guide U-9000/SiO ₂	13
Conclusion	13
Références	14

III-1 / Introduction

Comme premier circuit possédant un guide diélectrique, nous présentons un guide $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ en intégration monolithique avec un détecteur de type métal-semiconducteur-métal (MSM) sur substrat GaAs.

Etant donné que nous avons participé à la conception et la caractérisation de ce dispositif (Joannes L., 1991) et qu'il constitue le point de départ de notre travail de thèse, nous donnons une description assez détaillée de ce circuit. Nous montrons comment nous avons utilisé les outils décrits au chapitre précédent pour concevoir les guides optiques et étudier le couplage de la lumière entre le guide et le photodétecteur. Enfin, nous décrivons les performances, les potentialités et les limites de ce circuit.

La fabrication d'un dispositif intégrant un détecteur ou tout autre composant optoélectronique peut être rendue plus aisée par l'utilisation de guides polyimides. C'est pourquoi nous nous sommes efforcé de fabriquer des guides formés avec ce type de matériau. La seconde partie du chapitre décrit les résultats obtenus.

III-1 / Guide optique $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ associé à un photodétecteur GaAs

La mise au point et la fabrication de ce circuit s'intégraient plus précisément dans le cadre d'une étude sur l'application de la photodétection dans les circuits intégrés III-V pour le contrôle optique d'un circuit logique (Aboudou A., 1991). Il s'agissait de montrer qu'il était possible d'envisager de commander un circuit logique numérique par un faisceau laser, par l'intermédiaire de guides optiques associés monolithiquement au circuit intégré. Il s'agit donc, ici, d'interconnexions optiques.

III-1-1 / Présentation du circuit

La Fig.III-1 décrit schématiquement le circuit fabriqué sur substrat GaAs. Le guide optique est composé de nitrure de silicium (coeur) et de silice (gaine). Au niveau du photodétecteur, la gaine en silice est réduite, laissant la lumière guidée dans le nitrure se faire absorber par le GaAs. Il s'agit donc d'un couplage par "onde évanescente". L'insert de la Fig.III-1 montre une coupe du circuit avec les profils du champ guidé dans les deux sections. Des contacts métalliques de type Schottky sont déposés de part et d'autre de

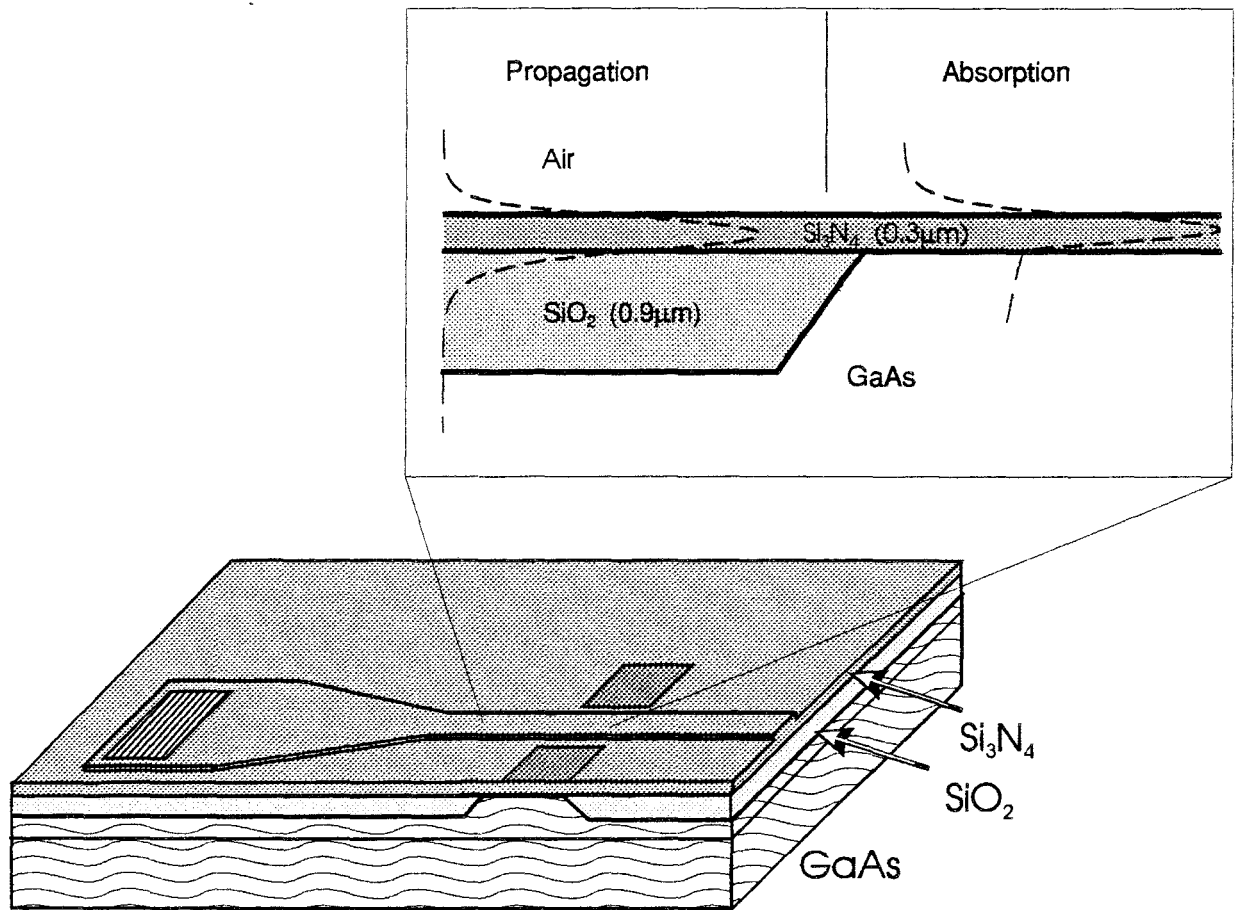


Fig.III-1 : Vue schématique du circuit intégrant un guide optique diélectrique $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ et un photodétecteur MSM sur GaAs. L'insert montre une coupe longitudinale du circuit au niveau de la transition guide-détecteur. Les champs guidés dans les deux parties sont représentés en tirets.

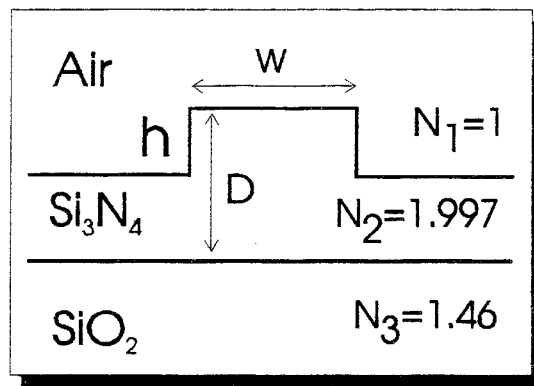


Fig.III-2 : Structure du guide optique diélectrique $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ en arête et définition des paramètres géométriques.

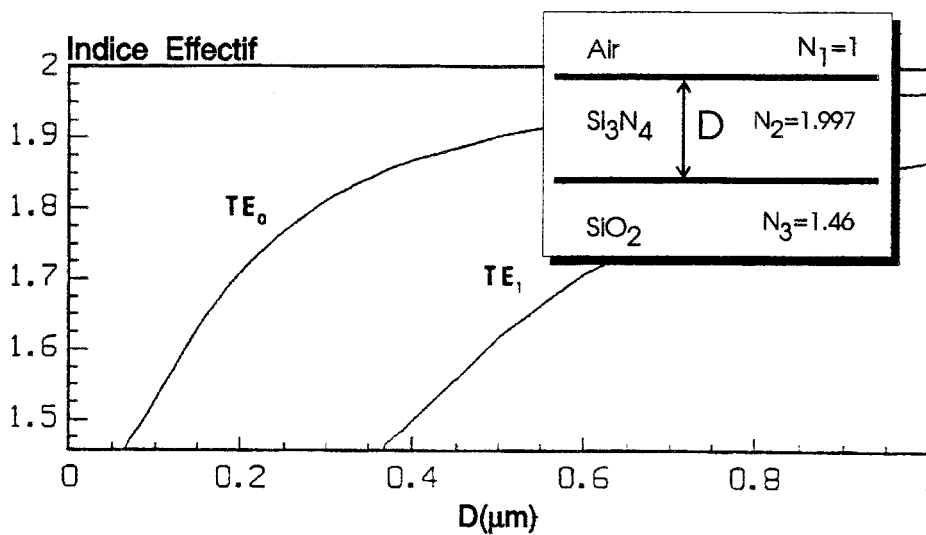


Fig.III-3 : Evolution de l'indice effectif de propagation des deux premiers modes TE se propageant dans le guide plan $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$, en fonction de l'épaisseur D du film de nitrure ($\lambda=0.83\mu\text{m}$).

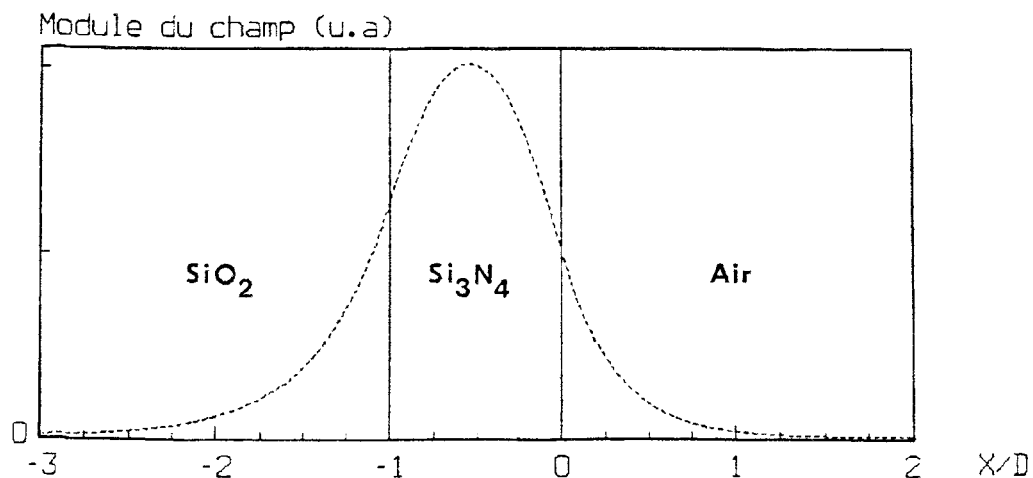


Fig.III-4 : Profil du mode guidé (TE) dans la structure plane monomode ($D=0.3\mu\text{m}$; $\lambda=0.83\mu\text{m}$).

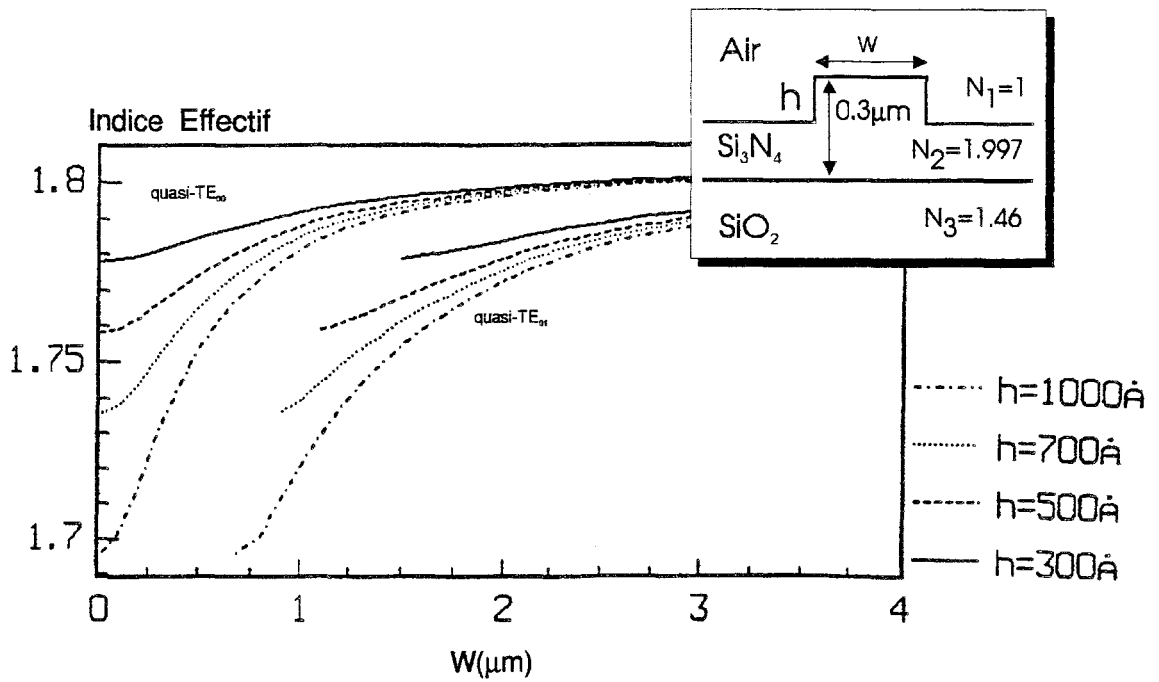


Fig.III-5 : Evolution des indices effectifs des modes quasi-TE₀₀ et quasi-TE₀₁ en fonction de la largeur W et pour différentes valeurs de la hauteur h de l'arête ($D=0.3\mu\text{m}$; $\lambda=0.83\mu\text{m}$).

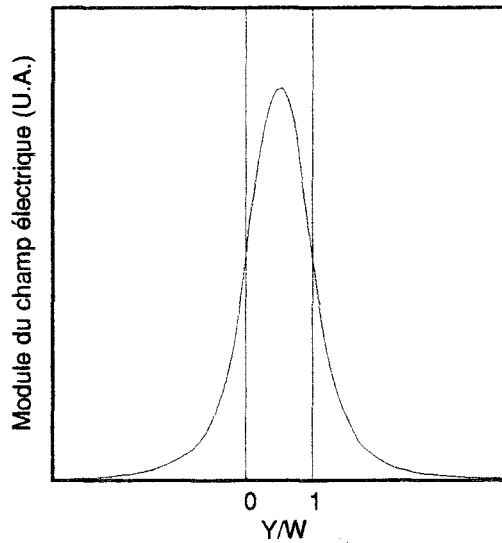


Fig.III-6 : Profil latéral du mode quasi-TE₀₀ dans la structure en arête ($D=0.3\mu\text{m}$; $W=1\mu\text{m}$; $h=500\text{Å}$; $\lambda=0.83\mu\text{m}$).

l'arête du guide, à travers une ouverture du diélectrique, pour former le photodétecteur métal-semiconducteur-métal (MSM) (Aboudou A., *Elect. Lett.* 1992).

À gauche de la figure, nous observons le réseau gravé sur une partie élargie de l'arête pour permettre l'injection de la lumière dans le guide.

III-1-2 / Conception du guide optique

Étant donnée l'application envisagée, nous concevons le circuit pour un fonctionnement monomode à la longueur d'onde $\lambda=0.83\mu\text{m}$. Cependant, il sera également opérationnel dans le spectre visible étant donnée la transparence des matériaux à ces longueurs d'onde (voir chapitre I).

Il s'agit d'un guide en arête (Fig.III-2). Celle-ci est gravée directement sur le nitrure.

Nous utilisons la méthode des indices effectifs pour concevoir une structure qui permet une propagation guidée monomode. Dans un premier temps, un guide plan formé par la silice, le nitrure et l'air est considéré. Nous calculons l'évolution de l'indice effectif de propagation n_e pour les deux premiers modes TE en fonction de l'épaisseur D du film de nitrure (Fig.III-3). De ces calculs, nous déduisons les épaisseurs de coupure de ces modes : $0.064\mu\text{m}$ pour le mode TE_0 et $0.369\mu\text{m}$ pour le mode TE_1 . Une épaisseur de $0.3\mu\text{m}$ a été choisie pour s'assurer une propagation monomode verticalement à la longueur d'onde $0.83\mu\text{m}$. Le profil de champ correspondant est repris à la Fig.III-4.

Ensuite, le confinement latéral de la lumière est étudié en considérant un guide plan fictif dont l'épaisseur est égale à la largeur de l'arête W et dont les indices correspondent aux indices effectifs des modes se propageant dans les guides plans Air/ Si_3N_4 / SiO_2 d'épaisseur $0.3\mu\text{m}$ et $0.3\mu\text{m-h}$. La Fig.III-5 décrit l'évolution des indices effectifs des modes quasi- TE_0 et quasi- TE_1 en fonction de la largeur de l'arête W et pour différentes valeurs de sa hauteur h . Nous observons une propagation suivant le mode quasi- TE_0 quelle que soit la géométrie de l'arête (guide symétrique) et une largeur de coupure dépendant de la hauteur de l'arête pour le guide quasi- TE_1 : moins l'arête est haute plus la largeur de coupure du mode est importante (mais plus le confinement du mode sous l'arête est faible). Une hauteur d'arête de 500\AA a été choisie. Dans ce cas une largeur d'arête de $W=1\mu\text{m}$ assure une propagation monomode latéralement. Le profil de champ correspondant est repris à la Fig.III-6.

Notons que la propagation dans ce guide ($D=0.3\mu\text{m}$, $W=1\mu\text{m}$ et $h=500\text{\AA}$) n'est plus monomode à la longueur d'onde $0.63\mu\text{m}$. Il peut s'y propager deux modes aussi bien verticalement que latéralement.

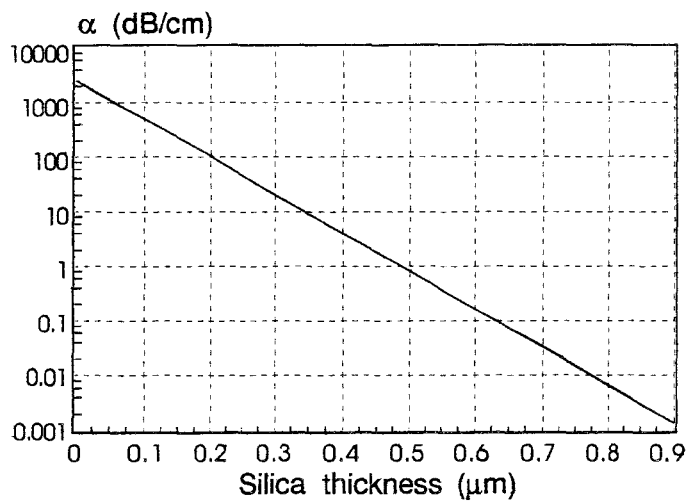


Fig.III-7 : Pertes de propagation du mode TE_0 dans la structure plane Air/ Si_3N_4 / SiO_2 /GaAs en fonction de l'épaisseur de silice à la longueur d'onde $0.83\mu\text{m}$.

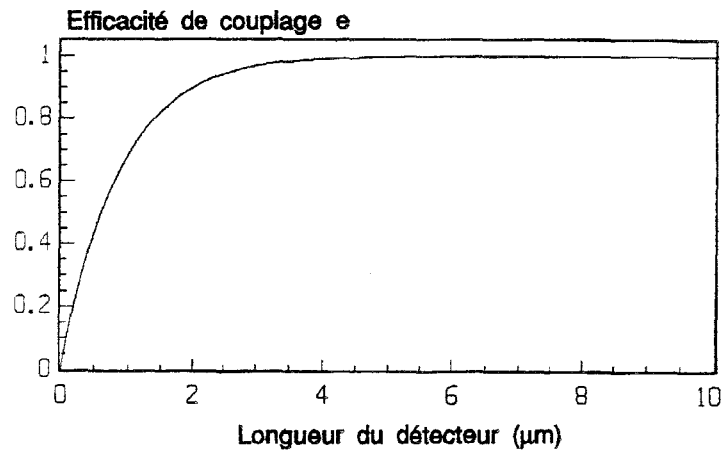


Fig.III-8 : Efficacité de couplage e entre le guide et le détecteur en fonction de la longueur L de celui-ci.

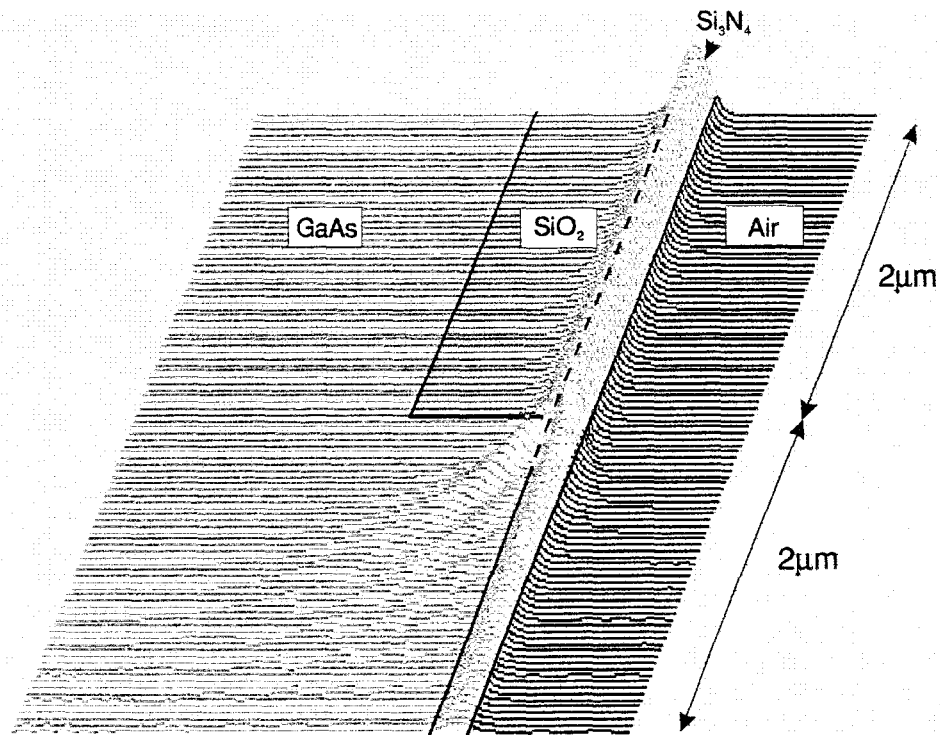


Fig.III-9 : Simulation FD-BPM du couplage guide-détecteur. Après une longueur de détecteur L de $2\mu\text{m}$, 90% de la lumière guidée est absorbée (sans tenir compte de la réflexion à la jonction).

III-1-3 / Etude du couplage guide-détecteur

Le couplage de la lumière guidée avec le détecteur est étudié à l'aide du modèle SYMPHONIE développé au laboratoire (Vinchant J.F., 1988). Ce modèle permet de calculer la constante de propagation complexe $\beta = \beta' - i\beta''$ dans un guide plan comprenant jusqu'à quatre couches éventuellement absorbantes. L'indice effectif de propagation n_e et le coefficient d'absorption α en sont déduits :

$$n_e = \frac{\beta'}{k} \quad \alpha = 2\beta'' \quad (1)$$

L'efficacité de couplage, définie comme le rapport de la puissance absorbée par le détecteur à la puissance lumineuse guidée, est alors reliée au coefficient d'absorption α par la relation :

$$e = 1 - \exp(-\alpha L) \quad (2)$$

où L est la longueur de la couche photodéetectrice.

Nous avons étudié l'évolution des pertes de propagation du mode TE_0 dans le guide plan Air/Si₃N₄/SiO₂/GaAs en fonction de l'épaisseur D_2 de silice (Fig.III-7). L'indice de réfraction du GaAs à la longueur d'onde 0.83 μ m est de 3.64-i 0.066 (Valette S., 1989). Lorsque l'épaisseur de silice est nulle, le coefficient d'absorption est de $\alpha=2500$ dB/cm. Ceci permet de tracer l'efficacité de couplage de la lumière au détecteur en fonction de la longueur L de celui-ci (Fig.III-8). Nous concluons qu'une longueur de 5 μ m doit permettre d'absorber la totalité de la lumière guidée.

Notons que cette simulation ne prend en compte ni l'adaptation du mode guidé à la transition guide-détecteur, ni la réflexion de la lumière dans cette région.

Après avoir mis au point la BPM qui prend en compte l'adaptation du mode guidé à la transition guide-détecteur, nous avons vérifié le bon couplage de la lumière au GaAs (Fig.III-9). Une longueur de détecteur de 2 μ m permet d'absorber 90% de la lumière guidée (sans tenir compte des réflexions), ce qui est conforme aux premières simulations.

Notons que la courbe de la Fig.III-7 nous permet également d'évaluer l'épaisseur de silice nécessaire à une propagation guidée sans perte. L'épaisseur de 0.9 μ m a été choisie pour donner des pertes théoriques de propagation de l'ordre de 0.001dB/cm. D'autre part, avec cette technique de couplage par onde évanescente, il est possible de fabriquer des détecteurs qui n'absorbent qu'une faible quantité de lumière (détecteur de contrôle) en conservant une partie de la silice entre le nitrure et le semiconducteur et en modifiant la longueur des détecteurs.

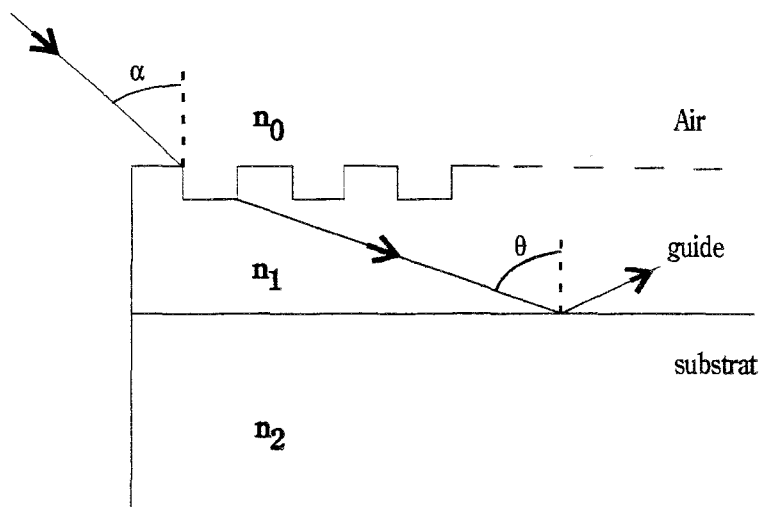


Fig.III-10 : Couplage de la lumière au guide par la méthode du réseau : définition des paramètres.

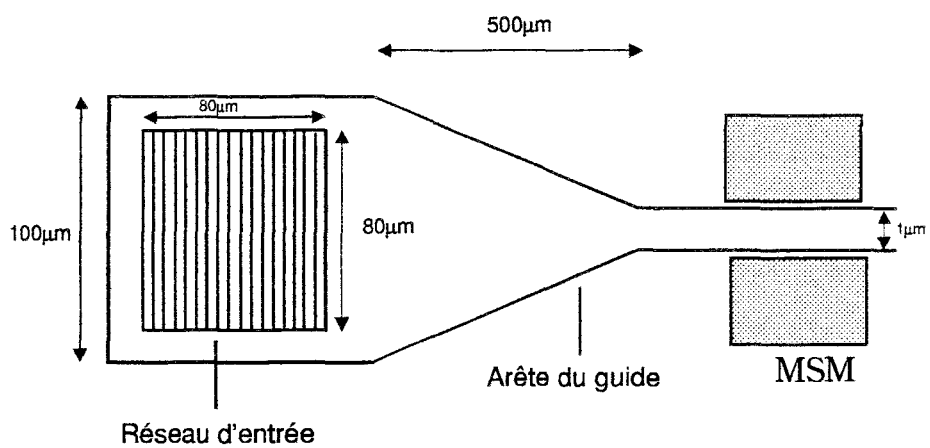


Fig.III-11 : Dimensions du réseau d'injection et de la transition (dessin hors échelle).

III-1-4 / Etude de l'injection par réseau gravé

La technique de couplage par réseau gravé a été choisie pour injecter la lumière dans le guide. Cette technique présente l'avantage d'une grande reproductibilité de fabrication, alors que le couplage par prisme nécessite un contact direct et stable entre celui-ci et le guide, ce qui n'est pas toujours facile à reproduire.

Par cette technique, une onde lumineuse incidente suivant un angle α par rapport au plan du guide est couplée à ce dernier lorsqu'il y a un accord de phase entre l'onde diffractée par le réseau et un mode susceptible d'être guidé (Ogawa K., 1973). Cette condition se traduit par la relation :

$$n_e - m \frac{\lambda}{\Lambda} = n_0 \sin \alpha \quad (3)$$

où n_e est l'indice effectif du mode guidé, m est un entier définissant l'ordre de diffraction du réseau, Λ est le pas du réseau, λ est la longueur d'onde et n_0 est l'indice du superstrat (Fig.III-10).

Cette technique permet donc d'exciter séparément les modes pouvant se propager dans la structure. De plus, elle peut être utilisée de la même manière pour extraire la lumière du guide.

L'efficacité de couplage est fonction de la géométrie du réseau et de l'ordre de diffraction considéré. Une étude utilisant les équations de Maxwell est nécessaire pour l'évaluer. Cette étude a été effectuée par A. ABOUDOU (Aboudou A., 1991).

Le pas du réseau, limité par les moyens technologiques utilisés, est fixé à $1.6\mu\text{m}$. L'étude théorique de l'efficacité de couplage a permis de fixer la hauteur d du réseau à 200\AA pour un meilleur couplage.

Notons que le pas du réseau choisi ne permet pas de coupler la lumière diffractée au premier, mais seulement au second ordre.

Pour augmenter l'efficacité de couplage tout en gardant un circuit compact, un réseau carré de $80\mu\text{m}$ de côté a été considéré (Fig.III-11). Celui-ci est gravé sur une partie élargie de l'arête. Une transition conique est donc nécessaire pour passer d'une largeur d'arête supérieure à $80\mu\text{m}$ à une largeur de $1\mu\text{m}$. La longueur de cette transition ($500\mu\text{m}$) a été choisie pour produire le moins de pertes possible tout en gardant des dimensions raisonnables (Baets R., 1982).

Malgré ces précautions, l'efficacité de couplage reste limitée à environ 10%.

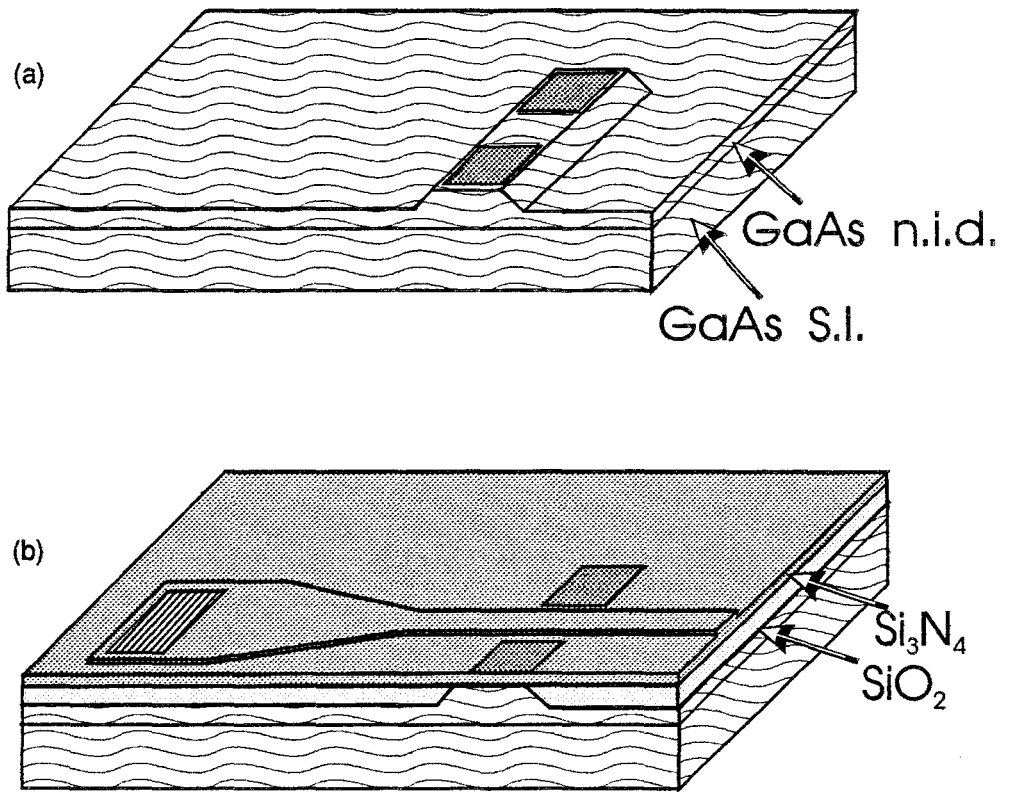


Fig.III-12 : Fabrication du circuit (a) après la gravure des mésas et la formation des MSM, (b) dispositif final.

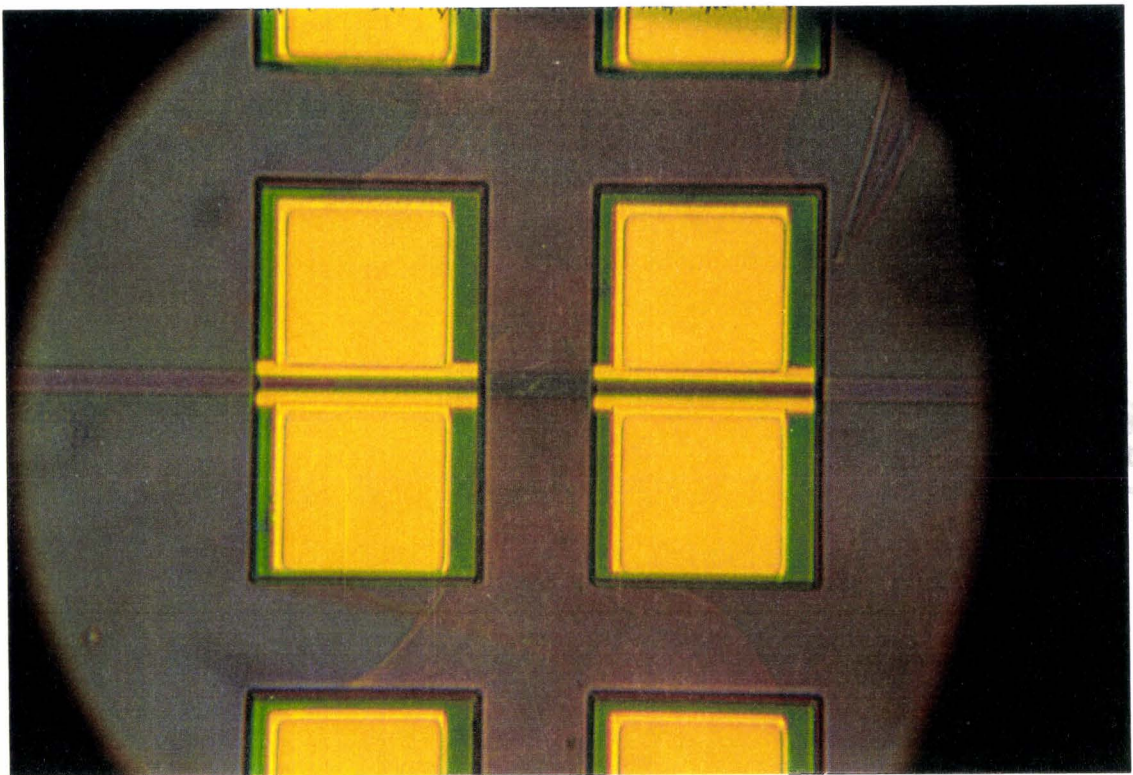
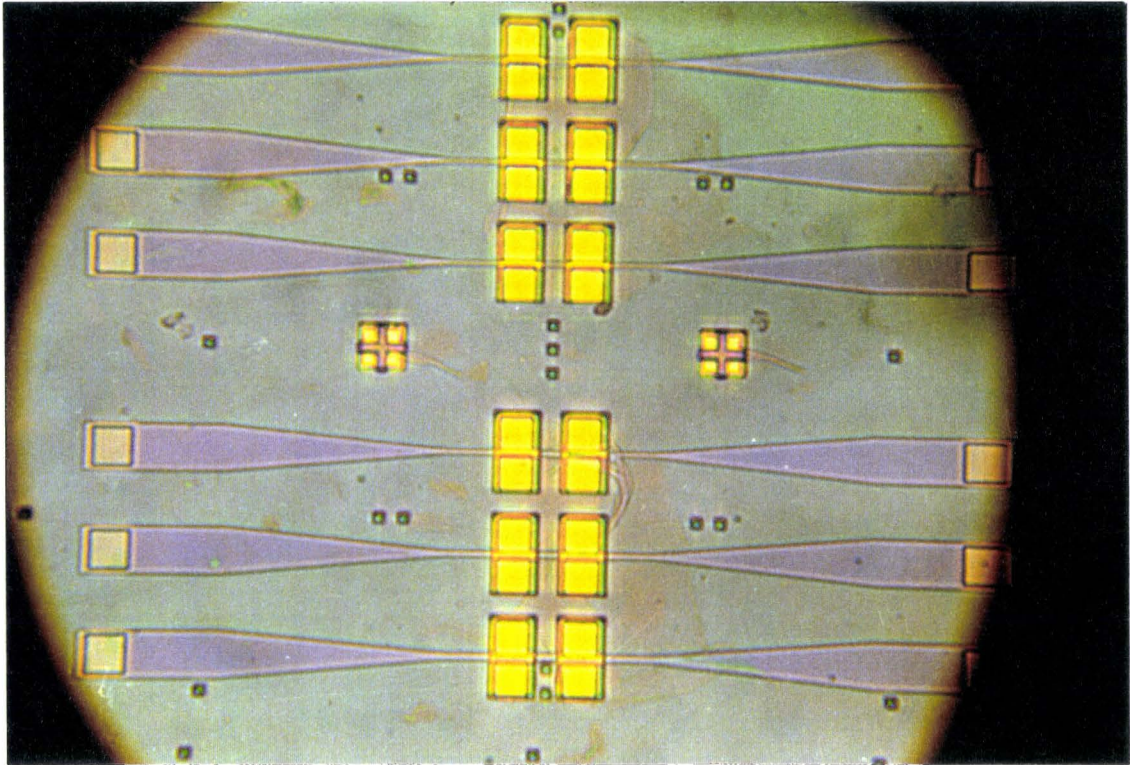


Fig.III-13 : Photographie du circuit associant un guide diélectrique et un photodétecteur.
En haut : vue générale, en dessous : vue agrandie des détecteurs.

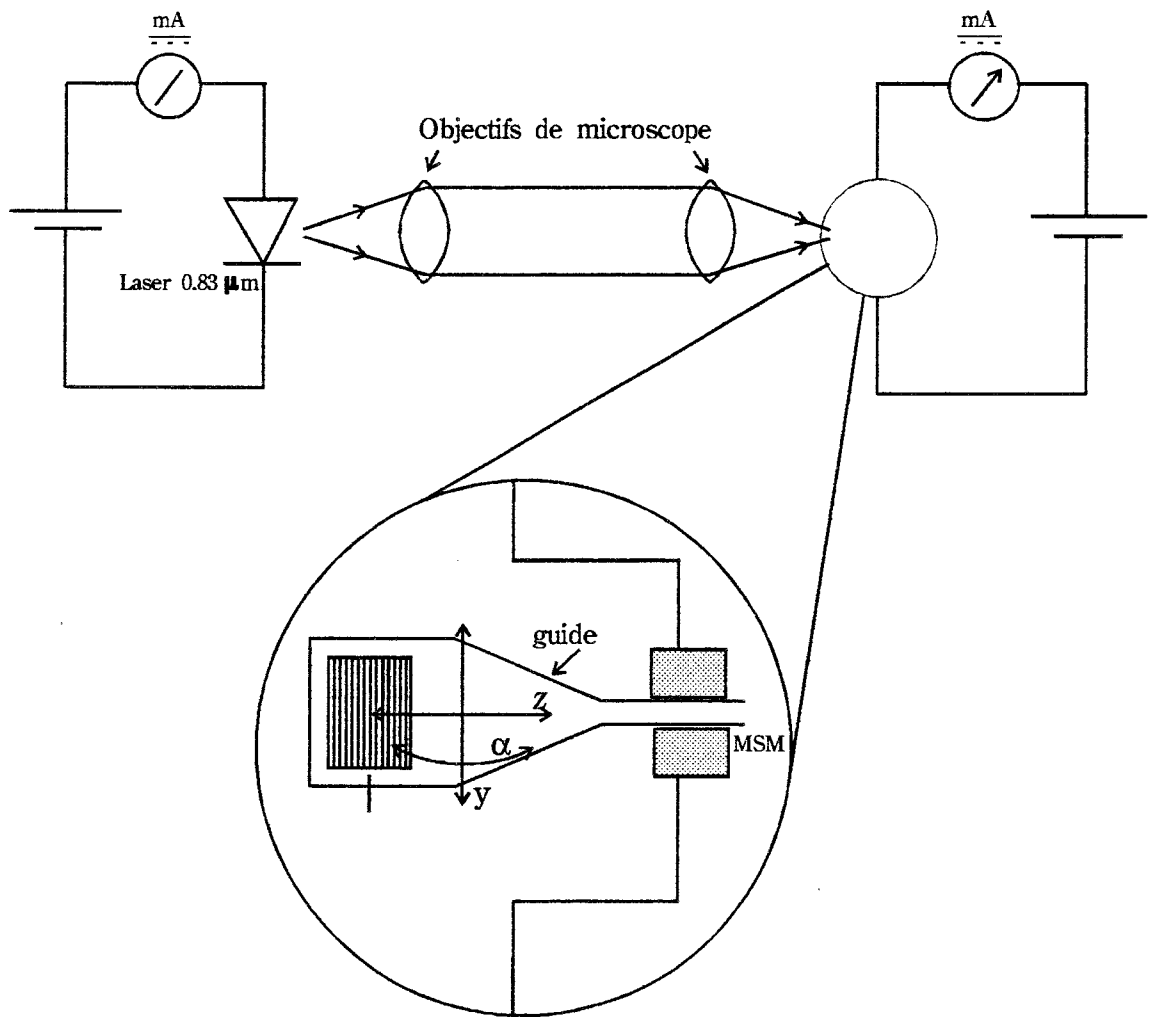


Fig.III-14 : Dispositif de caractérisation du circuit.

III-1-5 / Fabrication du circuit

La fabrication de ce dispositif a été effectuée par E. GOUTAIN lors de son stage de D.E.A. (Goutain E., 1991)

La première étape de la fabrication du circuit est la formation de mésas dont la hauteur est exactement égale à l'épaisseur prévue pour la silice ($0.9\mu\text{m}$). Les photodétecteurs MSM seront ensuite formés sur ces mésas. Cette gravure est effectuée par voie chimique ($\text{NH}_4\text{OH}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O} / 1:1:400$).

Les électrodes des MSM (Titane, Platine, Or) sont alors déposées en deux étapes. La première à l'aide de la lithographie par faisceaux d'électrons qui définit précisément la distance inter-électrodes (égale à la largeur de l'arête du guide qui sera déposé par dessus). La seconde partie du dépôt est précédée d'un masquage optique; ce dépôt est prévu pour augmenter la surface des contacts et permettre la connexion électrique du MSM. La Fig.III-12/a reprend une vue schématique du circuit à ce moment de la fabrication.

L'étape suivante est la formation des guides optiques. $0.9\mu\text{m}$ de silice est déposé par PECVD et ensuite retiré par gravure sèche (RIE-reactive ion etching) de la surface des mésas. Le film de nitrure (3000\AA) est déposé (PECVD), puis ouvert au niveau des plots métalliques pour permettre la prise des contacts des MSM.

Les arêtes, y compris les transitions coniques, sont ensuite définies par lithographie à faisceaux d'électrons sur une résine négative et gravées par voie sèche (RIE). Des guides de différentes largeurs comprises entre 1 et $10\mu\text{m}$ sont fabriqués.

Enfin le réseau est défini par électrolithographie sur une résine positive et gravé par RIE pour donner le dispositif final (Fig.III-12/b). Une photographie du circuit est reprise sur la Fig.III-13. Nous y apercevons de gauche à droite les réseaux d'injection, les transitions coniques, deux MSM disposés l'un derrière l'autre, une seconde transition conique et un second réseau.

III-1-6 / Caractérisation du circuit

Le dispositif ayant permis la caractérisation des circuits est décrit schématiquement sur la Fig.III-14. Il est constitué d'une source laser $\lambda=0.83\mu\text{m}$ (diode GaAs/AlGaAs), d'un système optique de focalisation adéquat, d'un support de circuit disposé sur une tête goniométrique permettant de choisir l'angle du faisceau par rapport au plan du réseau. Les connexions électriques sont également prévues en vue de polariser les photodétecteurs. Etant donnée la géométrie du montage, l'injection s'effectue dans tous les cas suivant un mode TE.

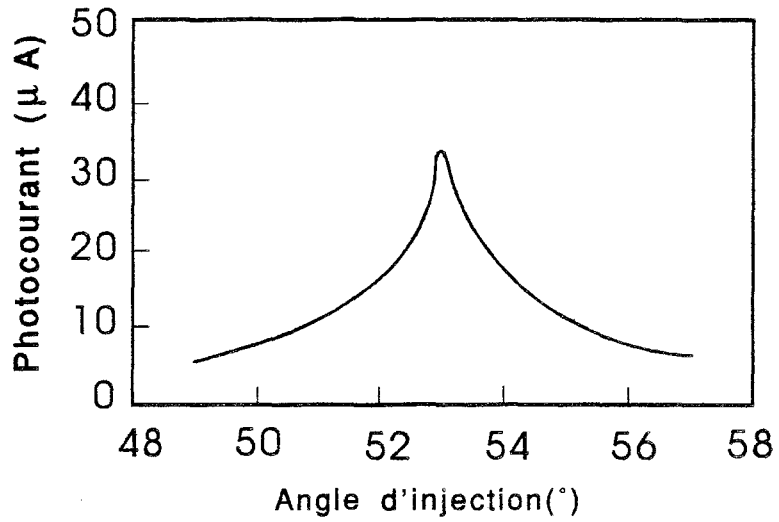


Fig.III-15 : Evolution du photocourant avec l'angle d'injection.

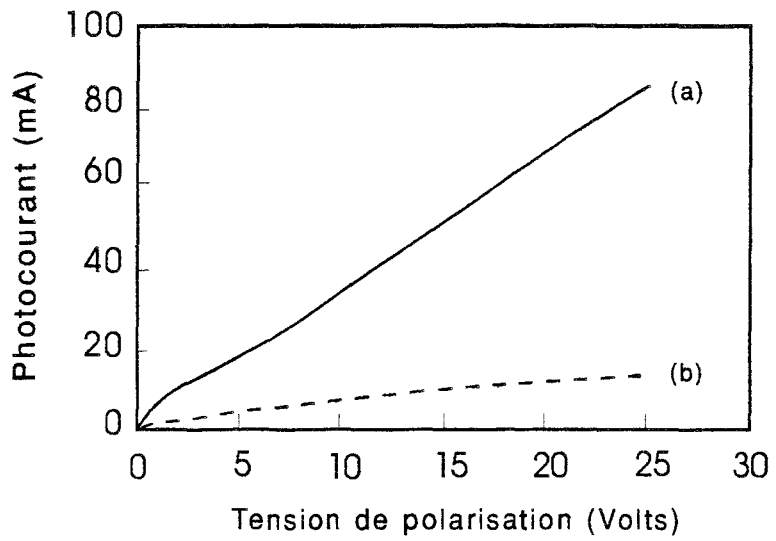


Fig.III-16 : Evolution du photocourant avec la tension de polarisation du MSM
 (a) éclaircissement par le dessus, (b) éclaircissement par le guide.



La Fig.III-15 donne le résultat le plus significatif obtenu avec le circuit possédant un guide optique dont l'arête est de $10\mu\text{m}$. Il s'agit de l'évolution du photocourant parcourant le MSM (tension de polarisation 20V) en fonction de l'angle formé par le faisceau et le réseau. On observe un pic du photocourant pour un angle de 53° (alors que l'angle théorique de couplage est de 51°). Ce comportement, conforme à nos attentes, prouve qu'il y a couplage de la lumière dans le guide et que la lumière guidée est absorbée par le photodétecteur. Il est à noter qu'aucun photocourant n'a été mesuré sur le deuxième MSM, prouvant que toute la lumière guidée est absorbée par le premier.

L'évolution du photocourant en fonction de la tension de polarisation a également été relevé, par éclairissement par le dessus et par le guide (Fig.III-16). Nous constatons que le photocourant relevé par éclairissement par le dessus est plus important que celui obtenu par éclairissement par le guide. Ceci est dû au fait que la quantité de lumière injectée dans le guide est assez faible compte tenu du fait que le couplage se fait suivant le second ordre de diffraction du guide.

Les pertes de propagation dans ces guides n'ont pas pu être évaluées vue la faible longueur des guides. Nous nous attendons cependant à ce qu'elles soient très faibles (Stutius W, 1977). Un guide $\text{SiO}_2(1.47) / \text{SiO}_2(1.43)$ fabriqué au laboratoire avec le même dispositif de dépôt PECVD produit, d'ailleurs, des pertes de propagation aussi faibles que 0.64dB/cm , ce qui est comparable aux meilleurs résultats publiés.

III-1-7 / Potentialités et limites de ce circuit

Cette démonstration faite, il est maintenant possible d'envisager la fabrication de circuits intégrés optoélectroniques comprenant une fonction électronique et commandés par un signal optique (comprenant un signal d'horloge par exemple). En effet, il a été également démontré, au laboratoire, en collaboration avec le LEP (Laboratoire d'électronique de Philips), qu'il était possible d'intégrer des photodétecteurs rapides avec un circuit logique sophistiqué à base de transistors sur substrat GaAs (Aboudou A., IEE Part J. 1992).

Cependant, dans les circuits intégrés futurs, il sera certainement nécessaire de distribuer le signal optique à plusieurs détecteurs. C'est pourquoi il faut pouvoir séparer ce signal et le diriger vers différents endroits du circuit. Il faudra donc effectuer des changements de direction aussi compacts que possible et à faibles pertes. C'est pour cette raison qu'une étude complète des changements de direction par miroirs gravés a été envisagée. Nous présentons les résultats de ce travail dans les derniers chapitres de ce mémoire.

D'autre part, une amélioration, au niveau de la facilité de fabrication et de couplage du signal optique peut être apportée en utilisant des guides optiques polyimides. En effet, la facilité de dépôts (centrifugation), les propriétés de remplissage d'irrégularités et la flexibilité, donnent à ce matériau un atout considérable. C'est pourquoi nous nous sommes efforcé de fabriquer des guides en polyimides.

III-2 / Fabrication des premiers guides polyimides

Nous présentons, pour terminer le chapitre, les premiers résultats de fabrication de guides entièrement formés de polyimides.

III-2-1 / Généralités sur les polyimides

Ce n'est que depuis quelques années qu'il a été envisagé d'utiliser le polyimide pour fabriquer les guides optiques (Reuter R., 1988). Les guides optiques composés de matériaux organiques classiques (PMMA, PolyCarbonate...) présentent de mauvaises résistances thermiques et chimiques. Les polyimides, quant à eux, supportent les traitements thermiques semblables à ceux nécessaires à la fabrication des circuits intégrés, d'où leur intérêt particulier.

Généralement, l'acide polyamique, le matériau précurseur est déposé. Ensuite, la conversion en polyimide est obtenue par un traitement thermique élaboré du matériau. La polymérisation finale du matériau s'accompagne d'une évaporation du solvant et d'une formation de molécules d'eau. Ces dernières, si elles ne quittent pas le matériau avant sa polymérisation totale forment des bulles et des microcavités, causant des diffusions de lumière et des pertes optiques importantes. En général, il est nécessaire de chauffer lentement le matériau pour favoriser l'élimination de ces bulles.

Cependant, le recuit lent du polyimide favorise l'ordonnement des chaînes polymères (Franke H., 1992) ce qui produit également une diffusion de lumière et une augmentation importante des pertes de propagation et, d'autre part, une anisotropie importante du matériau.

D'autre part, la couleur jaune de certains polyimides, causée par des transferts de charges intramoléculaires, réduit la transparence du matériau dans le spectre visible. Ce phénomène semble être lié à la présence d'ordre dans le polyimide (Reuter R., 1988).

Ces considérations montrent les difficultés rencontrées lors de l'utilisation de polyimides pour fabriquer des guides optiques et la nécessité de développer des polyimides possédant de bonnes propriétés optiques.

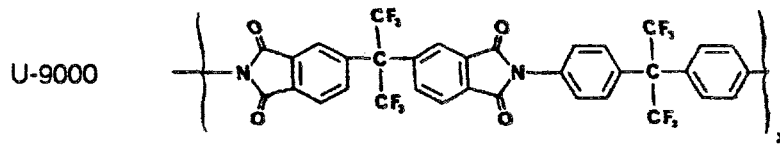
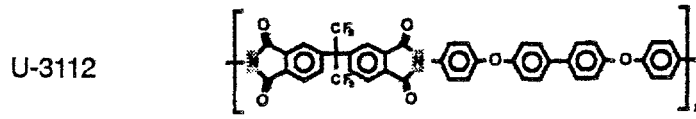


Fig.III-17 : Structures chimiques des polyimides Ultradel U-3112 et U-9000 (Beuhler A., 1993).

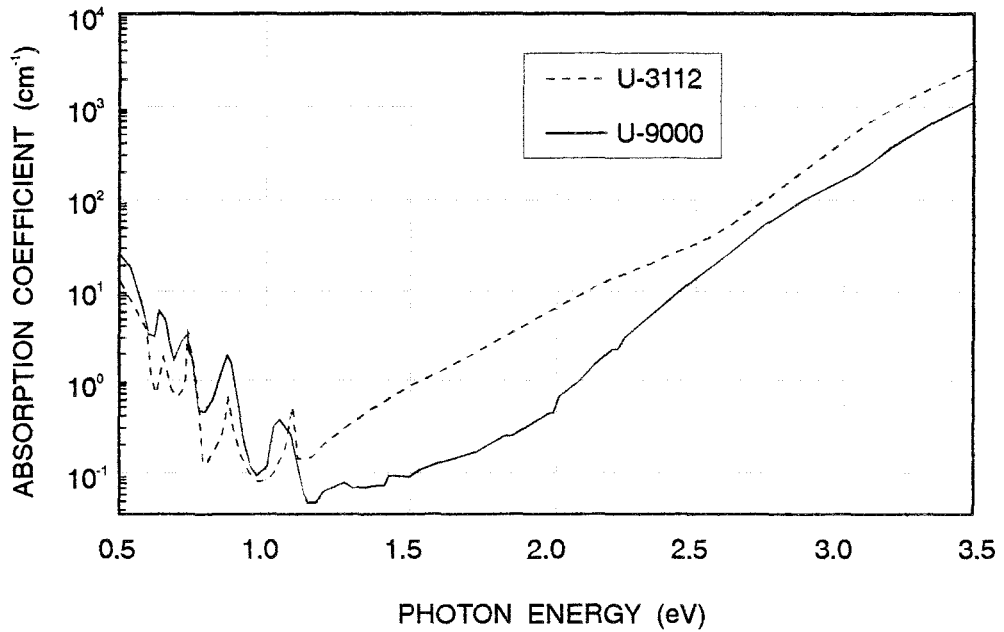


Fig.III-18 : Coefficient d'absorption des polyimides Ultradel en fonction de l'énergie des photons incidents (Beuhler A., 1993).

De nombreux polyimides commerciaux ont, alors, été mis au point spécialement pour des applications optiques. L'évaporation du solvant et l'élimination des molécules d'eau ne peuvent se faire que par une augmentation lente de la température de recuit (Reuter R., 1988). Il faut donc agir sur la structure des matériaux pour réduire les pertes de propagation. La formation de molécules moins symétriques a permis de réduire les tendances d'ordonnement dans le matériau. Une amélioration fondamentale des propriétés optiques des polyimides a été produite en ajoutant des groupements fluorés. Ces derniers empêchent les molécules de s'aligner et réduisent les transferts de charges (Beuhler A., 1993).

La compréhension des phénomènes physico-chimiques présents dans ces matériaux s'écarte du cadre de notre travail. Nous avons juste utilisé des polyimides commerciaux qui nous avaient été recommandés.

III-2-2 / Les polyimides Ultradel

Pour les essais, nous avons utilisé principalement des polyimides de la série Ultradel fabriqués par Amoco Chemical Company (Naperville-USA) et distribués en France par C.I.P.E.C. (Paris).

Une étude complète de l'effet de la composition chimique et des traitements thermiques sur les propriétés optiques (indice de réfraction, pertes de propagation, anisotropie de l'indice) des polyimides Ultradel a été effectuée par BEUHLER A. (Beuhler A., 1993). Nous reprenons, ici, les résultats les plus marquants de cette étude.

Les deux polyimides considérés sont commercialisés sous le nom U-3112 et U-9000. La Fig.III-17 reprend les structures de ces matériaux. On observe la présence des groupements CF_3 : deux pour le U-3112 et quatre pour le U-9000. La transparence de ces matériaux a été mesurée en fonction de l'énergie des photons incidents (Fig.III-18) sur des échantillons recuits pendant une heure à 300°C sous flux d'azote. L'augmentation d'absorption pour les énergies supérieures à 1.2eV ($\lambda < 1.1\mu m$) est attribuée au transfert de charges intramoléculaires. Par contre, les oscillations observées aux plus petites énergies proviennent d'excitations suivant plusieurs harmoniques des liaisons C-H du polymère (Kaino T., 1992). Nous observons la différence d'absorption des deux polyimides : 4dB/cm pour le U-3112 et 0.5dB/cm pour le U-9000 à 1.5eV ($\lambda = 0.83\mu m$). Cette différence est simplement due au pourcentage de fluor que comprend chaque matériau.

La partie la plus importante de l'étude concerne l'influence de la température de recuit sur les propriétés optiques du film (transparence et indice de réfraction). Dans chaque cas l'échantillon a été recuit pendant une heure à température fixe sous flux d'azote.

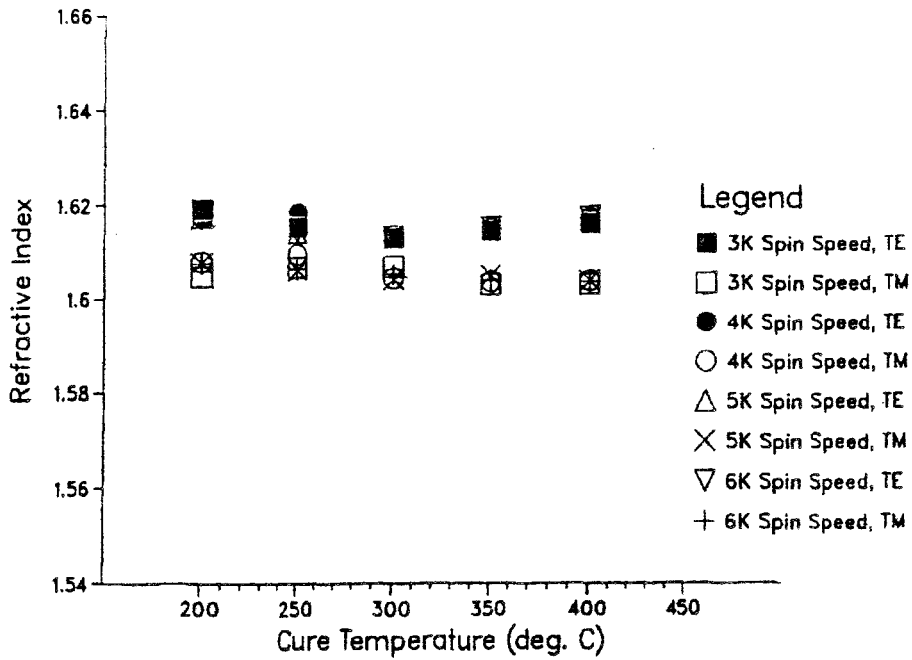


Fig. III-19 : Influence de la température de recuit sur l'indice de réfraction du polyimide U-3112, pour les ondes polarisées TE et TM et pour différentes vitesses de centrifugation (recuit d'une heure sous flux d'azote) (Beuhler A., 1993).

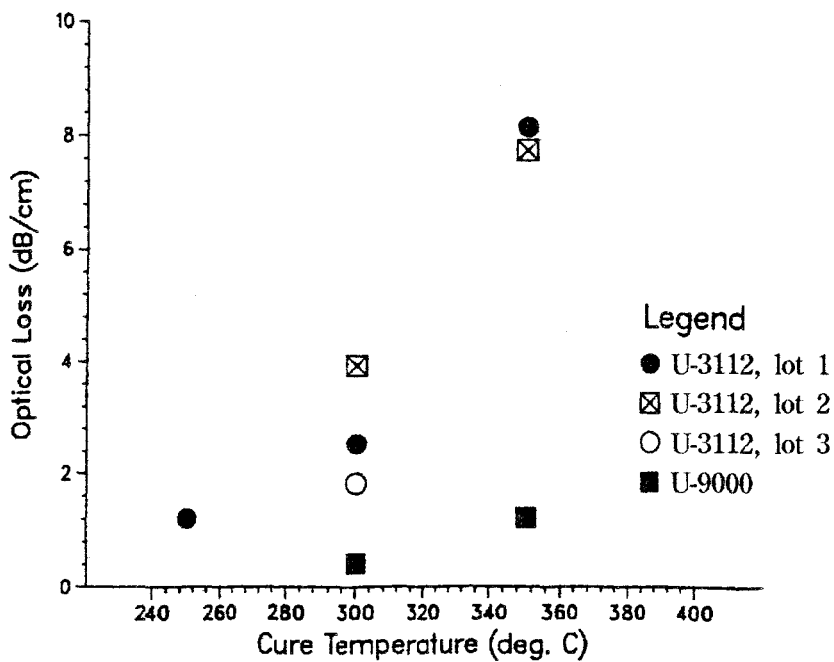


Fig. III-20 : Pertes optiques des guides polyimides/silice en fonction de la température de recuit (recuit d'une heure sous flux d'azote) ($\lambda=0.8\mu\text{m}$) (Beuhler A., 1993).

L'influence de la température sur l'indice de réfraction, mesuré par la technique du prisme pour les ondes polarisées TE et TM est décrite sur la Fig.III-19. Nous remarquons que l'anisotropie d'indice et les indices eux-mêmes changent de manière significative avec la température de recuit et que les vitesses de rotation (spin speed) influencent quelque peu l'indice de réfraction.

D'autre part, la mesure des pertes de propagation dans un guide polyimide/silice (Fig.III-20) montrent une augmentation importante des pertes avec la température de recuit, principalement pour le U-3112 et une dispersion des valeurs entre les différents échantillons.

Cette étude montre que le polyimide U-9000 est mieux adapté pour les applications optiques que le U-3112 (pertes de propagation inférieures à 1dB/cm pour 4dB/cm). D'autre part, il est possible de photo-sensibiliser le polyimide U-9000 pour définir des guides optiques en arête par insolation et dissolution des parties non insolées. (Beuhler A., 1993). Ces types de guides peuvent également être rendus électrooptiques par ajout d'un dopant (colorant DCM pour laser)(Ermer S., 1992).

Ces polyimides paraissent donc bien adaptés à l'utilisation en optique intégrée.

III-2-3 / Fabrication de guides polyimides

Les premiers résultats obtenus ne sont pas aussi bons que ceux que nous venons de décrire.

Le premier guide que nous avons fabriqué est composé de polyimides U-3112 et U-7105. Ce dernier, qui nous a été conseillé par les responsables de chez CIPEC, n'a pas une structure connue. Cependant, il possède une forte coloration jaune typique des polyimides non fluoré.

a. Guide U-3112/U-7105

1. Epaisseurs des films

Ces polyimides sont disponibles sous forme de solutions plus ou moins visqueuses et sont étalés sur un substrat par centrifugation.

En faisant varier les paramètres de centrifugation, il est possible de faire varier les épaisseurs de polyimides déposés. Nous reprenons, sous forme de tableau, les épaisseurs obtenues pour les polyimides Ultradel. Pour le polyimide U-7501, les paramètres d'accélération sont optimisés pour avoir une meilleure uniformité d'épaisseur du film.

U-3112		temps de centrifugation : 60 secondes		
	Accélération (T/min ²)	Vitesse (T/min)	Epaisseur (μm)	
	3000	6000	1.4	
	3000	5000	1.73	
	3000	2500	3.2	
U-7501		temps de centrifugation : 30 secondes		
	Accélération (T/min ²)	Vitesse (T/min)	Epaisseur (μm)	
	6000	6000	1.68	
	5000	5000	2.5	
	3000	2500	4.52	

L'homogénéité d'épaisseur a été contrôlée. Nous avons observé des variations maximales de $\pm 200\text{\AA}$ pour le U-3112 et de $\pm 400\text{\AA}$ pour le U-7501. La moins bonne homogénéité d'épaisseur obtenue pour de U-7501 s'explique par sa plus grande viscosité.

2. Gravure des polyimides

Dans notre cas, la gravure des polyimides est nécessaire pour former le guide en arête.

Comme pour tous les polyimides, les gravures sèches peuvent s'effectuer avec des plasmas d'Air et de SF₆. Nous reprenons, à titre indicatif les vitesses de gravure du polyimide U-3112.

U-3112 recuit 30min(100°C) et 1heure(300°C) :

Plasma Air	50mT, 60W, 340V, 95sccm	1470Å/min
Plasma SF ₆	50mT, 70W, 290V, 95sccm	2450Å/min

3. Fabrication du guide

Nous décrivons à présent les étapes de fabrication du guide optique tout en polyimide.

- **Nettoyage** du substrat (acétone/alcool);
- Dépôt du **promoteur d'adhésion** (A200/B200 à 1:2000, préparé avec μ -pipette automatique)

- Centrifugation : $a=5000T/min^2$; $v=5000T/min$; $t=30sec^1$.
- Recuit 1 minute à $100^\circ C^2$
- Dépôt de la **gaine** : Polyimide U-7501 : épaisseur $2.5\mu m^3$
 - Centrifugation pour étendre le polyimide : (500,500,30)
 - Centrifugation finale (5000,5000,30).
 - Recuit 3 minutes à $100^\circ C^2$
- Dépôt du **coeur** du guide : Polyimide U-3112³
 - Centrifugation pour étendre le polyimide : (500,500,30)
 - Centrifugation finale fonction de l'épaisseur de coeur voulue.
 - Recuit 3 minutes à $100^\circ C^2$
- **Recuit final**² 1 heure à la température choisie, sous flux d'azote.
- Gravure des **arêtes** (lignes de $6\mu m$ de large, espacées de $200\mu m$: masque négatif)
 - centrifugation de résine optique S1400-27, recuit 20min à $60^\circ c$
 - insolation UV 5sec., développement
 - gravure RIE-Air pour obtenir la hauteur d'arête voulue ($1470\text{Å}/min$).
 - Nettoyage de la résine (acétone/alcool).

4. Influence du recuit final du polyimide

Comme nous l'avons souligné précédemment, il se produit dans le polyimide, lors du recuit final un ordonnancement local des chaînes. Outre leurs effets sur la biréfringence, dont nous ne nous occupons pas dans ce travail, ces ordonnancements locaux agissent comme des sites de diffusion de la lumière et, ainsi, contribuent aux pertes de propagation dans les guides optiques.

D'autre part, l'influence de la température sur les pertes de propagation est telle que nos premiers essais de guides optiques en polyimide ont été des échecs uniquement dûs à la température trop importante du recuit final ($400^\circ C$) qui rendait le polyimide très absorbant.

¹ Dans la suite du travail, nous n'indiquerons plus les paramètres de centrifugation avec les unités, mais uniquement les valeurs des accélérations, vitesses et temps dans l'ordre et respectivement en tours/minutes², en tours/minutes et en secondes, entre parenthèses.

² Tous les recuits se font, ici, sur plaque chauffante (les temps doivent être multipliés par ~ 5 pour les recuits dans les fours classiques).

³ dépôt de 0.5ml de solution par quart de substrat de 2 pouces, avec une seringue sans aiguille, au centre du substrat.

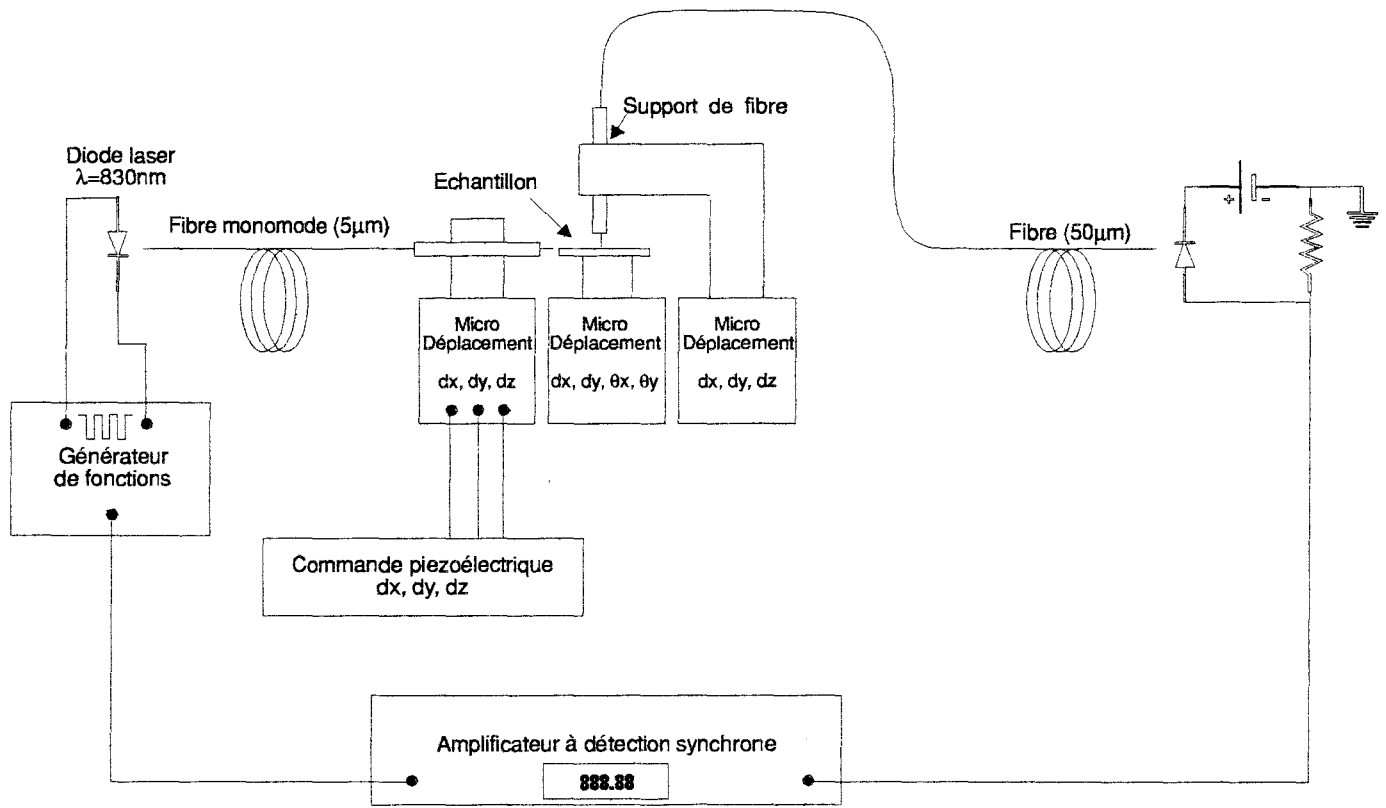


Fig.II-21 : Banc de caractérisation des guides optiques. (voir texte)

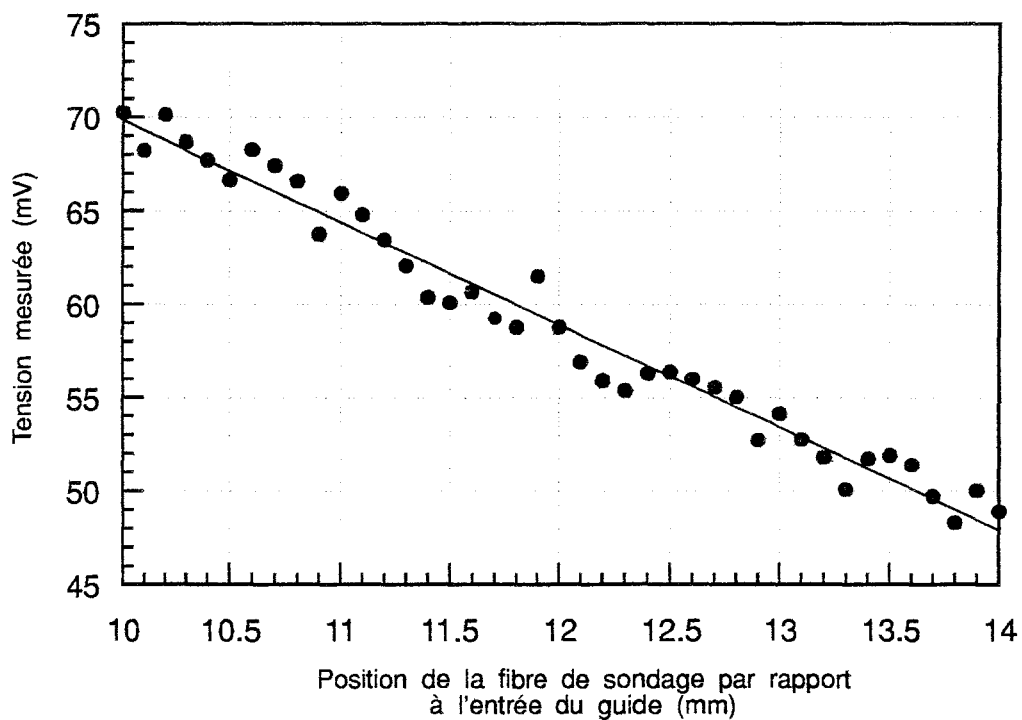


Fig.III-22 : Evolution de la tension mesurée (proportionnelle au photocourant) en fonction de la position de la sonde fibrée (le zero correspond au bord du guide optique).

D'un autre côté, un polyimide trop peu recuit présente également des pertes optiques dues essentiellement à la présence de solvant. Nous avons, personnellement, observé une augmentation des pertes de propagation dans des guides recuits à une température de 200°C. Un autre phénomène vient s'ajouter au premier : le polyimide partiellement polymérisé devient vulnérable à d'autres solvants. Nous avons relevé une légère interaction entre le polyimide recuit à 200°C et la résine optique. Nous avons également observé qu'un faible taux de polymérisation peut donner lieu à des craquelures à la surface du film.

Il y a donc une température optimale qui permet d'obtenir un film polyimide de meilleure qualité optique. La température optimale semble être comprise entre 250°C et 300°C (Beuhler A., 1994).

Nous avons donc fabriqué des guides optiques suivant le procédé décrit plus haut. Une température de recuit final de 300°C a été choisie en fonction des remarques précédentes.

5. Caractérisation du guide

a. Injection dans les guides polyimides

Malgré leur caractère amorphe, nous avons remarqué que les polyimides recuits se cassent bien. Notre expérience a montré qu'approximativement 50% des faces clivées permettaient l'injection de lumière. Ce rendement est suffisant dans notre cas, d'autant plus que la technique de caractérisation utilisée (technique de la sonde fibrée) donne des résultats indépendants de l'efficacité de couplage.

b. Mesure de pertes de propagation : technique de la sonde fibrée

La caractérisation a été effectuée par la technique de la sonde fibrée qui consiste à mesurer l'évolution de la quantité de lumière diffusée vers le haut, pendant la propagation. L'évolution de cette quantité avec la distance de déplacement de la fibre est directement liée aux pertes de propagation (Nourshargh N., 1985).

Le banc de caractérisation, décrit sur la Fig.III-21, comprend une diode laser (830nm) fibrée monomode (diamètre de coeur 5µm). La lumière injectée par cette fibre dans le guide et diffusée en dehors du plan de guidage, est récoltée par une fibre de 50µm de diamètre de coeur et détectée par une photodiode silicium. Une détection synchronisée avec la modulation du laser (1kHz) est utilisée pour s'affranchir du bruit du détecteur et de la lumière ambiante.

c. Performances des guides

La Fig.III-22 reprend l'évolution de la tension de sortie du dispositif de détection synchrone en fonction de la position de la fibre optique sonde. La pente de la droite de régression correspond à des pertes de propagation de 5dB/cm.

Cette valeur est un peu plus importante que celle prédite par A. BEUHLER. Cette différence est attribuée à l'absorption de la gaine (U-7501). Cet effet est d'autant plus important que la différence d'indice entre les deux polyimides est faible (0.03). L'onde guidée pénètre donc assez fortement dans cette gaine. Ne connaissant pas les propriétés optiques du polyimide U-7501, nous ne pouvons pas quantifier son effet sur les pertes de propagation.

Ce résultat, bien qu'il prouve qu'il est possible de fabriquer des guides tout en polyimide, n'est pas satisfaisant. Il est capital de réduire les pertes de propagation.

b. Guide U-9000/SiO₂

Nous avons alors reçu un échantillon test de polyimide U-9000. Ce polyimide est encore dans les phases de mise au point dans les laboratoires d'AMOCO. Comme nous l'avons indiqué, ce polyimide possède de meilleures propriétés de transparence aux longueurs d'ondes optiques. Pour éviter une absorption par la gaine, nous avons choisi de déposer directement le polyimide U-9000 sur de la silice. Cette dernière étant très transparente.

Les premiers essais sur ce matériau ne se sont pas avérés plus concluants. Des pertes de propagation de l'ordre de 3dB/cm ont été mesurées. Ces fortes pertes sont attribuées à l'apparition de craquelures à la surface du polyimide à l'étape de gravure des arêtes. Tous les essais de changement de traitements thermiques (différents temps, différentes températures, recuits en deux étapes à deux températures différentes) n'ont pas permis de réduire ces pertes. Nous avons conclu à une dégradation de cet échantillon test de polyimide pendant son transport. Malheureusement, nous n'avons pas pu obtenir d'autres échantillons.

Conclusion

Ce chapitre nous a permis de démontrer qu'il était possible d'utiliser des interconnexions optiques à l'intérieur d'un circuit intégré et d'envisager, par exemple, la commande optique d'un circuit logique par l'intermédiaire de guides optiques.

Nous avons montré l'avantage d'utiliser des guides optiques diélectriques pour séparer les fonctions optiques des fonctions optoélectroniques et électroniques.

La première démonstration a été effectuée à travers un circuit intégrant un photodétecteur MSM et un guide nitrure de silicium/silice.

Dans ce type de circuit, l'utilisation de matériaux polyimides pour former les guides optiques rendrait sa fabrication plus souple. C'est pourquoi nous nous sommes efforcé de fabriquer des guides polyimides dont nous avons présenté les performances actuelles. Ces dernières devront être améliorées pour fabriquer des circuits optiques performants. Il ne fait pas de doute que les années futures verront la commercialisation de polyimides optiques très transparents.

Dans le cas où des guides optiques sont utilisés pour distribuer un signal, par exemple un signal d'horloge, il sera nécessaire de partager ce signal entre plusieurs détecteurs. Il faut donc pouvoir séparer le faisceau optique et le diriger vers différents endroits du circuit. Il faudra donc disposer de séparateurs de faisceau et de changements de direction aussi compacts que possible et à faibles pertes. L'orientation la plus prometteuse consiste à utiliser des miroirs intégrés pour effectuer des changements de direction et des séparations de faisceaux de manière abrupte. Les performances de ces dispositifs sont décrites dans les derniers chapitres de ce travail.

Références

- ABOUDOU A., Application de la photodétection dans les circuits intégrés III-V pour le contrôle optique d'un circuit logique, Thèse de l'Université, Lille (1991).
- ABOUDOU A., GOUTAIN E., VILCOT J.P., FRANCOIS M., JOANNES L., DECOSTER D., Monolithic integration of GaAs MSM photodetector and $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$ dielectric optical waveguide, *Elect. Lett.*, 28(1), pp.52-53 (1992).
- ABOUDOU A., VILCOT J.P., DANNEVILLE F., DECOSTER D., DELHAYE E., BOISSENOT P., VARIN C., DESCHAMPS F., LECURU I., GaAlAs/GaAs planar photoconductors and MSM photodetectors monolithically integrated with HIGFETs : application for optical clock distribution, *IEE Proc. Part J.*, 139(1), pp.83-87 (1992).
- BAETS R. & LAGASSE P.E., Calculation of radiation loss in integrated-optics tapers and Y-junctions, *Appl. Opt.*, 21(11), pp.1972-1978 (1982).
- BEUHLER A.J., WARGOWSKI D.A., KOWALCZYK T.C. & SINGER K.D., Optical polyimides for single mode waveguides, *Proc. SPIE*, 1849, pp.92-103 (1993).
- BEUHLER A.J., Communication privée (1994).
- BOOTH B.L., Low loss channel waveguides in polymers, *Journ. Light Tech.*, 7(10), pp.445-1453 (1989).
- CHRISTENSEN D.A., Plasma-etched polymer waveguides for intrachip optical interconnects, *Proc SPIE*, 836, pp.359-363 (1987).

- ERMERS S., VALLEY J.F., LYTEL R., LIPSCOMB G.F., VAN ECK T.E., GIRTON D.G., DCM-polyimide system for triple-stack poled polymer electro-optic devices, *App. Phys. Lett.*, 61(19), pp.2272-2274 (1992).
- FRANKE H., Polyimide lightguides, dans *Polymers for lightwave and integrated optics : technology and applications*, édité par L.A. HORNAK, M. DEKKER : New:York (1992).
- FRANKE H., & CROW J.D., Optical waveguiding in polyimide, *Proc SPIE*, 651, pp.102-107 (1986).
- FRANKE H., KNABKE G. & REUTER R., Optical waveguiding in polyimide II, *Proc SPIE*, 682, pp.191-195 (1986).
- GOUTAIN E., Guide diélectrique associé à un photodétecteur MSM sur GaAs, DEA d'électronique, Université de Lille (1991).
- JOANNES L., Composants d'optique intégrée : étude et caractérisation de l'association détecteur-guide, Mémoire présenté en vue de l'obtention de la Maîtrise en Physique, Section optoélectronique, Université de Liège (Belgique) 1991).
- JOANNES L., ABOUDOU A., VILCOT J.P., FRANCOIS M., GOUTAIN E., DECOSTER D., A GaAs MSM photodetector monolithically integrated with a SiO₂/Si₃N₄ dielectric optical waveguide, *Proc. Symp. on Logic and Fonctional Devices for Photonics and SOTAPOCS XVII*, The Electrochemical Society, Pennington, 93-10, pp.65-71 (1993).
- NOURSHARGH N., STARR E.M. , FOX N.I. & JONES S.G., Simple technique for measuring attenuation of integrated optical waveguides, *Elect. Lett.*, 21(18), pp.818-820 (1985).
- OGAWA K., CHANG W.S.C., SOPORI B.L. & ROSEMBAUM F.J., A theoretical analysis of etched grating coupler for integrated optics, *Journ. Quant. Elect.*, 9(1), pp.29-42 (1973).
- REUTER R., FRANKE H. & FEGER C., Evaluating polyimides as lightguide materials, *Appl. Opt.*, 27(21), pp.4565-4571 (1988).
- STUTIUS W. & STREIFER W., Silicon nitride films on silicon for optical waveguides, *Appl. Opt.*, 16(12), pp. 3218-3222 (1977).
- VALETTE S., JADOT J.P., GIDON P., RENARD S., FOURNIER A., GROUILLET A.M., DENIS H., PHILIPPE P. & DESGRANGES E., Si-based integrated optics technologies, *Solid. State Tech.*, pp.69-75 (Feb 1989).
- VINCHANT J.F., MALLECOT F., DECOSTER D. & VILCOT J.P., Effects of absorbing layers on the propagation constants : a four layer model on desktop-computer applied to photodetectors monolithically integrated with optical waveguides, *Opt. Comm.*, 67(4), pp.266-700 (1988).

- FRANKE H., Polyimide lightguides, dans *Polymers for lightwave and intrgrated optics : technology and applications*, édité par L.A. HORNAK, M. DEKKER : New:York (1992).
- FRANKE H., & CROW J.D., Optical waveguiding in polyimide, Proc SPIE, 651, pp.102-107 (1986).
- FRANKE H., KNABKE G. & REUTER R., Optical waveguiding in polyimide II, Proc SPIE, 682, pp.191-195 (1986).
- GOUTAIN E., Guide diélectrique associé à un photodétecteur MSM sur GaAs, DEA d'électronique, Université de Lille (1991).
- JOANNES L., Composants d'optique intégrée : étude et caractérisation de l'association détecteur-guide, Mémoire présenté en vue de l'obtention de la Maitrise en Physique, Section optoélectronique, Université de Liège (Belgique) 1991).
- JOANNES L., ABOUDOU A., VILCOT J.P., FRANCOIS M., GOUTAIN E., DECOSTER D., A GaAs MSM photodetector monolithically integrated with a SiO₂/Si₃N₄ dielectric optical waveguide, Proc. Symp. on Logic and Fonctionnal Devices for Photonics and SOTAPOCS XVII, The Electrochemical Society, Pennington, 93-10, pp.65-71 (1993).
- NOURSHARGH N., STARR E.M. , FOX N.I. & JONES S.G., Simple technique for measuring attenuation of integrated optical waveguides, Elect. Lett., 21(18), pp.818-820 (1985).
- OGAWA K., CHANG W.S.C., SOPORI B.L. & ROSEMBAUM F.J., A theoretical analysis of etched grating coupler for integrated optics, Journ. Quant. Elect., 9(1), pp.29-42 (1973).
- REUTER R., FRANKE H. & FEGER C., Evaluating polyimides as lightguide materials, Appl. Opt., 27(21), pp.4565-4571 (1988).
- STUTIUS W. & STREIFER W., Silicon nitride films on silicon for optical waveguides, Appl. Opt., 16(12), pp. 3218-3222 (1977).
- VALETTE S., JADOT J.P., GIDON P., RENARD S., FOURNIER A., GROUILLET A.M., DENIS H., PHILIPPE P. & DESGRANGES E., Si-based integrated optics technologies, Solid. State Tech., pp.69-75 (Feb 1989).
- VINCHANT J.F., MALLECOT F., DECOSTER D. & VILCOT J.P., Effects of absorbing layers on the propagation constants : a four layer model on desktop-computer applied to photodetectors monolithically integrated with optical waveguides, Opt. Comm., 67(4), pp.266-700 (1988).

Chapitre

IV

**Analyse théorique des miroirs
intégrés à un guide optique**

IV-1 / Introduction	1
IV-2 / Différentes techniques de changement de direction.	1
IV-1-2 / Les guides optiques courbés.....	1
IV-1-2 / Les miroirs à réflexion totale : état de l'art.....	2
IV-2 / Simulation des miroirs intégrés.....	5
IV-2-1 / La méthode de décomposition en ondes planes.....	5
a. Réflexion d'une onde plane élémentaire.....	5
b. Réflexion d'une onde guidée.....	7
1. Présentation de la méthode	7
2. Vérification de la méthode	9
3. Mise en évidence de l'effet GOOS-HÄNCHEN	10
c. Comment réduire les pertes de réflexion.....	11
1. Choix du matériau et de l'angle d'incidence	11
2. Position de la face miroir	12
3. Choix de la géométrie du guide.....	12
4. Utilisation de réflecteurs métalliques.....	12
4. Limites d'application de la méthode	13
IV.2.2 / Influence des conditions technologiques de gravure sur les propriétés du miroir	14
a. Perpendicularité de la facette réfléchissante.....	14
b. Aspérités sur la surface réfléchissante	15
c. Position du miroir par rapport aux arêtes des guides.....	15
IV-2.3 / Simulation des miroirs auto-alignés à l'aide du logiciel SOPRANO	16
a. La technique auto-alignée	16
b. Utilisation de la méthode des faisceaux propagés.....	17
1. Comment prendre en compte les réflexions avec la FD-BPM	17
2. Propagation inclinée dans un guide optique	18
3. Précision sur l'étude de la diffraction lors d'une propagation oblique.....	19
c. Comparaison de 3 structures auto-alignées	20
1. Guide diélectrique.....	20
2. Guide semiconducteur.....	22
d. Comparaison de la FD-BPM avec d'autres méthodes dans le cadre du COST 240	22
Conclusion	23
Références	25

IV-1 / Introduction

Dans la plupart des circuits optiques fabriqués, les changements de direction de propagation sont effectués à l'aide de guides courbés. Si cette technique simple permet d'effectuer des changements de direction à faibles pertes, elle présente l'inconvénient d'augmenter considérablement la taille des circuits.

Une opportunité de réduire la taille des changements de direction est offerte par l'utilisation de micro-miroirs intégrés au guide. Dans ce dispositif, une réflexion totale sur une face gravée du guide produit une déviation brutale de la lumière guidée.

Dans ce chapitre, nous étudions les performances théoriques de ces micro-miroirs en montrant les effets physiques associés à la réflexion totale et à l'utilisation d'une technique de fabrication par auto-alignement de la face miroir avec les arêtes des guides, ce dernier effet n'ayant jamais été étudié de manière précise.

Une méthode analytique est utilisée pour mettre en évidence les effets liés à la réflexion totale et la FD-BPM nous a permis d'observer l'influence de la structure auto-alignée sur les pertes de réflexion, aussi bien dans des guides diélectriques que semiconducteurs. Enfin, nos résultats sont comparés à d'autres, dans le cadre du groupe de travail européen COST 240.

Cependant, le début du chapitre est consacré à une description de l'état de l'art des changements de direction et des miroirs intégrés en particulier.

IV-2 / Différentes techniques de changement de direction.

IV-1-2 / Les guides optiques courbés

La technique la plus immédiate pour produire un changement de direction de la lumière guidée consiste à courber le guide de manière telle que la lumière va suivre cette courbure. En 1969, déjà, E. Marcatili étudiait théoriquement les pertes introduites par les courbures (Marcatili E., 1969). Il donnait les limites d'utilisation de tels guides en termes de rayon de courbure maximum. En effet, si le rayon de courbure du guide est trop faible, la lumière guidée ne pourra pas la suivre et sera perdue, par radiation.

En fait, il y a deux origines aux pertes lors d'un changement de direction par une courbure; d'une part, les pertes par radiation tangentielle (à l'extérieure de la courbure), d'autre part, les pertes de couplage entre le guide linéaire et le guide courbé. Si aucune précaution n'est prise, les pertes de changements de direction de propagation, par exemple de 90°, ne

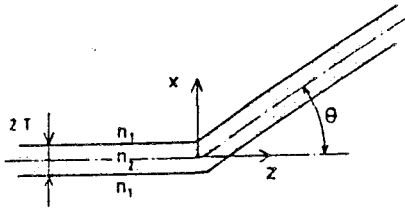


Fig.IV-1 : guide optique coudé conventionnel. *

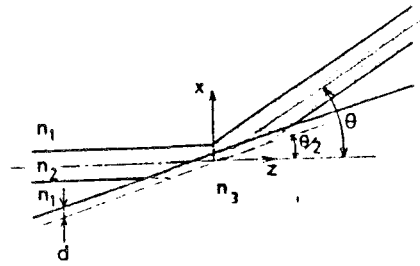


Fig.IV-2 : guide optique coudé modifié. *

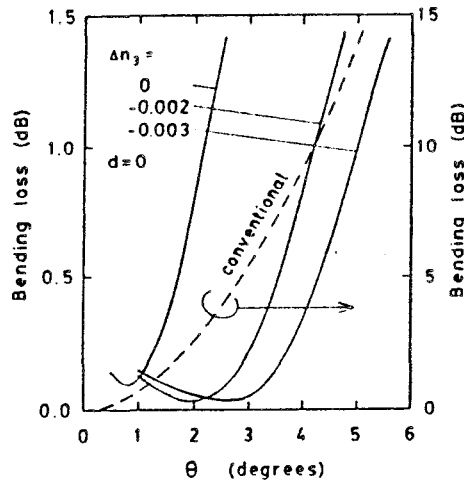


Fig.IV-3 : pertes de changement de direction en fonction de l'angle θ dans les coudes conventionnel et modifié. *

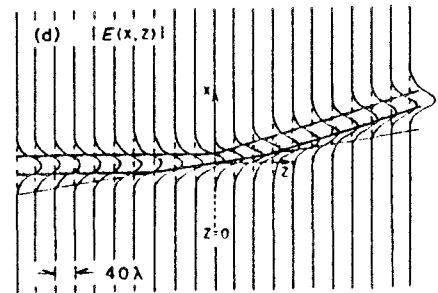
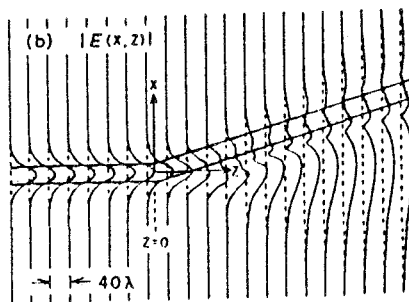


Fig.IV-4 : simulations BPM de changement de direction de $\theta=3^\circ$ dans un coude conventionnel (gauche) et modifié (droite). *

* de (Shiina T., 1986)

peuvent descendre sous 1dB que si le rayon de courbure du guide est de l'ordre de deux millimètres (Deri R.J., 1987; Tang T.K., 1988; Takeuchi H., JLT 1989).

Plusieurs techniques ont été proposées pour réduire ces pertes. Cela va de l'optimisation de la courbure, en forme de cosinus par exemple (Liu P.L., 1991; Mustieles F.J., 1993) à l'utilisation de guides optiques à fort confinement latéral -pour éviter les "fuites"- (Takeuchi H., APL 1989), en passant par un décalage du guide courbé par rapport au guide droit (Neuman E.G., 1983) ou une réduction des aspérités sur les arêtes des guides courbés (Austin M.W., 1983; Deri R.J., 1989).

Une réduction importante des pertes est obtenue également en disposant une tranche de très faible indice à côté du guide, à l'extérieur de la courbure. De cette manière la lumière est "poussée" sous l'arête (Yamauchi J., 1990) et les pertes par radiation tangentielle sont réduites.

Cependant, malgré ces modifications, la réduction des pertes n'est pas suffisante pour envisager des changements de direction de propagation à faibles pertes avec des rayons de courbure inférieurs à plusieurs centaines de micromètres. Il est, dès lors, important de trouver une alternative aux guides courbés.

IV-1-2 / Les miroirs à réflexion totale : état de l'art

Plutôt que de changer petit-à-petit la direction de propagation de la lumière dans les guides courbés, il a été proposé de la dévier de manière abrupte, par inclinaison de l'arête, comme il est décrit sur la Fig.IV-1. Cette configuration reste cependant limitée au niveau de l'angle de changement de direction à $\theta < 1^\circ$ pour des pertes de 1dB (dans un guide obtenu par diffusion de K^+/Na^+ sur un substrat de verre -BK7- avec $n_2-n_1=0.002$) (Shiina T., 1986).

T. Shiina et al. proposent une configuration différente dans laquelle la lumière est réfléchi par l'arête bisautée (Fig.IV-2). Un indice n_3 plus petit que n_1 de $3 \cdot 10^{-3}$ doit permettre d'effectuer des changements de direction de $\theta=5^\circ$ avec 1dB de pertes, comme le montre la Fig.IV-3. D'ailleurs, la différence entre ces deux structures est clairement décrite par des simulations BPM (FFT) d'une déviation à $\theta=3^\circ$ (Fig.IV-4). La Fig.IV-3 nous permet d'observer que plus la différence n_3-n_1 est importante, plus l'angle de déviation peut être important (pour une valeur de perte donnée).

Dans beaucoup d'applications, il est nécessaire de dévier la lumière plus fortement que de 5° . On comprend aisément que le seul moyen de réduire les pertes sur des changements de direction importants est de diminuer n_3 .

Ainsi est apparue l'idée d'utiliser des miroirs à réflexion totale pour défléchir la lumière en la faisant réfléchir contre l'air ou contre un film métallique.

La solution est donc de graver une facette miroir faisant office de réflecteur. C'est T. Benson qui proposa le premier miroir gravé sur semiconducteur III-V (Benson T., 1984). Les flancs obtenus par gravure "humide" sur un guide n^-/n^+ en GaAs, réfléchissent de 35 à 75% de la lumière incidente. Les pertes de réflexion sont attribuées principalement au problème d'alignement du masque avec les plans cristallographiques du substrat (leur orientation influençant la verticalité de la gravure).

Suite aux développements des techniques de gravure en technologie microélectronique et principalement des gravures "sèches", il est apparu plus intéressant de graver les facettes miroirs avec ce type de gravure; d'une part, parce qu'elle est très anisotrope (elle permet, de ce fait d'obtenir des facettes plus verticales, peu importe l'orientation des plans cristallographiques éventuels), d'autre part, parce qu'elle est plus reproductible, alors que la gravure humide produit, par exemple, une sous gravure dont l'importance est fortement liée aux conditions d'agitation (Buchmann P., 1985).

Utilisant un procédé de gravure ionique réactive (Reactive Ion Etching - RIE), Buchmann et Himeno ont fabriqué des micro-miroirs sur matériaux semiconducteurs et diélectriques (Buchmann P., 1985; Himeno A., 1985). Des pertes pour un changement de direction de 90° comprises entre 1.7dB et 5dB pour les guides semiconducteurs et de l'ordre de 3.5dB pour les guides en silice sont rapportées. La majorité des pertes de réflexion est attribuée à une mauvaise position de la facette miroir par rapport aux arêtes des guides et à la diffusion de la lumière sur les aspérités présentes sur la facette réfléchissante. Une partie a également des origines physiques, comme nous le verrons plus loin.

Ces résultats prometteurs ont été le point de départ d'un grand nombre de travaux sur les miroirs intégrés. Il est apparu clairement qu'outre les origines physiques des pertes, trois paramètres dépendant de facteurs technologiques influencent largement la qualité des miroirs. Nous avons repris sur le tableau suivant ces trois facteurs ainsi que les moyens généralement mis en oeuvre pour limiter leur influence.

Propriétés du miroir	Moyens technologiques d'amélioration
Position de la facette / arêtes des guides	Procédé auto-aligné, alignement précis
Orientation de la facette (verticalité)	Optimisation de la gravure
Rugosité de surface	Masque de meilleure définition

Le procédé auto-aligné sera décrit largement dans la suite de notre travail. Il s'agit d'un procédé qui permet de définir avec le même masque la position de la face miroir et les arêtes des guides, évitant ainsi tout problème d'alignement qui peut dégrader les propriétés de réflexion du miroir.

Tous ces moyens ont été mis en oeuvre par différentes équipes de recherche. Nous avons repris sous forme de tableau, l'état de l'art actuel des miroirs intégrés en indiquant l'auteur, le type de guide, la gravure utilisée, les pertes mesurées pour des changements de direction de 45° ou 90° selon le cas, ainsi que la technique de fabrication utilisée (auto-alignée ou non).

Auteur (année)	Matériau	Gravure	angle	Pertes	longueur d'onde	type de propagation	auto-alignée
Benson T. (1984)	n ⁻ /n ⁺ GaAs	Chimique	90°	1.5-6.0dB	1.15μm	monomode	non
Buchmann P. (1984)	n ⁻ /n ⁺ GaAs	RIE	90°	1.7dB	1.3μm	monomode	non
Himeno A. (1985)	Silice	RIE	45° 90°	1.8dB 3.5dB	1.3μm	monomode	non
Albrecht P. (1987)	InGaAsP/InP	RIE	90°	1.5dB	1.3μm	monomode	oui
Himeno A. (1988)	Silice	RIE	45° 90°	1.0dB 2.5dB	1.3μm	monomode	non
Sullivan (1988)	Polyimide	RIE	45° 90°	0.15dB 0.4dB	0.8μm	multimode	non
Behfar-Rad A. (1989)	GaAs/AlGaAs *	CAIBE	90°	<1dB	0.8μm	multimode	non
Peters D. (1990)	SiON/SiO ₂	RIE	90°	3dB	0.63μm	monomode	non
Appelman H. (1990)	GaAs/AlGaAs *	CAIBE	90°	5dB	0.8μm	monomode	oui
Shimokawa F. (1990)	GaAs/AlGaAs *	RFABE	90°	0,95dB	0.8μm	multimode	non
Johnson J.E. (1992)	GaAs/AlGaAs *	CAIBE	90°	1,16dB	0.8μm	monomode	oui
Gini E. (1992)	InGaAsP/InP	RIE	45° 90°	0,3dB 1.3dB	1.52μm	monomode	oui
Burness A. (1993)	InGaAsP/InP	RIE	90°	1.0dB	1.52μm	monomode	oui
Peyre J.L. (1993)	InGaAsP/InP	RIE	90°	0.6- 0.75dB	1.54μm	monomode	oui
Van Roijen R. (1993)	InGaAsP/InP	RIE	90°	0.8dB	1.3μm	monomode	non

Les abréviations suivantes ont été utilisées : RIE=Reactive Ion Etching, CAIBE=Chemically Assisted Ion Beam Etching, RFABE=Reactive Fast Ion Beam Etching. * indique que le guide forme une cavité LASER.

Les résultats les plus intéressants sont certainement ceux obtenus par E. Gini sur matériaux semiconducteurs et par Sullivan sur polyimides. Notons que dans ce dernier cas le guide optique est multimode. Des pertes de l'ordre de 0.4-0.15dB par réflexion correspondent aux meilleurs résultats jamais obtenus.

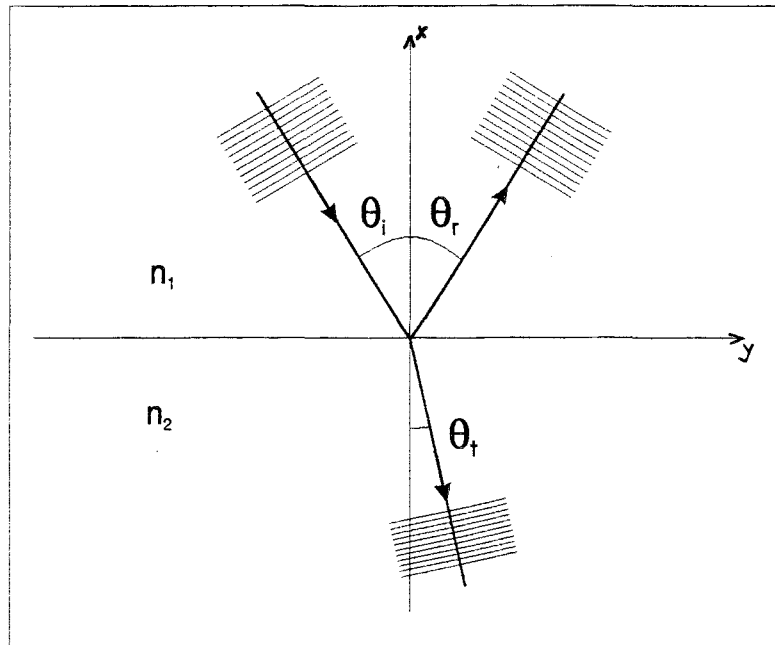


Fig.IV-5 : réflexion totale d'une onde plane à une interface entre deux diélectriques : définition des paramètres.

IV-2 / Simulation des miroirs intégrés

Pour savoir s'il est possible de réduire ces pertes de réflexion et évaluer les limites de tels dispositifs, il est nécessaire d'avoir recours à une approche théorique du problème. La suite de ce chapitre sera consacrée à une évaluation théorique des pertes de réflexion dans les miroirs intégrés. Nous décrivons deux méthodes de simulation. La première, semi-analytique, nous permettra de mettre en évidence les phénomènes physiques qui apparaissent à la réflexion de l'onde guidée. Pour simuler les structures auto-alignées auxquelles nous avons fait référence plus haut, nous aurons recours à la méthode numérique qu'est la méthode des faisceaux propagés décrite largement au chapitre II.

IV-2-1 / La méthode de décomposition en ondes planes

La Méthode de Décomposition en Ondes Planes (MDOP) est une méthode très utilisée en optique pour traiter les problèmes de propagation et de réflexion (Ogusu K., 1985) ou des problèmes de diffraction d'un faisceau laser en propagation libre (Born M., 1959).

Cette méthode repose sur un principe physique simple : toute onde limitée dans l'espace peut être obtenue par superposition d'ondes planes élémentaires, illimitées, se propageant dans différentes directions (Born M., 1959). Connaissant la manière dont chaque onde plane élémentaire est réfléchi par une interface, il est alors possible, par une décomposition du champ guidé en ondes planes élémentaires, puis une réflexion de chacune de celle-ci, et enfin une recombinaison des ondes élémentaires, de déduire le profil du champ réfléchi par le miroir.

Avant d'analyser la réflexion d'ondes guidées, il est donc nécessaire de connaître les coefficients de réflexion des ondes planes élémentaires.

a. Réflexion d'une onde plane élémentaire

Considérons une onde plane de pulsation ω se propageant dans un milieu d'indice n_1 , incident sur un autre milieu d'indice n_2 , avec un angle d'incidence θ_i . (Fig.IV-5) Cette onde sera en partie transmise et en partie réfléchi avec des angles respectifs θ_t et θ_r qui obéissent aux lois de réfraction de SNELL-DESCARTES (Born M., 1959) :

$$\begin{aligned} \theta_i &= \theta_r \\ n_1 \sin \theta_i &= n_2 \sin \theta_t \end{aligned} \tag{1}$$

D'autre part, les coefficients de réflexion R et de transmission T en amplitude pour les champs polarisés sont donnés par les formules de FRESNEL (Born M., 1959) :

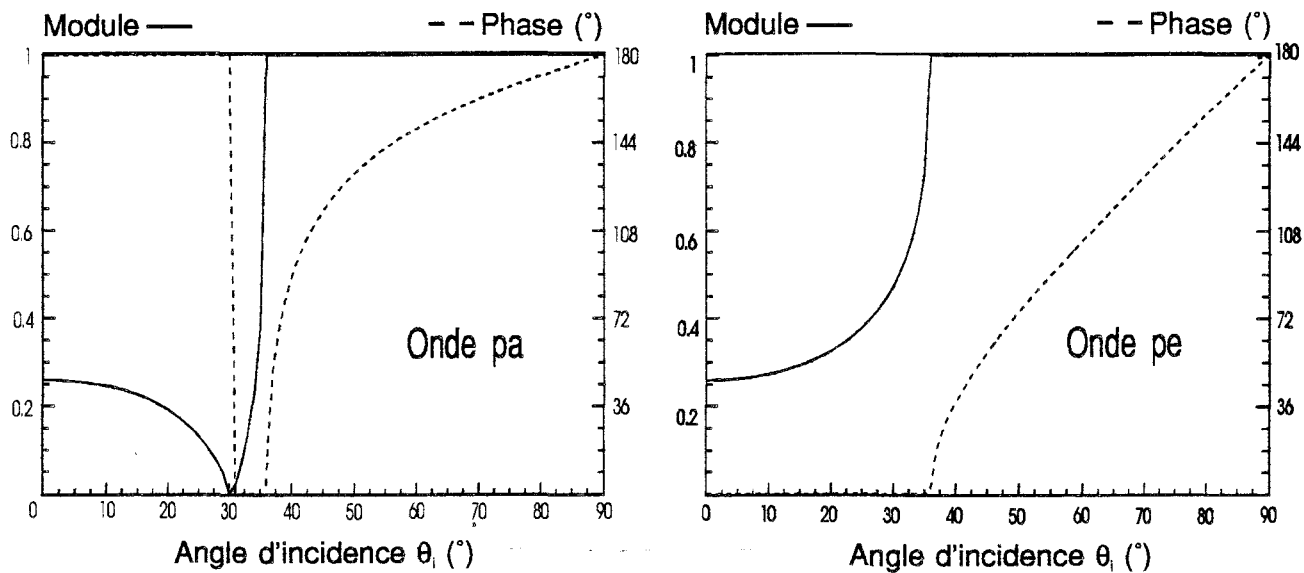


Fig.IV-6 : coefficients de réflexion (traits pleins) et changements de phase (tirets) des ondes planes polarisées venant d'un milieu d'indice $n_1=1.7$ contre l'air ($n_2=1$) à la longueur d'onde $\lambda=0.83\mu\text{m}$. Les ondes pa sont parallèles au plan d'incidence alors que les ondes pe sont perpendiculaires.

$$R_{pe} = \frac{k_{ix} - k_{tx}}{k_{ix} + k_{tx}} \quad (2)$$

$$T_{pe} = \frac{2k_{ix}}{k_{ix} + k_{tx}}$$

$$R_{pa} = \frac{n_2^2 k_{ix} - n_1^2 k_{tx}}{n_2^2 k_{ix} + n_1^2 k_{tx}} \quad (3)$$

$$T_{pa} = \frac{2n_2^2 k_{ix}}{n_2^2 k_{ix} + n_1^2 k_{tx}}$$

où les indices pe et pa dénotent respectivement les polarisations perpendiculaires et parallèles au plan d'incidence.

Dans ces dernières équations, les vecteurs d'onde k sont reliés aux indices de réfraction et aux angles d'incidence et de transmission par les relations :

$$k_{ix} = k_1 \cos\theta_i \quad \text{et} \quad k_1 = \omega n_1 \quad (4)$$

$$k_{tx} = k_2 \cos\theta_t \quad \text{et} \quad k_2 = \omega n_2$$

Nous nous intéressons bien sûr au cas où l'indice n_1 est supérieur à l'indice n_2 . D'une manière générale, le coefficient de réflexion est une valeur complexe dont la partie imaginaire correspond à un changement de phase de l'onde. Nous avons tracé (Fig.IV-6) les coefficients de réflexion d'une onde venant d'un milieu d'indice 1.7 et se réfléchissant contre l'air (indice 1).

Nous observons qu'il y a une réflexion totale ($R=1$) dès que l'angle d'incidence est supérieur à 35° . L'angle d'incidence critique θ_c au-dessus duquel la réflexion sera totale est donné par l'expression :

$$\sin \theta_c = \frac{n_2}{n_1} \quad (5)$$

Il faut noter que s'il y a une réflexion totale de la lumière incidente, cette dernière se trouve déphasée à la réflexion. Les déphasages δ_{pe} δ_{pa} de chaque onde peuvent s'exprimer comme (Born M., 1959) :

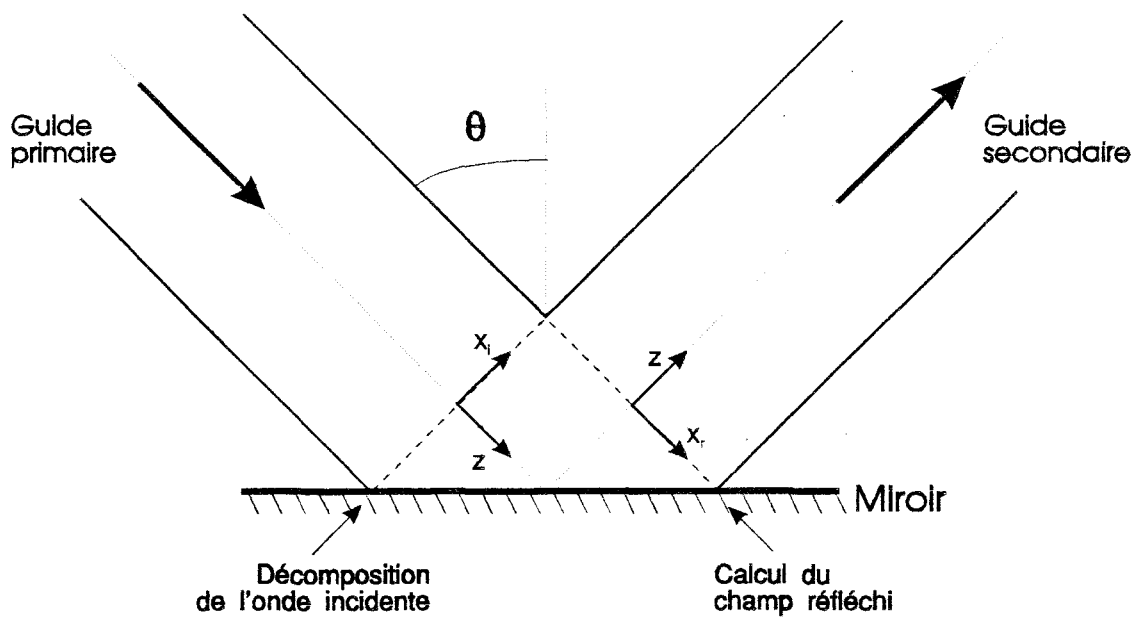


Fig.IV-7 : description de la méthode de décomposition en ondes planes : définition des systèmes d'axes, des plans de décomposition du champ incident et de calcul du champ réfléchi.

$$\begin{aligned}\tan\left(\frac{\delta_{pa}}{2}\right) &= -\frac{\sqrt{\sin^2 \theta_i - n^2}}{n^2 \cos^2 \theta_i} \\ \tan\left(\frac{\delta_{pe}}{2}\right) &= -\frac{\sqrt{\sin^2 \theta_i - n^2}}{\cos^2 \theta_i}\end{aligned}\quad (6)$$

avec $n=n_2/n_1$.

Ce changement de phase associé à la réflexion totale d'une onde plane élémentaire correspond à une pénétration de celle-ci dans le milieu réfléchissant. On peut montrer, en effet, la présence d'une onde évanescente dans ce dernier.

Notons que les équations de FRESNEL sont également valables pour des indices de réfraction complexes. Nous pouvons donc les utiliser pour étudier la réflexion d'une onde sur un milieu métallique.

b. Réflexion d'une onde guidée

1. Présentation de la méthode

Chaque onde limitée transversalement, dans la direction x par exemple, peut s'écrire comme une superposition d'ondes planes élémentaires sous la forme d'une intégrale de Fourier (Ogusu K., 1985) :

$$\Psi(x) = \frac{1}{2\pi} \int \tilde{\Psi}(k_x) \exp(-jk_x x) dk_x \quad (7)$$

où k_x est la composante x du vecteur d'onde et $\tilde{\Psi}(k_x)$ l'amplitude spectrale associée à cette onde plane élémentaire. Cette amplitude spectrale est donc obtenue par transformée de Fourier du champ incident.

Partant du champ incident $\Psi_i(x_i)$ à la sortie du guide primaire, on peut exprimer le champ réfléchi $\Psi_r(x_r)$, à l'entrée du guide secondaire (Fig.IV-7), comme une superposition de toutes les ondes planes élémentaires réfléchies :

$$\Psi_r(x_r) = \frac{1}{2\pi} \int R(k_x) \tilde{\Psi}(k_x) \exp[-j(k_x x_r + 2w k_z \tan\theta)] dk_x \quad (8)$$

$R(k_x)$ est le coefficient de réflexion de l'onde plane élémentaire décrit plus haut, $2w$ est la largeur en $1/e$ du faisceau guidé, θ l'angle d'incidence, $2w k_z \tan(\theta)$ représente donc le chemin parcouru par chaque onde avant qu'on ne calcule leur interférence. Ce terme représente

l'expansion du champ due à la diffraction. La relation $k_x^2 + k_z^2 = n^2 k_0^2$ lie les vecteurs d'ondes. L'indice n correspond bien sûr, ici, à l'indice effectif de propagation du mode guidé.

Notons que la discrimination entre les ondes quasi-TE et quasi-TM s'effectue au niveau du coefficient de réflexion $R(k_x)$.

Les pertes de réflexion s'expriment alors comme des pertes de couplage de l'onde réfléchie dans le guide secondaire et sont évaluées par une intégrale de recouvrement entre le champ réfléchi $\Psi_r(x_r)$ et le champ guidé $\Psi_s(x_r)$:

$$T = \frac{\left| \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_r(x_r) \Psi_s(x_r) dx_r \right|^2}{\left(\int_{-\infty}^{\infty} \Psi_s^2(x_r) dx_r \right)^2} \quad (9)$$

T, le coefficient de couplage est relié aux pertes de réflexion par la relation :

$$P(\text{dB}) = -10 \log(T) \quad (10)$$

Nous savons que, souvent, les guides optiques produisent un guidage latéral "faible" (voir chapitre II). Dans ce cas, le profil de champ latéral est proche d'une gaussienne. C'est pourquoi nous avons considéré, dans notre modèle, des champs incidents gaussiens :

$$\Psi_i(x_i) = \exp\left(-\frac{x_i^2}{w^2}\right) \quad (11)$$

avec w la demi-largeur en $1/e$ du champ.

Dans ce cas on connaît exactement la transformée de Fourier du champ incident qui est également une gaussienne :

$$\tilde{\Psi}(k_x) = w\sqrt{\pi} \exp\left(-\frac{k_x^2 w^2}{4}\right) \quad (12)$$

Cette approximation de faible guidage n'est pas très restrictive et simplifie considérablement le modèle.

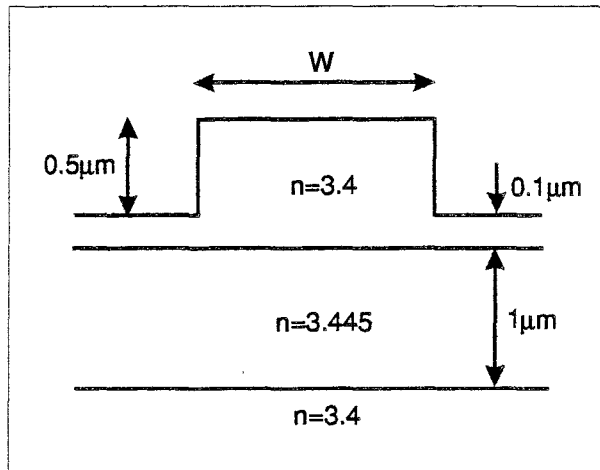


Fig.IV-8 : géométrie de la structure en arête du guide optique GaInAsP/InP.

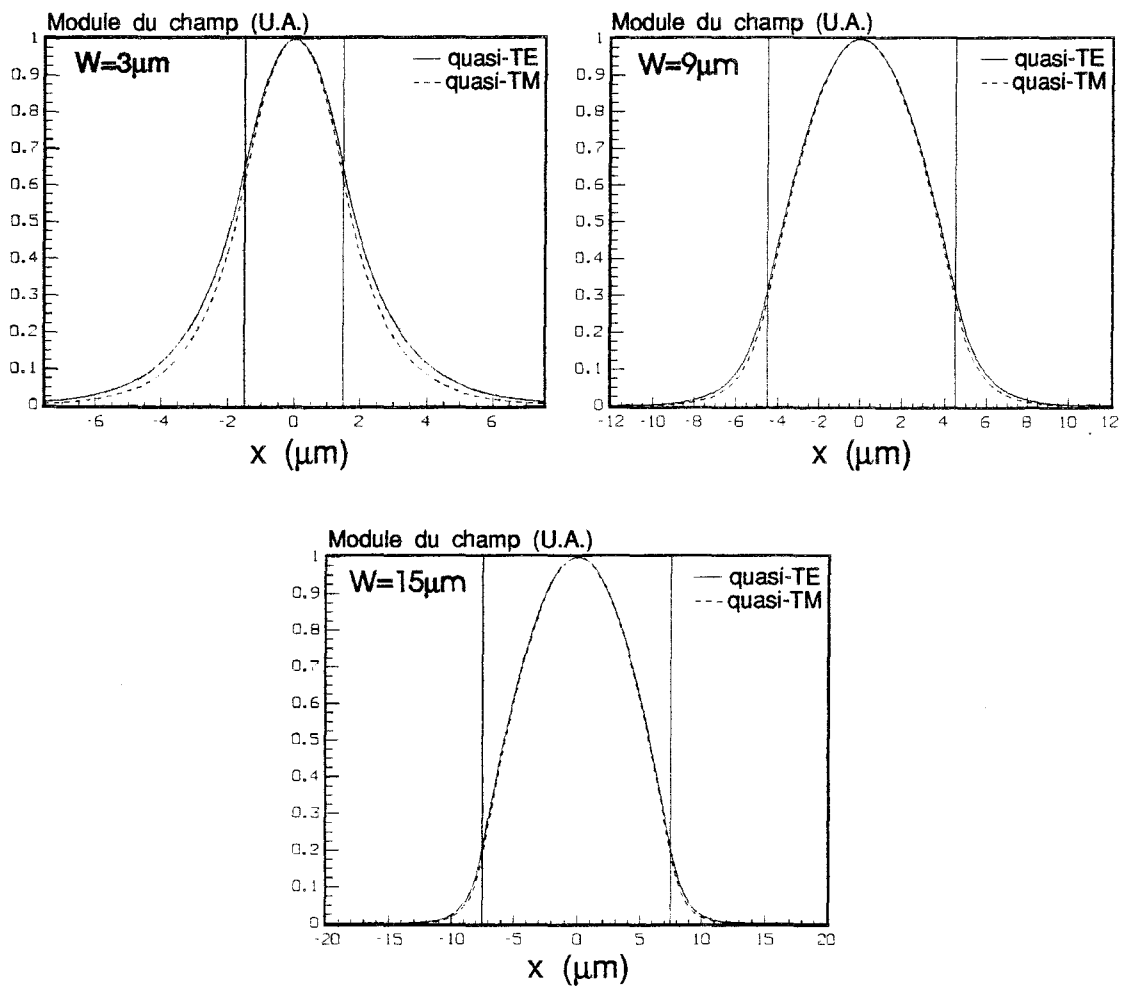


Fig.IV-9 : profils latéraux des modes quasi-TE₀ et quasi-TM₀ dans la structure de la figure précédente à $\lambda=1.3\ \mu\text{m}$ et pour trois largeurs d'arêtes W .

Nous avons implanté ce modèle sur PC. Écrit en langage Turbo Pascal, il permet, par exemple, de calculer un champ réfléchi par un miroir et d'évaluer les pertes de réflexion en moins d'une seconde.

2. Vérification de la méthode

Nous avons comparé les résultats obtenus par ce modèle de décomposition en ondes planes (MDOP) avec ceux obtenus avec d'autres méthodes, d'une part pour vérifier qu'il a bien été implanté et d'autre part pour évaluer sa précision.

Deux publications font référence à des simulations de changements de direction de 90° sur des guides semiconducteurs. Il s'agit de simulations effectuées à l'aide de la méthode des faisceaux propagés (Kaczmariski P., 1989; Chung Y., 1991). La précision de ces méthodes de simulation étant reconnue lorsqu'il s'agit d'étudier la propagation d'ondes guidées dans des structures non uniformes (le miroir peut être vu comme tel), nous comparons les résultats décrits dans ces publications à ceux obtenus avec la méthode de décomposition en ondes planes.

Le guide considéré est formé de matériaux semiconducteurs (InP/GaInAsP/InP). Les indices de réfraction, l'épaisseur de couches ainsi que la géométrie de la structure guidante est reprise sur la Fig.IV-8. Des arêtes de largeur W de 3, 9 et $15\mu\text{m}$ sont considérées. On note que pour les deux plus larges arêtes, le guide est multimode latéralement. Utilisant la méthode des indices effectifs, le guide tridimensionnel est réduit à un guide plan et le profil latéral du mode guidé est calculé avec une méthode analytique. La Fig.IV-9 reprend les profils latéraux des modes quasi- TE_0 et quasi- TM_0 pour les trois largeurs d'arête.

Dans les simulations BPM, la propagation pas à pas de ce profil latéral est considérée alors que, dans le cas de la MDOP, une approximation de ce profil (gaussienne de même largeur en $1/e$) est considérée.

P. Kaczmariski et al. insistent sur le fait que, pour les structures considérées, les pertes de changement de direction de 90° sont faibles étant donnée la faiblesse de la valeur de l'angle critique de réflexion totale (16°). Elles sont de toute façon inférieures à 0.03dB, ce que l'on confirme avec la MDOP.

La validité de la MDOP sera vérifiée en calculant l'influence des pertes de réflexion avec la position du miroir d . La position du miroir correspondant à $d=0$ passe par l'intersection des deux médianes aux arêtes des guides primaire et secondaire (Fig.IV-10). Nous avons tracé, Fig.IV-11, les pertes de réflexion calculées par MDOP -traits continus- et par BPM -tirets- (Kaczmariski P., 1989). On remarque une très bonne concordance des résultats obtenus par les deux méthodes. Pour les largeurs d'arêtes importantes, la concordance est pratiquement

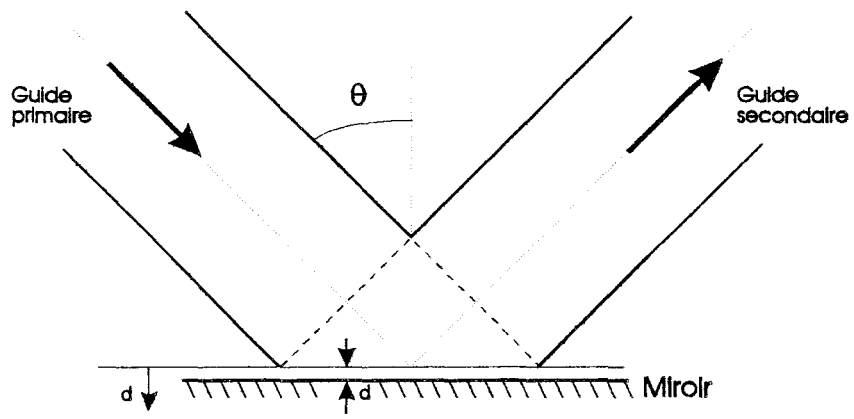


Fig.IV-10 : définition du déplacement d du miroir par rapport à sa position initiale.

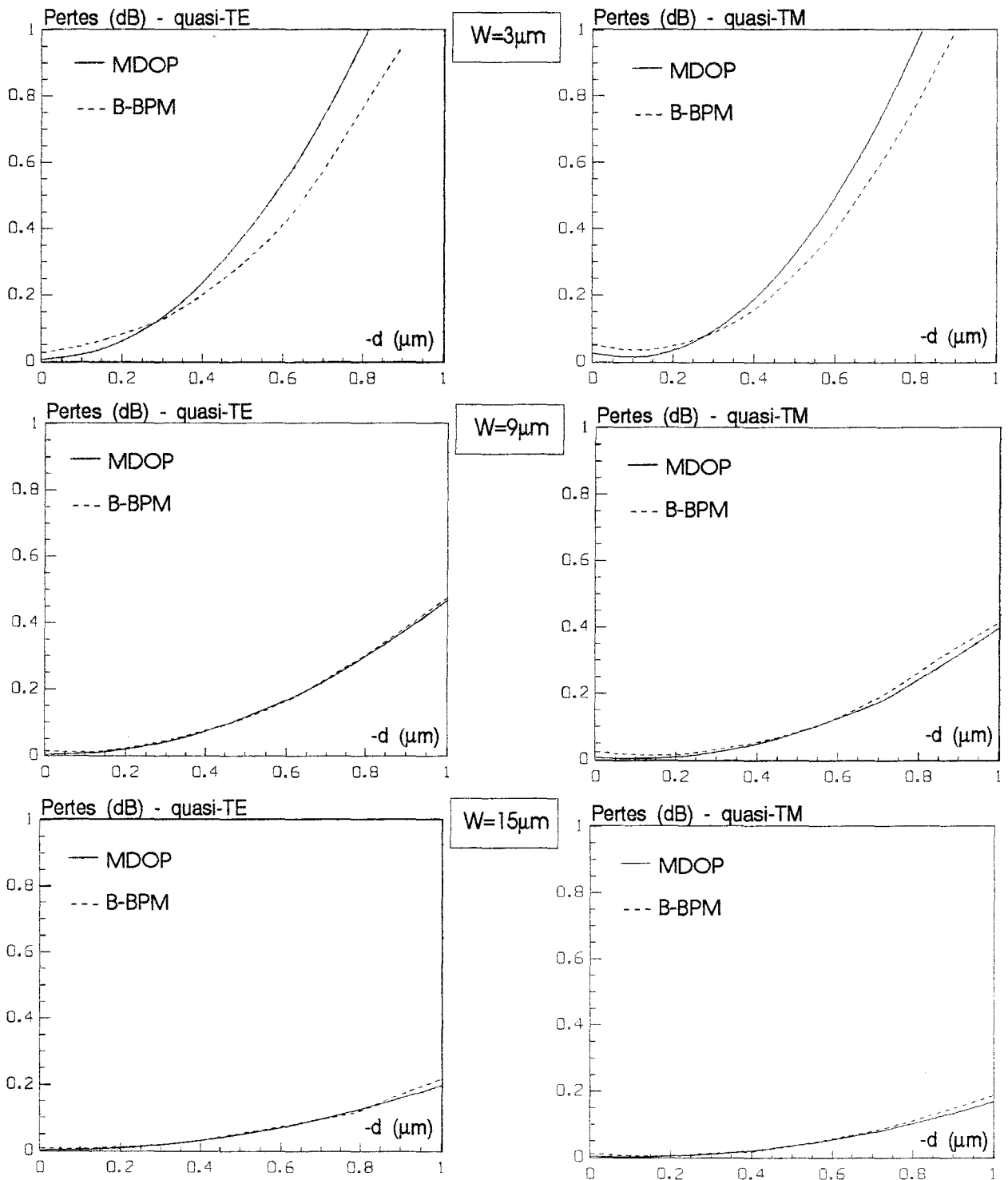


Fig.IV-11 : comparaison des pertes de réflexion calculées par BPM (Kaczmariski P., 1989) et par la méthode de décomposition en ondes planes (MDOP).

parfaite. Par contre, pour $W=3\mu\text{m}$, une petite différence ($<0.1\text{dB}$) apparaît. Cette différence doit provenir de l'approximation du profil latéral gaussien considéré dans le cas de la MDOP.

La précision de la MDOP est évaluée en calculant la position optimale du miroir (pour laquelle les pertes sont minimales). Cette position optimale, tient compte de la pénétration de l'onde réfléchie totalement dans le milieu réfléchissant et du décalage du faisceau par rapport à la position attendue qui s'en suit. Le tableau suivant reprend les positions optimales de miroirs calculés par FFT-BPM bidirectionnelle (Kaczmariski P., 1989), par FD-BPM (Chung Y., 1991), et celles que nous avons calculées par MDOP. La dernière colonne reprend les positions optimales calculées par MDOP mais en considérant les profils de champ incidents exacts et non une approximation gaussienne (Kaczmariski P., 1989)

$\lambda=1.3\mu\text{m}$ $W=3\mu\text{m}$	FFT-BPM	FD-BPM	MDOP	MDOP (voir texte)
quasi-TE	$-0.02\mu\text{m}$	$-0.02\mu\text{m}$	$-0.02\mu\text{m}$	$-0.02\mu\text{m}$
quasi-TM	$-0.12\mu\text{m}$	$-0.14\mu\text{m}$	$-0.10\mu\text{m}$	$-0.10\mu\text{m}$

Nous observons un très bon accord entre ces valeurs.

3. Mise en évidence de l'effet GOOS-HÄNCHEN

Après avoir validé le modèle, nous allons mettre en évidence les phénomènes physiques intervenant dans les miroirs intégrés et limitant la qualité des changements de direction. Nous pourrions ainsi chiffrer les pertes auxquelles on doit s'attendre.

Pour mettre en évidence ces effets, nous considérons un guide optique diélectrique dont le film guidant (nitrure de silicium) est déposé sur du polyimide. Une arête gravée assure le confinement latéral de la lumière (Fig.IV-12). Ce guide est monomode à la longueur d'onde de travail ($0.83\mu\text{m}$).

En utilisant la méthode des indices effectifs, on déduit les indices effectifs de propagation et la largeur en $1/e$ du faisceau guidé. Ces quantités sont reprises dans le tableau suivant.

	$2w(\mu\text{m})$	n_{eff}
quasi-TE ₀	2.4	1.874540
quasi-TM ₀	2.3	1.834884

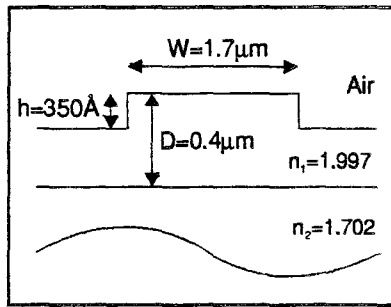


Fig.IV-12 : guide optique diélectrique nitrure de silicium/polyimide (N/P) monomode à la longueur d'onde $0.83\mu\text{m}$.

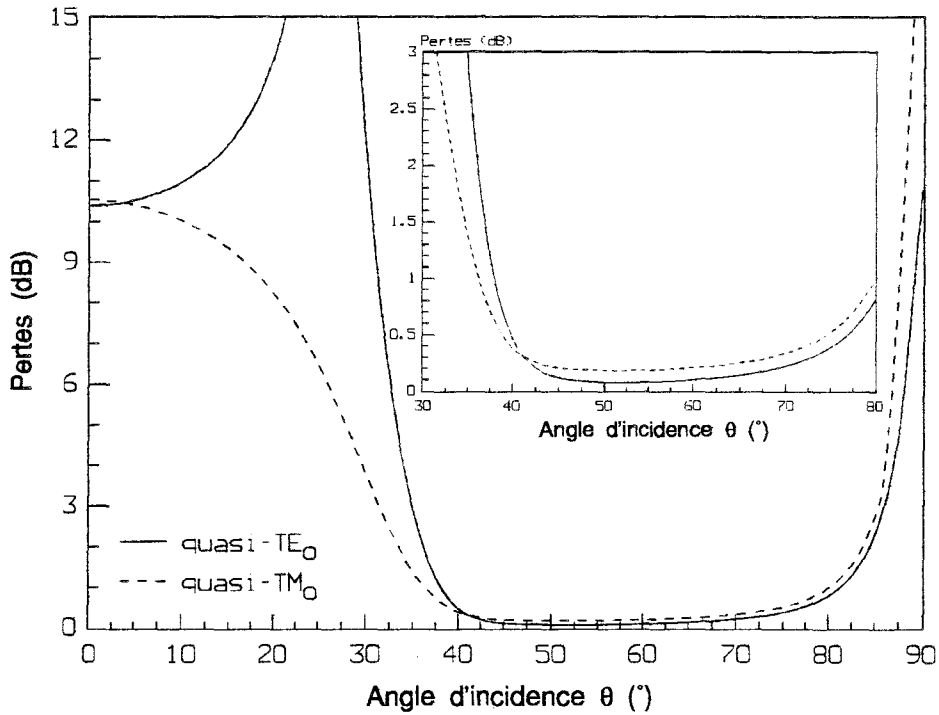


Fig.IV-13 : pertes de réflexion dans le guide N/P en fonction de l'angle d'incidence ($\lambda=0.83\mu\text{m}$).

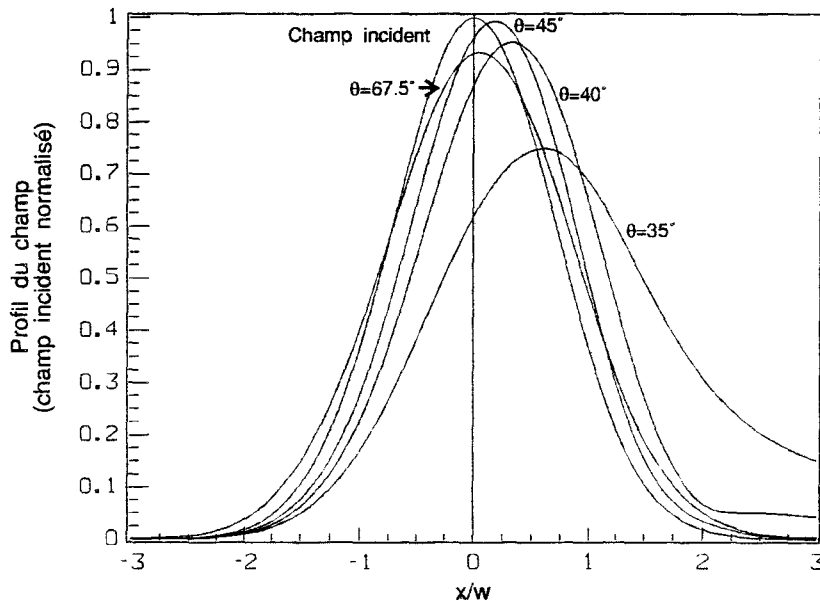


Fig.IV-14 : profils des champs réfléchis pour l'onde quasi-TE₀ à différents angles d'incidence. Comparaison avec le champ incident.

A partir de ces paramètres, nous avons calculé (Fig.IV-13), les pertes de réflexion dans un miroir intégré en fonction de l'angle d'incidence θ . Nous observons de faibles pertes pour un angle d'incidence $40^\circ < \theta < 70^\circ$. Cette figure montre donc bien la possibilité d'utiliser des miroirs à réflexion totale pour effectuer des changements de direction de 90° ($\theta=45^\circ$) ou 45° ($\theta=67.5^\circ$). Les pertes deviennent importantes lorsque l'angle d'incidence s'approche de l'angle critique de réflexion totale (33°) et pour des incidences rasantes.

Pour comprendre l'origine des pertes de réflexion, nous avons tracé (Fig.IV-14) les profils de champ réfléchis, pour une onde incidente quasi-TE₀, pour différents angles d'incidence compris entre 35° et 67.5° (le champ incident est également représenté). Sur cette figure, trois origines physiques aux pertes de réflexion apparaissent clairement :

1. la déformation du champ réfléchi ($\theta < 40^\circ$);
2. le déplacement du champ réfléchi ($45^\circ < \theta < 35^\circ$);
3. la diffraction du champ réfléchi ($\theta = 67.5^\circ$),

La déformation et le déplacement du champ réfléchi pour des angles d'incidence proches de l'angle critique de réflexion totale sont des manifestations de l'effet **GOOS-HÄNCHEN**.

c. Comment réduire les pertes de réflexion

Dans ce paragraphe, nous allons étudier comment réduire les pertes de réflexion, soit en réduisant l'effet GOOS-HÄNCHEN, soit en le compensant.

1. Choix du matériau et de l'angle d'incidence

Pour éviter la déformation du faisceau réfléchi, il faudra considérer des angles d'incidence bien plus grands que l'angle critique de réflexion totale. Ce dernier est fonction de l'indice effectif du mode guidé et dépend donc largement du matériau utilisé. Nous avons repris, dans le tableau suivant, les angles critiques de réflexion totale contre l'air pour divers matériaux.

Matériau	indice	angle critique
Semiconducteur	3.5	16.6°
Diélectriques	2	30°
	1.7	36°
	1.45	43.6°

Pour envisager de fabriquer des miroirs intégrés à 90° de déflexion, à faibles pertes, il faut donc utiliser des matériaux d'indice supérieur à ~ 1.6 . A titre d'exemple, nous citons le cas

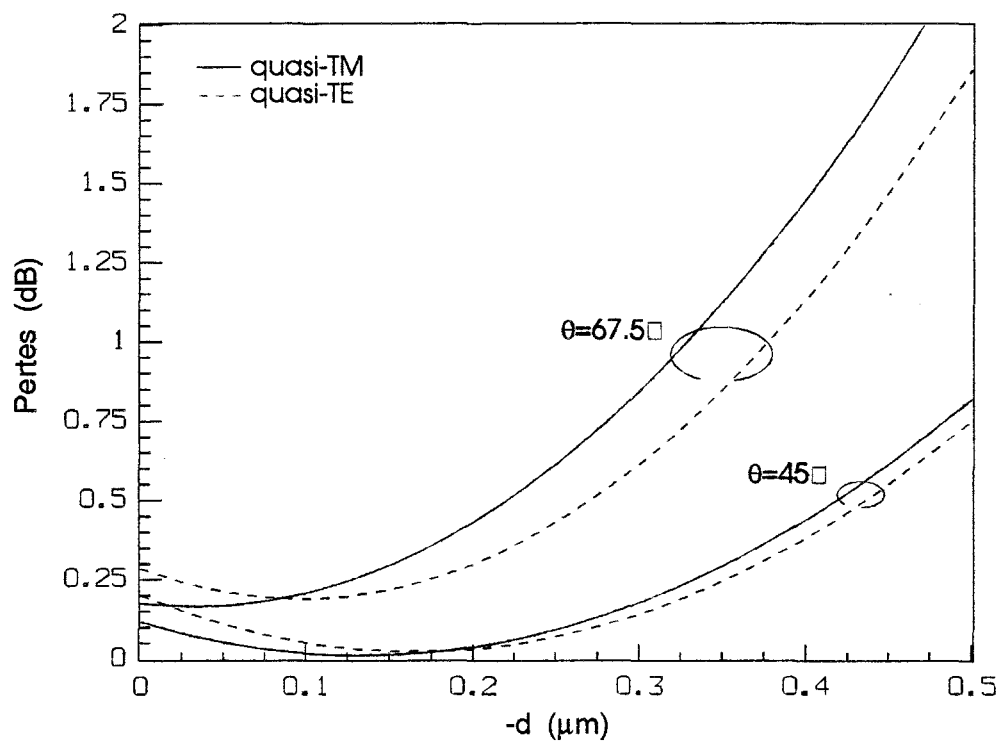


Fig.IV-15 : pertes de réflexion dans le guide N/P en fonction de la position d du miroir pour des angles d'incidence de 45° et 67.5° .

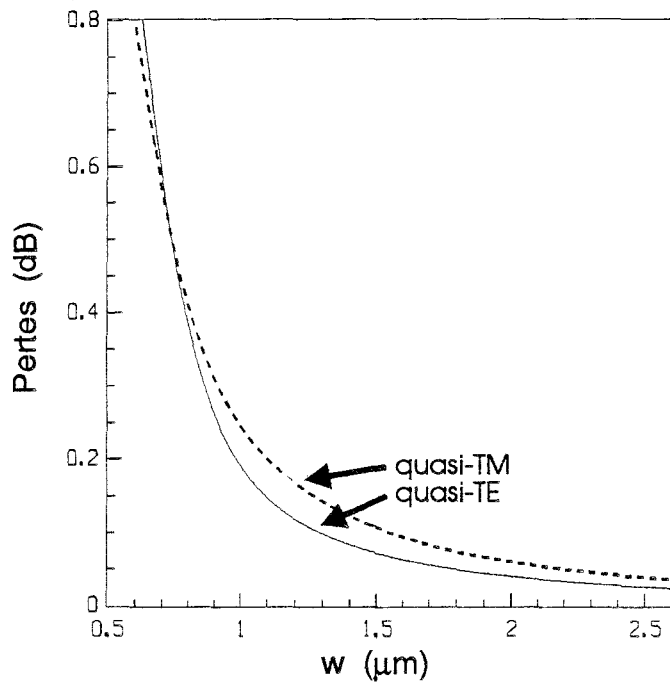


Fig.IV-16 : pertes de réflexion d'une onde guidée quasi-TE₀ et quasi-TM₀ en fonction de la demi-largeur w du profil (indice effectif fixé à 1.87).

d'un changement de direction à 90° dans des guides diélectriques en silice (indice ~ 1.45) qui donne des pertes liées à l'effet Goos-Hänchen de plus de 2dB (Himeno A., 1988). Dans ce cas, il faut donc réduire l'angle de changement de direction (0.5dB de pertes pour un changement de direction de 45°).

2. Position de la face miroir

Le déplacement du faisceau réfléchi par rapport à la position normale peut être compensé en déplaçant la position de la face miroir. Nous prenons l'exemple du guide nitrure/polyimide décrit plus haut dont l'indice effectif de propagation est de l'ordre de 1.85. Une réduction des pertes de l'ordre de 0.15dB peut être obtenue, pour un changement de direction de 90° , avec un déplacement du miroir de l'ordre de $0.2\mu\text{m}$ (Fig.IV-15), faisant chuter les pertes de 0.2dB à 0.05dB.

Dans les guides en silice, une réduction plus importante ($\sim 0.5\text{dB}$) de pertes peut être obtenue en déplaçant le miroir de près d'un micromètre. Par contre, dans les guides semiconducteurs, où l'effet Goos-Hänchen est faible, la position optimale des miroirs correspond à un déplacement du miroir de l'ordre de $0.1\mu\text{m}$.

La possibilité de choisir la position du miroir est uniquement dépendante des contraintes technologiques (possibilité d'alignement précis et de gravure sans sous gravure -ou avec une sous gravure reproductible-).

3. Choix de la géométrie du guide

La géométrie du guide optique influence aussi les pertes de réflexion car la diffraction dans le miroir dépend de la largeur du profil du mode guidé. Nous avons calculé l'influence de la demi-largeur w du champ guidé (Fig.IV-16) pour un changement de direction de 90° dans le guide nitrure/polyimide. Nous obtenons des pertes de réflexion inférieures à 0.05dB pour des demi-largeurs de faisceau supérieures à $2\mu\text{m}$.

Dans la pratique, il faudra donc fabriquer des guides supportant un champ assez large.

4. Utilisation de réflecteurs métalliques

Tous les dispositifs que nous avons considéré jusqu'à maintenant mettent en jeu des réflexions totales contre l'air. On connaît les propriétés réfléchissantes des métaux. On peut donc se demander si une réflexion contre un métal ne va pas diminuer les pertes de réflexion.

Nous avons tracé, Fig.IV-17, les pertes de réflexion, pour un changement de direction de 90° , dans le guide nitrure/polyimide, avec trois métaux (or, argent, aluminium) comme

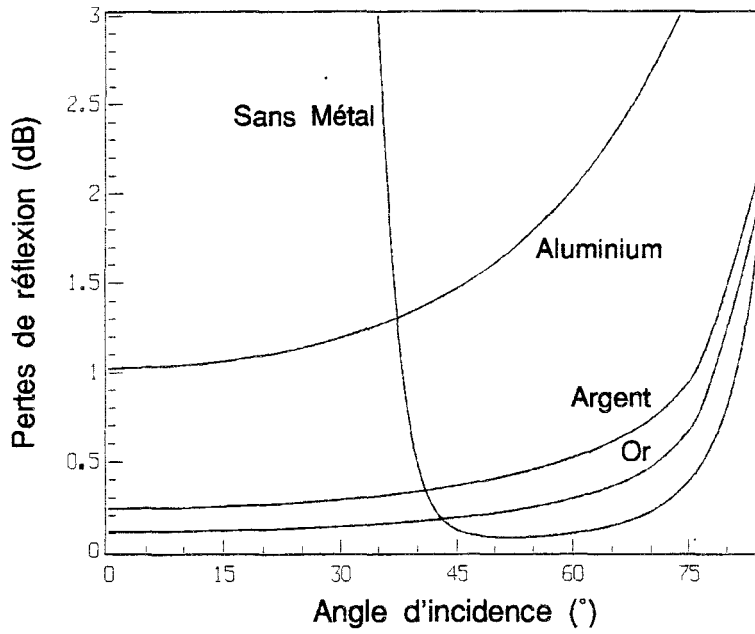


Fig.IV-17 : pertes de réflexion en fonction de l'angle d'incidence pour une réflexion contre une interface métallique. Comparaison avec la réflexion contre l'air.

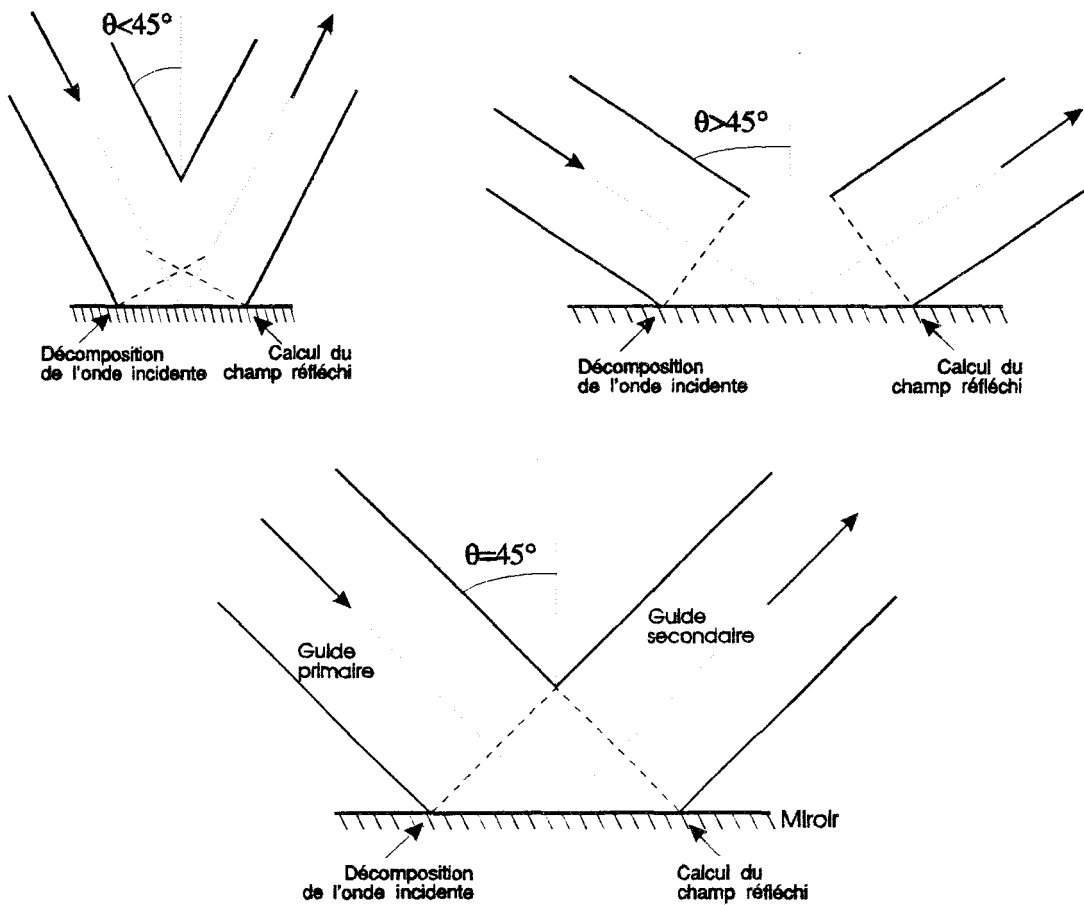


Fig.IV-18 : limite d'application de la MDOP : influence de l'angle d'incidence sur la position des plans de décomposition et de recomposition des champs.

réflecteurs. Les indices de réfraction des métaux aux différentes longueurs d'onde sont repris dans le tableau suivant (Weast R.C., 1988) :

λ (μm)	Or	Argent	Aluminium
0.8	0.08 - i 4.56	0.27 - i 5.79	2.625 - i 8.60
1.3	0.13 - i 8.03	0.28 - i 9.03	1.212 - i 12.46
1.55	0.18 - i 10.21		1.444 - i 15.96

L'utilisation de réflecteurs métalliques apparaît intéressante seulement dans le cas où l'angle d'incidence est inférieur à l'angle critique de réflexion totale contre l'air. L'or apparaît le meilleur réflecteur. Il permet d'obtenir des pertes de l'ordre de 0.1dB pour $0 < \theta < 45^\circ$; au-dessus les phénomènes de diffraction apparaissent.

4. Limites d'application de la méthode

Jusqu'à présent, nous n'avons pas parlé de limites d'application de la méthode et aucune publication concernant cette méthode pour l'étude de la réflexion dans les miroirs intégrés n'en parle. Cependant, il nous paraît important de noter certains points.

Avec cette méthode, l'onde guidée est décomposée en sortie du guide primaire et recomposée en entrée du guide secondaire. Sur la Fig.IV-18, nous avons indiqué les endroits auxquelles les ondes sont décomposées et recomposées, dans le cas d'un angle d'incidence égal à 45° et dans deux cas extrêmes d'incidences à angles faible et important.

Nous voyons que dans ces cas extrêmes d'incidence, la MDOP ne tient pas compte de la structure exacte du miroir. Pour des angles d'incidences faibles, la méthode ne tient pas compte de la diffraction du champ avant et après la réflexion, à l'endroit où les arêtes se rejoignent. Pour les angles d'incidences importants, elle ne prend pas en compte le prolongement de l'arête à l'intérieur du coude et surestime la diffraction du champ optique dans la structure. Par contre, la situation est différente à $\theta=45^\circ$ où les plans de décomposition et de recomposition se croisent à l'intersection des arêtes intérieures du coude. Dans ce cas la MDOP considère la structure exacte.

Nous concluons que la MDOP telle que nous l'avons utilisée surestime les pertes de réflexion pour les grands angles d'incidence ($\theta > 45^\circ$), alors qu'elle les sous-estime pour les petits angles d'incidence ($\theta < 45^\circ$). Pour des angles $\theta \sim 45^\circ$, la MDOP doit être plus précise.

Ces considérations permettent d'expliquer les courbes de la Fig.IV-15 où les pertes de réflexion calculées sont plus importantes pour $\theta=67.5^\circ$ que pour $\theta=45^\circ$, alors que nous avons montré que l'effet Goos-Hänchen est réduit pour les grands angles d'incidence.

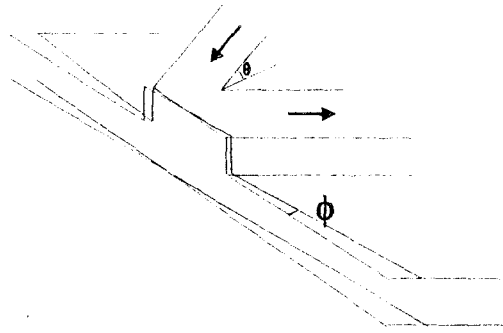


Fig.IV-19 : erreur d'angle 'transversal' due à un mauvais alignement ou une mauvaise définition du masque.

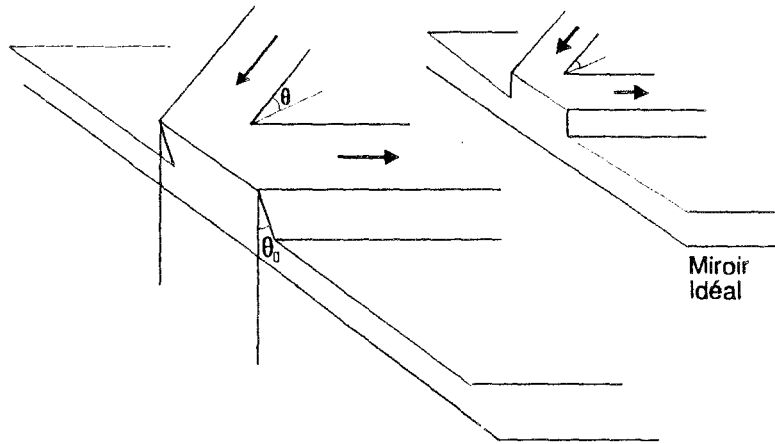


Fig.IV-20 : erreur d'angle vertical θ_0 apparaissant à la gravure du matériau.

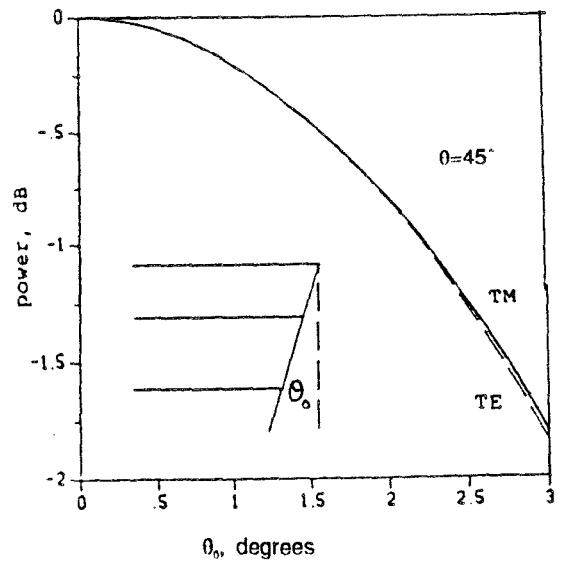
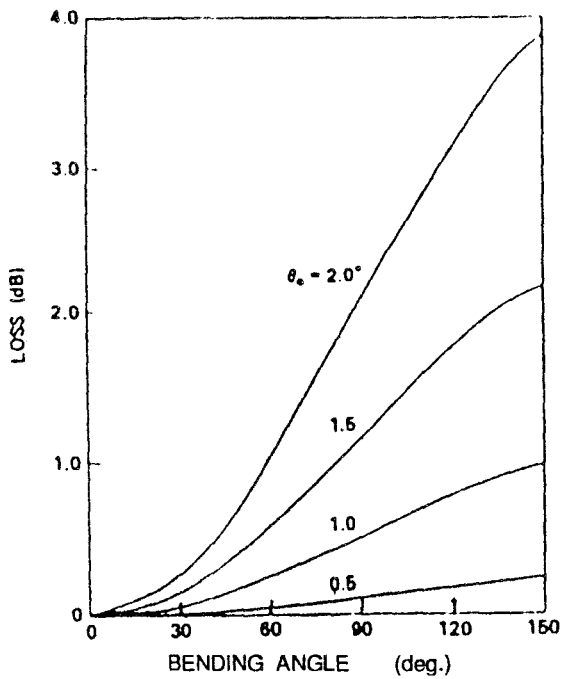


Fig.IV-21 : influence de l'angle du miroir par rapport à la verticale. Cas du guide silice -gauche- (Himeno A., 1988) et du guide semiconducteur -droite- (Kaczmariski P., 1989).



Notons, cependant, que la MDOP est tout de même efficace pour déduire les positions optimales des miroirs par rapport aux arêtes, quel que soit l'angle d'incidence.

IV.2.2 / Influence des conditions technologiques de gravure sur les propriétés du miroir

Comme nous l'avons vu dans l'état de l'art des miroirs intégrés, la qualité des miroirs est fortement dépendante de la qualité de la gravure, de la qualité des masques ou de celle de l'alignement de ces derniers.

a. Perpendicularité de la facette réfléchissante

Une mauvaise perpendicularité du miroir agit à deux niveaux sur les pertes de réflexion. D'une part, suite à un mauvais alignement des masques, le miroir peut être incliné par rapport à sa position idéale (Fig.IV-19). Dans ce cas, il se produit des pertes qui ont été étudiées CHUNG (Chung Y., 1991) sur les guides semiconducteurs. Il a été montré qu'une erreur d'angle de 0.1° affecte les pertes de réflexion d'un maximum de 0.1dB pour des guides ayant des arêtes de moins de $10\mu\text{m}$. Or, il est souvent possible d'aligner des masques avec une précision supérieure à 0.1° . Cette erreur d'angle semble influencer très peu la qualité des miroirs.

La facette réfléchissante peut également présenter un défaut de perpendicularité suite à une gravure non verticale (Fig.IV-20). Ce phénomène est surtout présent sur les matériaux semiconducteurs. HIMENO A. et al. ont étudié ce phénomène avec une méthode de décomposition en ondes planes à deux dimensions (Himeno A., 1988). Ils ont montré qu'un angle de 2° par rapport à la verticale introduisait des pertes de réflexion de 0.5dB pour un changement de direction de 45° et de 2dB pour un changement de direction de 90° (guides silice). Les mêmes études ont été rapportées par KACZMARSKI P. (Kaczmarski P., 1989) sur guides semiconducteurs : des pertes de 1dB pour un angle de 2° et un changement de direction de 90° ont été calculées. La Fig.IV-21 reprend les résultats obtenus par ces deux auteurs.

On peut donc observer que les faibles changements de direction de propagation de lumière guidée sont moins sensibles à une inclinaison du miroir. Ce phénomène a été également observé par GINI qui a fabriqué des miroirs à 90° avec 1.3dB de pertes et des miroirs à 45° avec 0.3dB de pertes, avec la même gravure (Gini E., 1992).

Seule une amélioration des conditions des gravures peut réduire ces contributions aux pertes de réflexion.

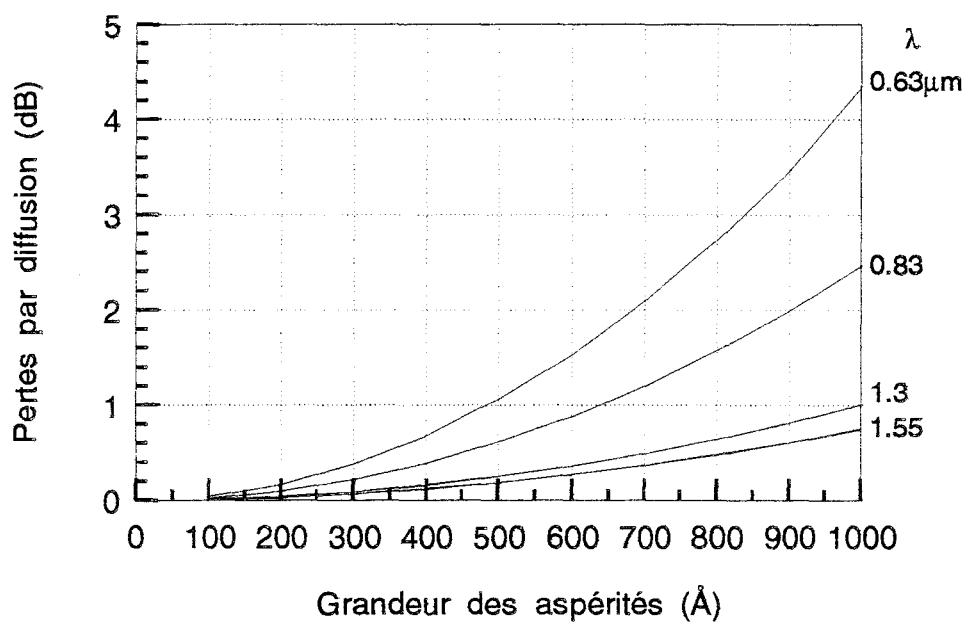


Fig.IV-22 : Evolution des pertes de réflexion liées aux aspérités de miroir selon la formule (13) pour un changement de direction de propagation de 45° .

b. Aspérités sur la surface réfléchissante

La présence d'aspérités sur les facettes des miroirs gravés est directement liée à une mauvaise qualité du masque. Pendant la gravure sèche, le flanc produit suit toutes les formes du masque et en particulier les imperfections de son bord. Celles-ci sont transmises à la facette, produisant des aspérités unidimensionnelles (invariantes dans la direction perpendiculaire au plan du circuit).

Quelques travaux décrivent une étude théorique de l'effet de ces aspérités sur les pertes de réflexion du miroir intégré (Carniglia C., 1979; Chung Y., 1991; Lee S., 1991) avec des méthodes différentes. Il paraît difficile de comparer ces résultats dans la mesure où chaque auteur considère une distribution des irrégularités, le long du miroir, assez différentes. Il est dès lors difficile de donner des évaluations quantitatives précises.

Pour donner tout de même un ordre de grandeur, nous donnons une expression analytique proposée par CARNIGLIA C.. Elle exprime le coefficient de transmission d'un miroir en fonction de l'angle de changement de direction γ , de l'indice effectif de propagation n_{eff} , de la longueur d'onde λ :

$$T = \exp - \left[4 \frac{\pi}{\lambda} n_{\text{eff}} \sigma \sin \left(\frac{\gamma}{2} \right) \right]^2 \quad (13)$$

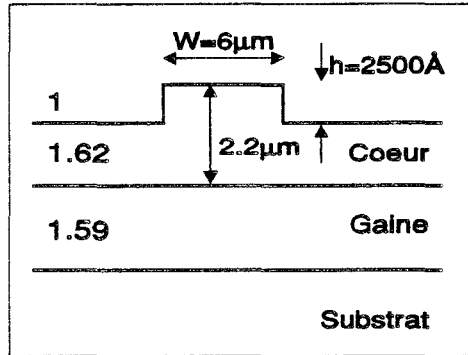
Il est supposé, pour déduire cette équation, une distribution normale des irrégularités avec une variance σ^2 . Utilisant cette formule, nous avons tracé (Fig.IV-22), l'évolution des pertes de réflexion attendues dans un changement de direction de 45° , en fonction de σ , pour différentes longueurs d'onde ($n_{\text{eff}}=1.8$). Nous observons la forte dépendance des pertes avec la longueur d'onde.

Cette formule nous apprend également que les pertes de réflexion dues aux aspérités seront d'autant plus importantes que l'indice effectif de propagation du mode est élevé, et d'autant plus faibles que le changement de direction de propagation se fait avec un petit angle.

Une autre étude a montré que les pertes de réflexion liées à la diffraction sur les aspérités du miroir sont dépendantes de l'état de polarisation de la lumière. Vu l'origine et la forme des aspérités, les ondes polarisées dans le plan du guide sont plus sensibles aux aspérités que celles polarisées à 90° . D'autre part, les aspérités ont la même influence quelle que soit la largeur des guides optiques (Chung Y., 1991).

c. Position du miroir par rapport aux arêtes des guides

Nous savons comment la position de la face réfléchissante influence la qualité des miroirs. Cette position est fixée, normalement, par un alignement de deux masques, l'un définissant les arêtes des guides, l'autre, l'ouverture pour la gravure profonde des facettes. Cet



Onde quasi-TE		
1.603993	1.606333	1.603993
$n_{\text{eff}} = 1.605287$		

Onde quasi-TM		
1.602717	1.605289	1.602717
$n_{\text{eff}} = 1.604194$		

Fig.IV-23 : géométrie du guide polyimide monomode à la longueur d'onde $1.3\mu\text{m}$ et guides plans équivalents.

alignement doit être effectué avec une précision supérieure à 1000\AA , ce qui nécessite du matériel sophistiqué.

Pour éviter cet alignement, une technique qui auto-aligne les arêtes des guides avec la facette miroir est généralement utilisée. Cette technique très intéressante sera étudiée jusqu'à la fin du chapitre.

D'autre part, lors des gravures des facettes miroir, il se peut qu'il y ait une gravure du matériau sous le masque. Ce phénomène peut être pris en compte dans la conception des masques utilisés en technique auto-alignée.

IV-2.3 / Simulation des miroirs auto-alignés à l'aide du logiciel SOPRANO

La possibilité de disposer d'une technique de fabrication simple d'un composant est un atout majeur. La technique auto-alignée pour fabriquer les miroirs intégrés permet de s'affranchir de la contrainte d'alignement entre deux masques qui peut s'avérer très délicate. S'il est connu que cette technique apporte des pertes intrinsèques faibles au miroir, aucune comparaison théorique de structures auto-alignées n'a été proposée, alors que plusieurs structures ont déjà été utilisées expérimentalement. C'est pourquoi nous avons effectué cette étude.

Pour toutes les simulations concernant les miroirs auto-alignés, nous avons considéré un autre guide, correspondant plus à nos objectifs futurs de fabrication.

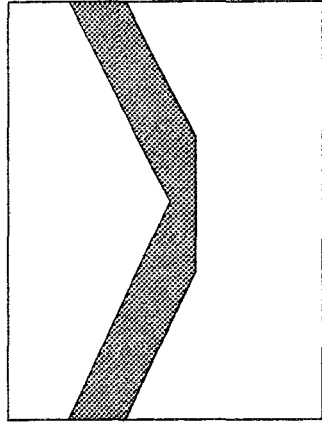
Il est composé de deux polyimides d'indices différents 1.59 et 1.62. La structure exacte de ce guide est reprise sur la Fig.IV-23. Ayant choisi une largeur d'arête W de $6\mu\text{m}$ pour favoriser le couplage avec une fibre optique, nous avons fixé la hauteur h de l'arête à 2500\AA pour assurer une propagation monomode à la longueur d'onde $1.3\mu\text{m}$. Les guides plans équivalents et les indices effectifs des modes guidés sont indiqués pour les ondes quasi-TE et quasi-TM.

a. La technique auto-alignée

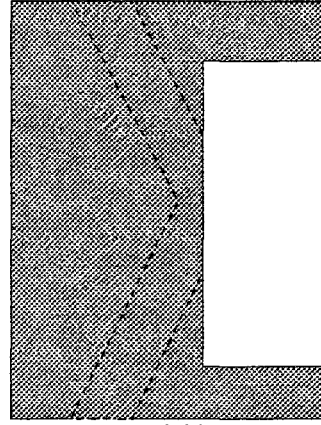
Nous venons de voir que d'un point de vue technologique, se pose la difficulté d'alignement des masques définissant les arêtes des guides et la facette du miroir. Si cette difficulté peut être contournée par l'utilisation de techniques de lithographie sophistiquées (ex. : lithographie par faisceau d'électrons), il est intéressant de posséder une technique simple pouvant être utilisée même avec des procédés de lithographie optique.

C'est pourquoi une technique particulière de fabrication a été proposée par P. ALBRECHT (Albrecht P., 1987). Elle consiste à définir sur le même masque les arêtes des

Technique "classique"

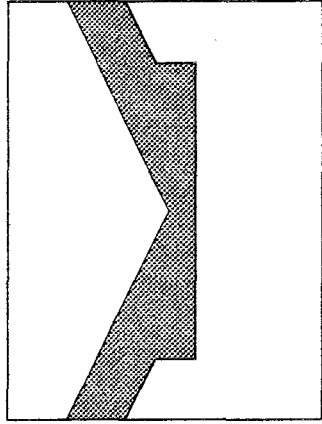


Masque 1 : définition de l'arête (retiré après gravure des arêtes)

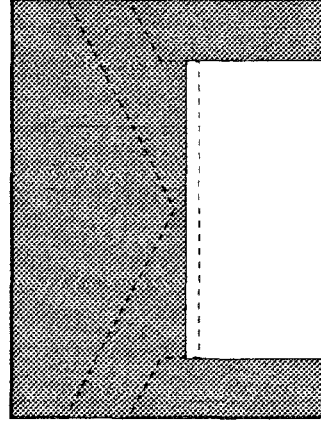


Masque 2 : définition de la face miroir et protection du circuit

Technique auto-alignée



Masque 1 : définition de l'arête et de la face du miroir (laissé en place après gravure des arêtes)



Masque 2 : protection du circuit avant la gravure profonde

Fig.IV-24 : passage de la technologie "classique" à la technologie auto-alignée (le grisé correspond à la partie protégée du circuit lors de la gravure).

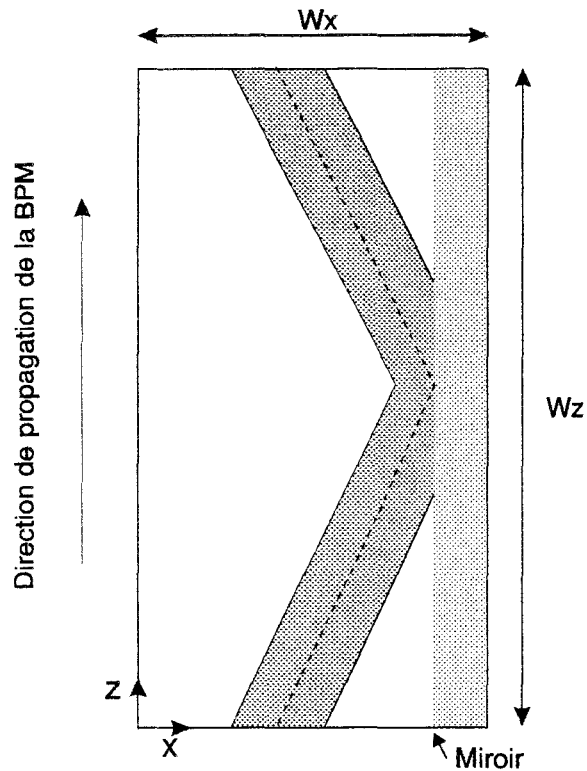


Fig.IV-25 : disposition du miroir dans la fenêtre de calcul pour prendre en compte les réflexions avec la FD-BPM.

guides et la face du miroir, contrairement à la technique classique avec laquelle les deux parties du miroir sont définies par des masques différents (Fig.IV-24). De cette manière, il y a un **auto-alignement** des deux parties du miroir.

Technologiquement, deux masques sont nécessaires. Après la formation du premier masque, une première gravure est effectuée (formation des arêtes) puis sans enlever le masque, le second est déposé et ouvert au niveau du miroir pour la gravure profonde de la face miroir (Fig.IV-24). Ainsi, ce n'est pas le second masque mais le premier qui définit la facette miroir. De cette manière, l'alignement du second masque par rapport au premier n'est pas critique (une précision d'un micron est suffisante). Nous noterons que si les matériaux utilisés comme masque sont différents, l'ordre suivant lequel les gravures sont effectuées n'est pas important.

Cette technique auto-alignée, si elle facilite la fabrication des miroirs intégrés, produit des miroirs d'une moins bonne qualité optique que les miroirs conventionnels. La diffraction de lumière, qui se produit dans la structure auto-alignée, peut en effet dégrader les propriétés de réflexion du dispositif.

La conception de la structure auto-alignée influence les pertes de réflexion. Nous avons effectué une comparaison de quelques structures à l'aide de la méthode des faisceaux propagés décrite largement au chapitre II (Logiciel SOPRANO). En effet, la méthode de décomposition en onde plane ne permet pas de tenir compte d'une distribution d'indice de réfraction particulière. Elle ne permet donc pas de tenir compte du confinement latéral de la lumière à l'intérieur du coude, et d'une largeur finie du miroir.

b. Utilisation de la méthode des faisceaux propagés

L'utilisation de la FD-BPM pour simuler les réflexions nécessite de prendre quelques précautions. Nous les décrivons dans ce paragraphe et nous donnons la précision avec laquelle nous pouvons effectuer ces simulations.

1. Comment prendre en compte les réflexions avec la FD-BPM

La FD-BPM n'est pas une méthode bidirectionnelle. Elle ne permet donc pas de prendre en compte les réflexions dans la direction opposée à celle de propagation. Elle ne permet pas, par exemple, d'estimer la quantité de lumière qui est réfléchi en arrière dans un séparateur de faisceau en Y. Pour effectuer cette estimation, il faut avoir recours, par exemple, à une BPM du type MoL (Method of Lines) (Ahlers E., 1994).

Cependant, avec la FD-BPM, il est possible de tenir compte d'une réflexion si celle-ci s'effectue sur un plan parallèle à la direction de propagation de la simulation -généralement z- (Chung Y., 1991), comme il est indiqué sur la Fig.IV-25.

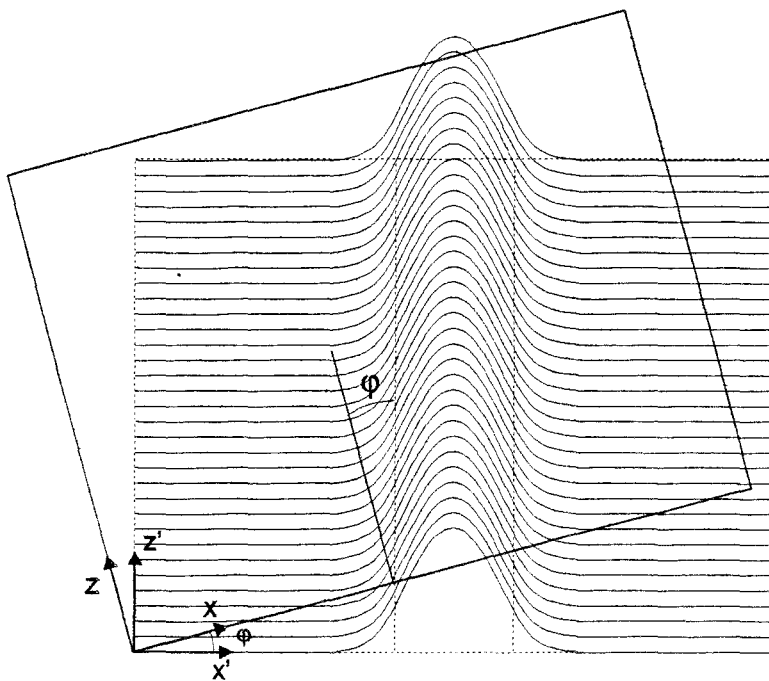


Fig.IV-26 : injection (théorique) d'un champ guidé dans un guide incliné : définition des systèmes d'axes.

Comme le montre cette dernière figure, cette contrainte impose de considérer une propagation inclinée dans les guides optiques.

2. Propagation inclinée dans un guide optique

La propagation dans un guide incliné avec une BPM est un sujet délicat, principalement avec les méthodes utilisant l'approximation paraxiale. Dans ce cas, il est, en effet, supposé que le flux d'énergie se fait principalement dans la direction de propagation de la BPM (généralement z). Plus le guide est incliné, plus on s'écarte de cette approximation.

Il est donc nécessaire de connaître les limites de l'approximation paraxiale. Pour cela, nous avons effectué des propagations dans des guides droits de différentes inclinaisons et calculé les pertes numériques de propagation (par intégrale de recouvrement entre les champs initial et final).

L'injection de lumière (théorique) dans un guide est effectuée en rectifiant la phase de l'onde par rapport à une injection dans un guide non incliné. Si on considère un guide non incliné par rapport à un repère (x',z') , comme il est décrit sur la Fig.IV-26, l'évolution du champ dans cette structure est connu :

$$\Psi(x', z') = \Psi(x') \exp(-jn_{\text{eff}}k_0z') \quad (14)$$

avec $\Psi(x')$ le champ propre guidé.

Le champ optique initial à considérer dans une propagation inclinée à φ° par rapport à la direction de propagation de la BPM, est obtenu en considérant le champ décrit précédemment dans un système de coordonnées (x,z) faisant un angle φ avec le premier (Fig.IV-26). Ce champ dans le nouveau repère s'écrit alors :

$$\Psi(x, z = 0) = \Psi(x \cos \varphi) \exp(-jn_{\text{eff}}k_0x \sin \varphi) \quad (15)$$

Il a été montré (Yevick D., 1990), et nous avons pu le vérifier, que lors d'une propagation inclinée (théorique), le champ optique ne suit bien le guide que lorsqu'une correction sur l'indice de référence n_0 de la BPM est effectué :

$$n_0 = n_{\text{eff}} \cos \varphi \quad (16)$$

avec n_{eff} l'indice effectif du mode guidé. Si le guide est multimode, n_{eff} correspond à un indice moyen des modes guidés.

Cette précaution qui paraît anodine est fondamentale et est, à elle seule, responsable du bon fonctionnement de la simulation.

Prenant toutes ces précautions, nous avons propagé le champ propre dans le guide polyimide décrit plus haut pour plusieurs angles d'inclinaison φ du guide par rapport à la

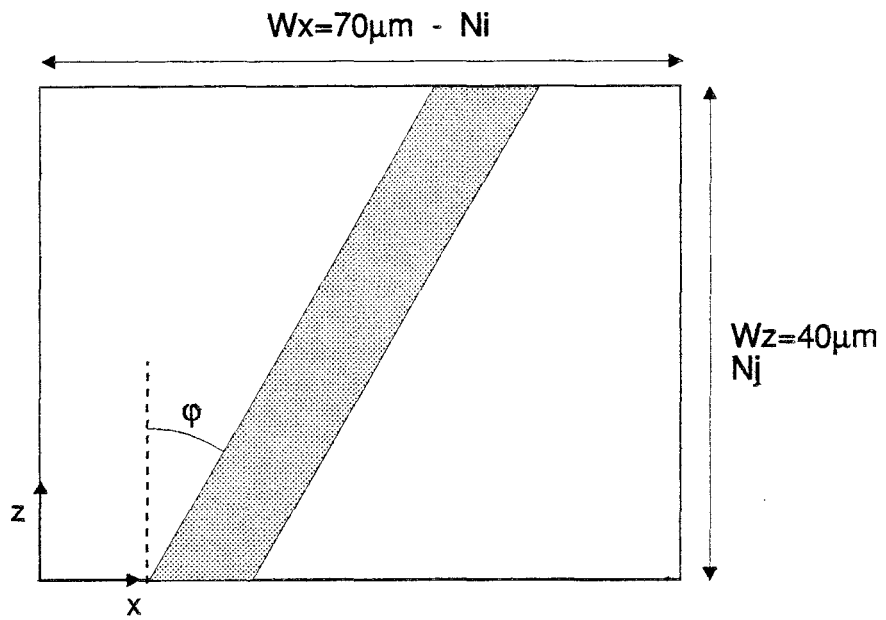


Fig.IV-27 : propagation dans un guide incliné : fenêtre de calcul.

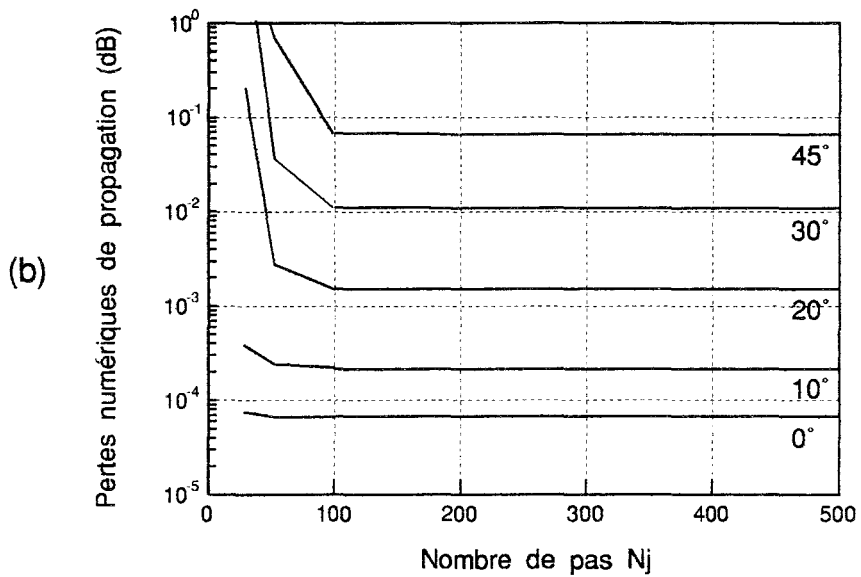
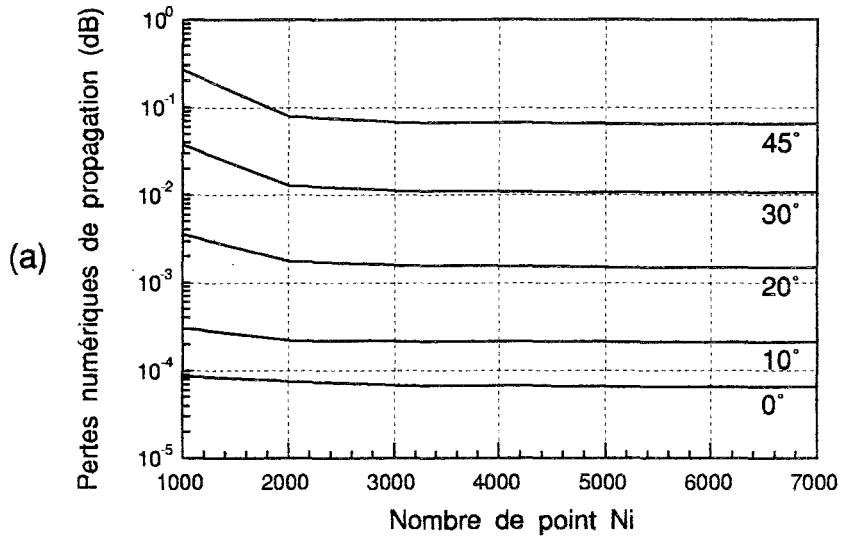


Fig.IV-28 : influence des paramètres de discrétisation N_i (a) et N_j (b) sur les pertes numériques de propagation dans un guide incliné.

direction z de la propagation de la BPM. Les pertes numériques de propagation sont évaluées, par intégrales de recouvrement, pour différentes valeurs de discrétisation de la fenêtre de calcul (N_i, N_j). Cette dernière est décrite sur la Fig.IV-27.

La Fig.IV-28 (a) reprend les pertes numériques de propagation en fonction de l'angle d'inclinaison pour différents nombres de points N_i sur la largeur de la fenêtre ($N_j=400$) et la Fig.IV-28 (b) reprend les pertes pour différentes valeurs de N_j (N_i fixé à 4000).

D'un point de vue général, nous observons que les pertes numériques augmentent avec l'angle d'inclinaison du guide. Pour des angles d'inclinaison faibles ($\varphi < 10^\circ$), les pertes numériques sont très faibles ($< 10^{-3}$ dB), pour un angle de 30° , les pertes sont de 0.01dB, alors que pour $\varphi=45^\circ$, elles augmentent à 0.06dB pour une propagation de $40\mu\text{m}$.

Ces deux figures nous apprennent aussi que plus l'angle d'inclinaison est important, plus le nombre de points N_i doit être conséquent. Cependant, il n'est pas nécessaire d'augmenter N_i indéfiniment puisque les pertes ne diminuent plus à partir d'un certain nombre de points. Cette remarque est également valable pour le nombre de pas de propagation N_j , mais ce dernier semble moins influencer les pertes.

En conclusion, nous retiendrons qu'il n'est pas nécessaire d'augmenter indéfiniment les nombres de points N_i et de pas N_j pour augmenter la précision de la simulation. Cette dernière est limitée par le modèle lui-même et dépend de l'angle d'inclinaison du guide optique.

Pour une inclinaison du guide de $\varphi=45^\circ$ (nécessaire pour simuler les changements de direction de 90°), la précision est limitée à $0.065\text{dB}/40\mu\text{m}$. Lorsque $\varphi=22.5^\circ$ (changements de direction de 45°), la précision est estimée à $0.002\text{dB}/40\mu\text{m}$.

Pour des inclinaisons allant jusqu'à 45° , la meilleure précision est obtenue à partir des valeurs de discrétisation suivantes : $h_x=0.02\mu\text{m}$ et $h_z=0.2\mu\text{m}$.

3. Précision sur l'étude de la diffraction lors d'une propagation oblique

Etant donné que nous envisageons d'étudier les effets de la diffraction dans les structures auto-alignées sur les pertes de réflexion dans les miroirs intégrés, il est nécessaire d'évaluer avec quelle précision la BPM peut le faire. A nouveau, nous nous attendons à une précision limitée à cause de l'approximation paraxiale considérée.

Cette précision est évaluée en considérant la diffraction libre d'un profil gaussien incliné (de même largeur en $1/e$ que le mode propre du guide optique polyimide) dans un plan homogène et sur une longueur de $100\mu\text{m}$ (Fig.IV-29). A partir des équations de l'optique gaussienne, il est facile de prédire le champ en fin de propagation ($z=100\mu\text{m}$). En comparant

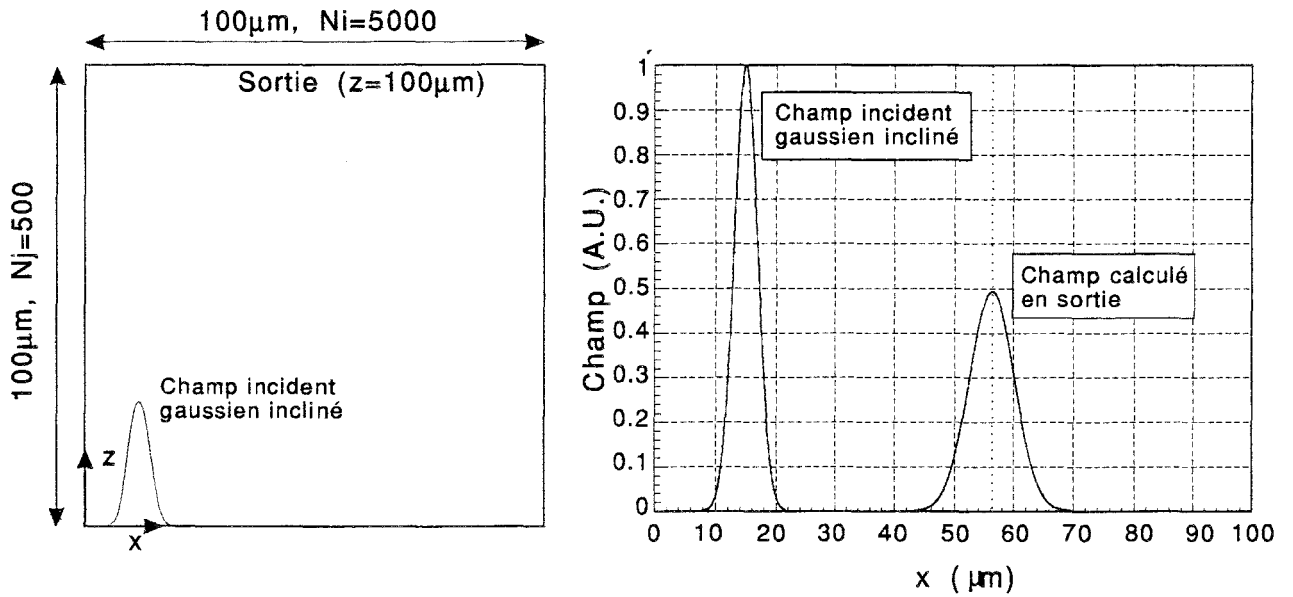


Fig.IV-29 : évaluation de la précision de la prise en compte de la diffraction par la FD-BPM : fenêtre de calcul (gauche); champ initial ($z=0$) et final ($z=100$) (droite). Le pointillé correspond à la position attendue du maximum du champ final.

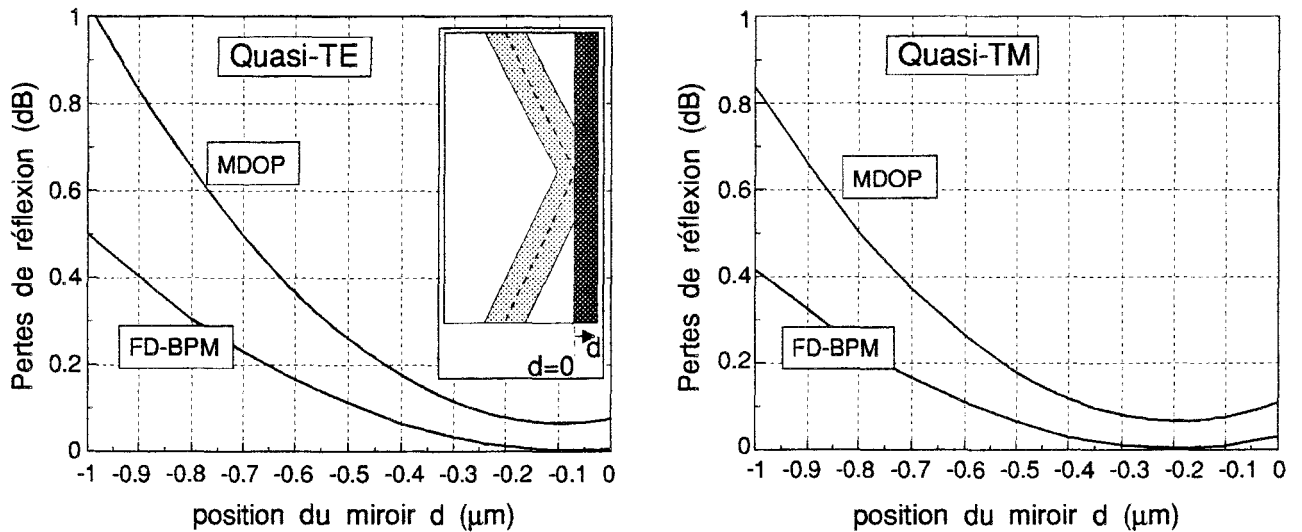


Fig.IV-30 : évolution des pertes de réflexion dans un miroir conventionnel, sur un guide diélectrique (Fig.IV-23), en fonction de la position du miroir. Comparaison avec la méthode de décomposition en ondes planes (MDOP).

ce dernier avec le champ calculé par BPM, on peut estimer la précision avec laquelle la BPM traite la diffraction.

Dans la pratique, les miroirs intégrés sont utilisés pour effectuer des changements de direction de 45° ou 90° . Nous n'avons donc considéré que les inclinaisons de 22.5° et 45° . Nous avons repris sous forme de tableau les résultats obtenus pour les deux angles d'inclinaison et les deux polarisations.

	22.5°	45°
TE	0.007dB	0.04dB
TM	0.009dB	0.05dB

A nouveau, la précision est d'autant meilleure que l'angle d'inclinaison est faible. Nous remarquons, cependant, que les pertes numériques associées à la prise en compte de la diffraction sont plus faibles ou du même ordre de grandeur que celles associées à la propagation guidée (sur $100\mu\text{m}$).

Pour évaluer la précision sur les simulations de miroirs intégrés auto-alignés avec la FD-BPM, il faut bien sûr sommer les pertes numériques liées à la propagation et à la diffraction.

La **précision globale** de la simulation est donc évaluée à 0.2dB pour les changements de direction à 90° et à 0.012-0.014dB pour les changements de direction à 45° (en considérant une fenêtre de calcul de $100\mu\text{m}$ de long).

c. Comparaison de 3 structures auto-alignées

Les pertes de réflexions théoriques peuvent être largement inférieures à 0.2dB. Il semble donc inadéquat d'analyser les changements de direction à 90° avec notre FD-BPM.

Nous avons donc considéré uniquement les **changements de direction à 45°** .

Pour pouvoir modéliser des miroirs assez larges, nous avons fixé la longueur de la fenêtre de calcul à $W_z=100\mu\text{m}$. Dans ce cas, une largeur de $W_x=40\mu\text{m}$ est suffisante pour y insérer les structures des miroirs à 45° . A partir des considérations de précision faites précédemment, nous avons fixé le nombre de points N_i à 2500 et le nombre de pas de propagation à $N_j=500$.

1. Guide diélectrique

Avant d'aborder les simulations des miroirs auto-intégrés, nous avons considéré la structure conventionnelle pour calculer la position optimale du miroir. La Fig.IV-30 décrit l'évolution des pertes de réflexion dans cette structure en fonction de la position d du miroir pour les ondes quasi-TE et quasi-TM. Les positions optimales pour ces deux polarisations

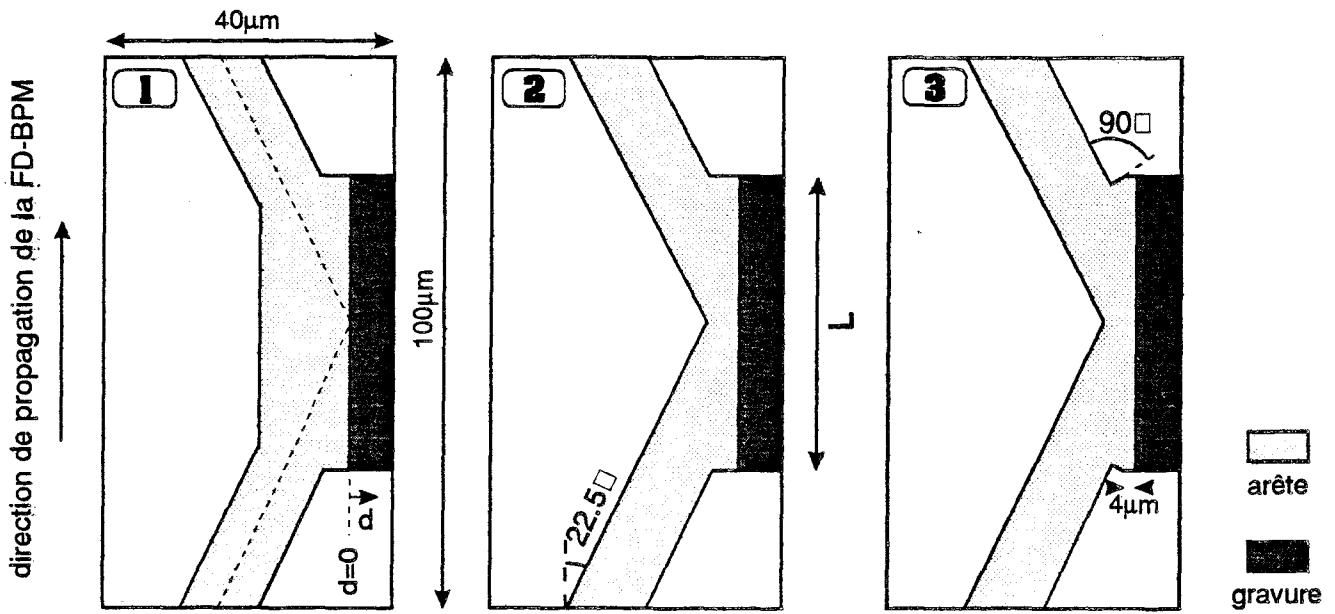


Fig.IV-31 : description des trois structures auto-alignées (vue de dessus).

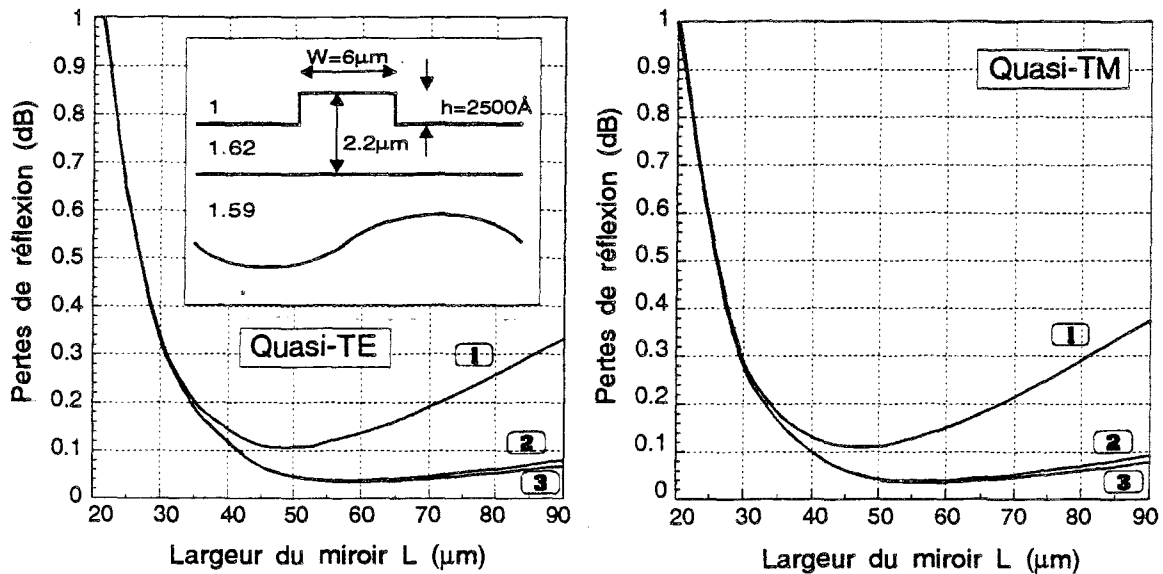


Fig.IV-32 : pertes de réflexion en fonction de la largeur du miroir auto-aligné dans le guide polyimide de 6 μm de largeur d'arête.

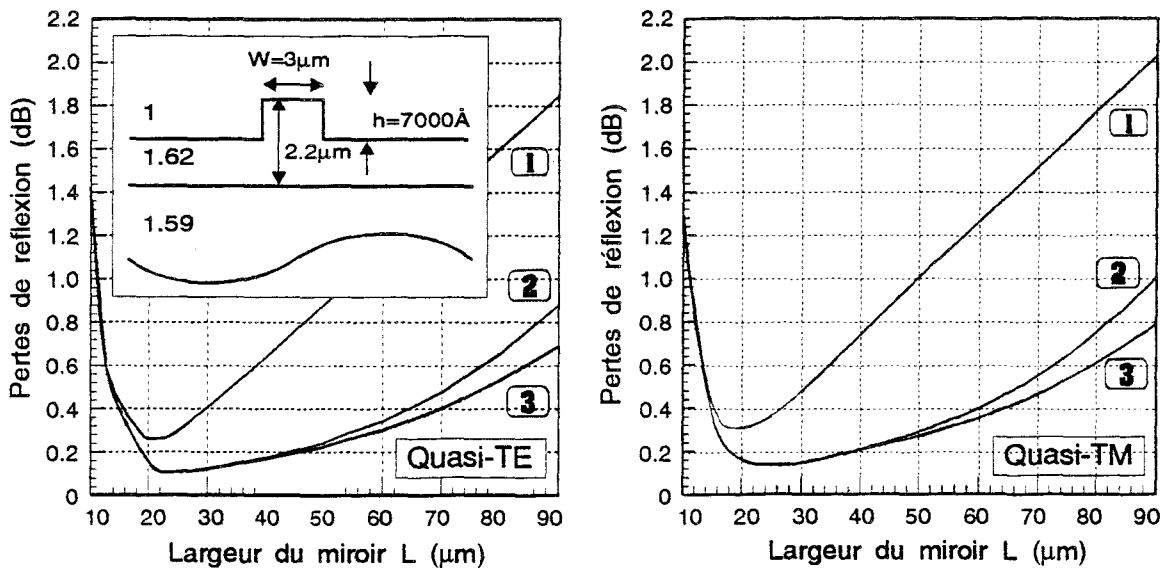


Fig.IV-33 : pertes de réflexion en fonction de la largeur du miroir auto-aligné dans le guide polyimide de 3 μm de largeur d'arête.

sont respectivement $-0.08\mu\text{m}$ et $-0.2\mu\text{m}$. Sur le même graphique nous avons tracé les pertes estimées avec la méthode de décomposition en ondes planes. Si les positions optimales sont équivalentes à celles calculées par BPM, les valeurs des pertes de réflexion sont largement supérieures. Ceci est dû, comme nous l'avons expliqué au fait que la MDOP ne prend pas en compte l'arête jusqu'à l'intérieur du coude.

L'étude des pertes intrinsèques, des miroirs intégrés sur le guide optique diélectrique polyimide, liées à la technique auto-alignée est effectuée à travers une comparaison de 3 structures auto-alignées décrites sur la Fig.IV-31. Les pertes de réflexion sont évaluées en fonction de la largeur L de la facette gravée (Fig.IV-32). Dans les deux cas de polarisation, la face miroir est considérée à sa position optimale.

Pour mettre plus en avant les phénomènes de diffraction, nous avons également calculé les pertes de réflexion dans les trois structures auto-alignées pour un guide optique plus étroit (Fig.IV-33). Ce guide toujours monomode propage un champ beaucoup moins large que le précédent ($W=3\mu\text{m}$). Les phénomènes de diffraction, apparaissant dès que le confinement latéral n'est plus présent, sont donc plus importants.

Ces figures nous montrent la présence d'une **largeur optimale de miroir**. En effet, lorsque les miroirs sont trop étroits, toute la lumière n'est pas réfléchi et lorsqu'ils sont trop larges, la diffraction fait augmenter les pertes de réflexion. Cette largeur optimale est fonction de la structure auto-alignée et de la géométrie du guide.

La différence entre la première structure auto-alignée et les deux autres apparaît clairement, alors qu'il n'y pas de différence de pertes minimales entre la deuxième et la troisième structure. D'autre part, peu de différences apparaissent entre les ondes quasi-TE et quasi-TM.

Pour le guide le plus large, les pertes minimales sont de 0.11dB dans la structure (1) et de 0.04dB dans les autres structures. Les pertes minimales augmentent considérablement pour le guide le plus étroit : 0.3dB et 0.15dB respectivement.

Ceci nous apprend qu'il faut éviter d'utiliser des structures auto-alignées du type de la première et que les meilleurs résultats de réflexion sont obtenus dans des guides optiques propageant des modes les plus larges. Enfin, les pertes minimales de l'ordre de 0.04dB sont attendues.

Sur la Fig.IV-34, nous avons repris l'évolution de la puissance optique (mode quasi-TM) dans le miroir intégré sur le guide de $6\mu\text{m}$ d'arête. Dans un miroir de type classique (a), aucune diffraction n'est observée; des pertes inférieures à 0.01dB sont calculées. Dans un miroir auto-aligné (structure 1) de $70\mu\text{m}$ de large (b), nous observons une importante diffraction

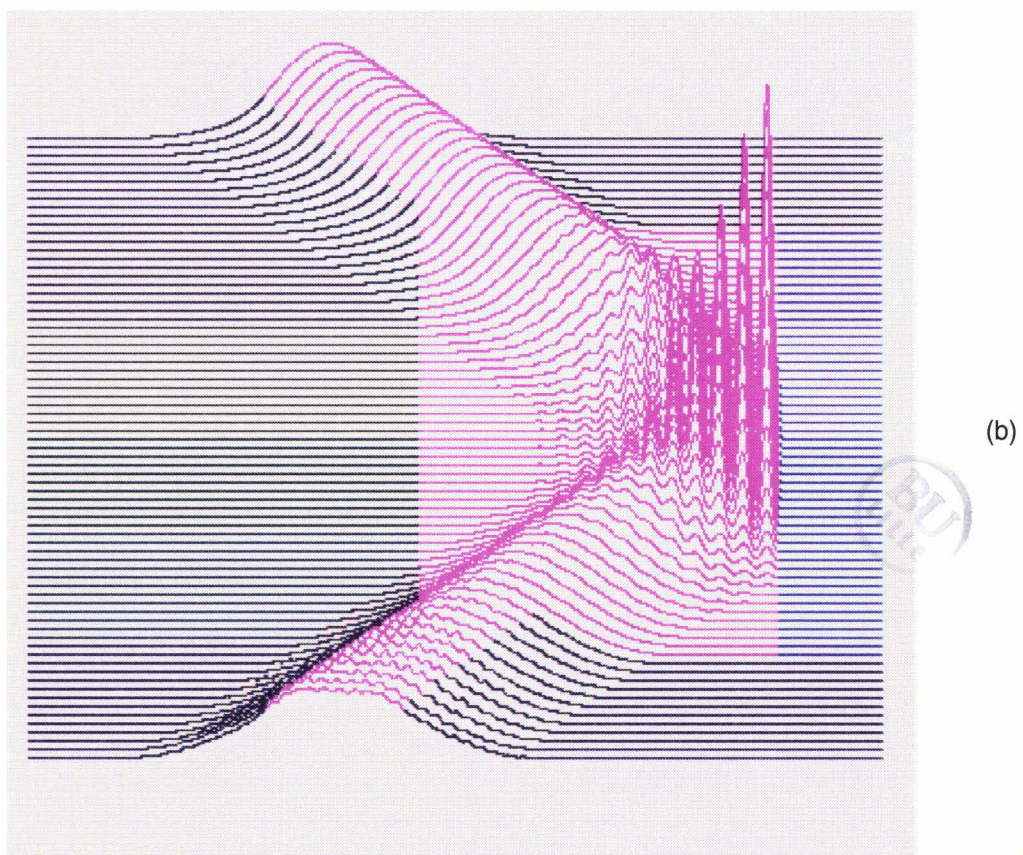
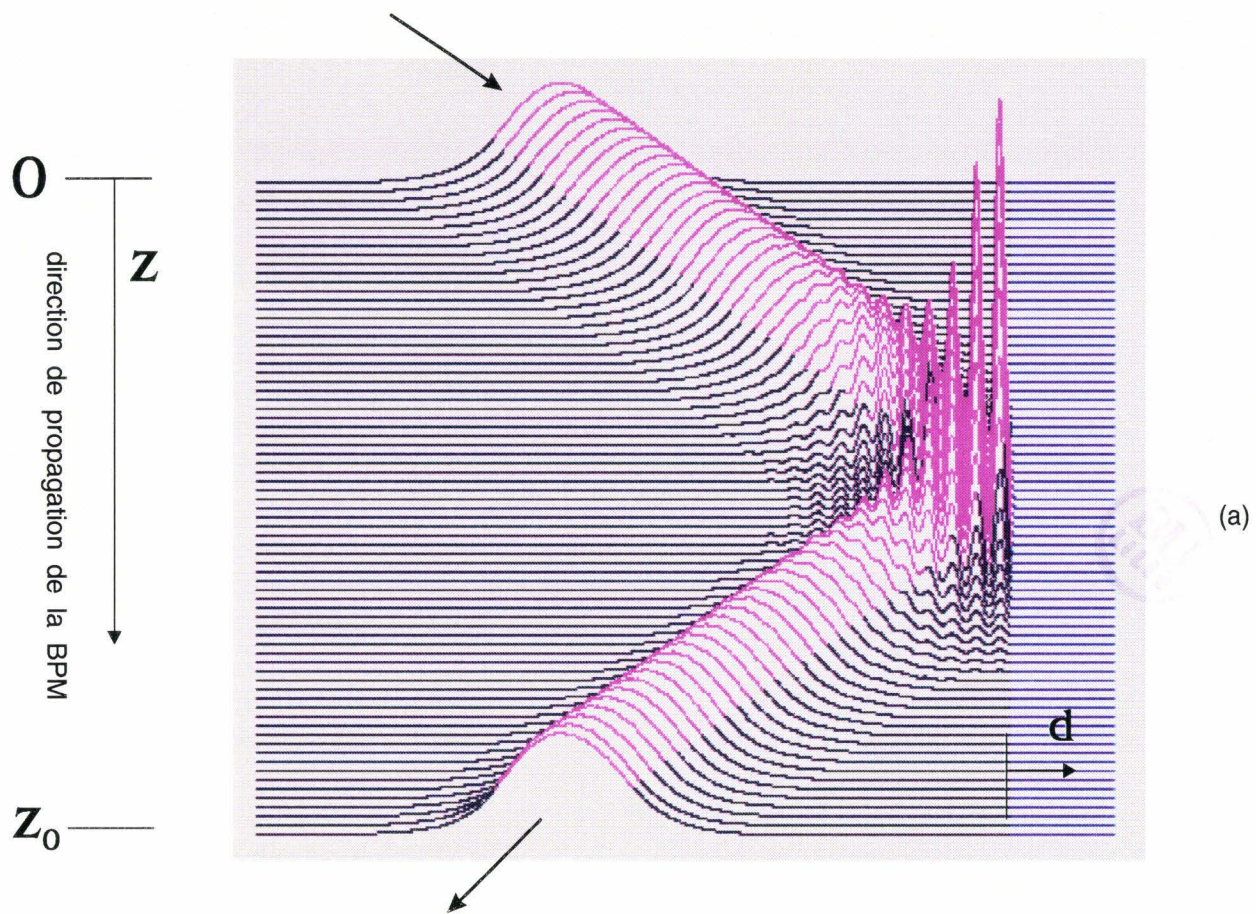
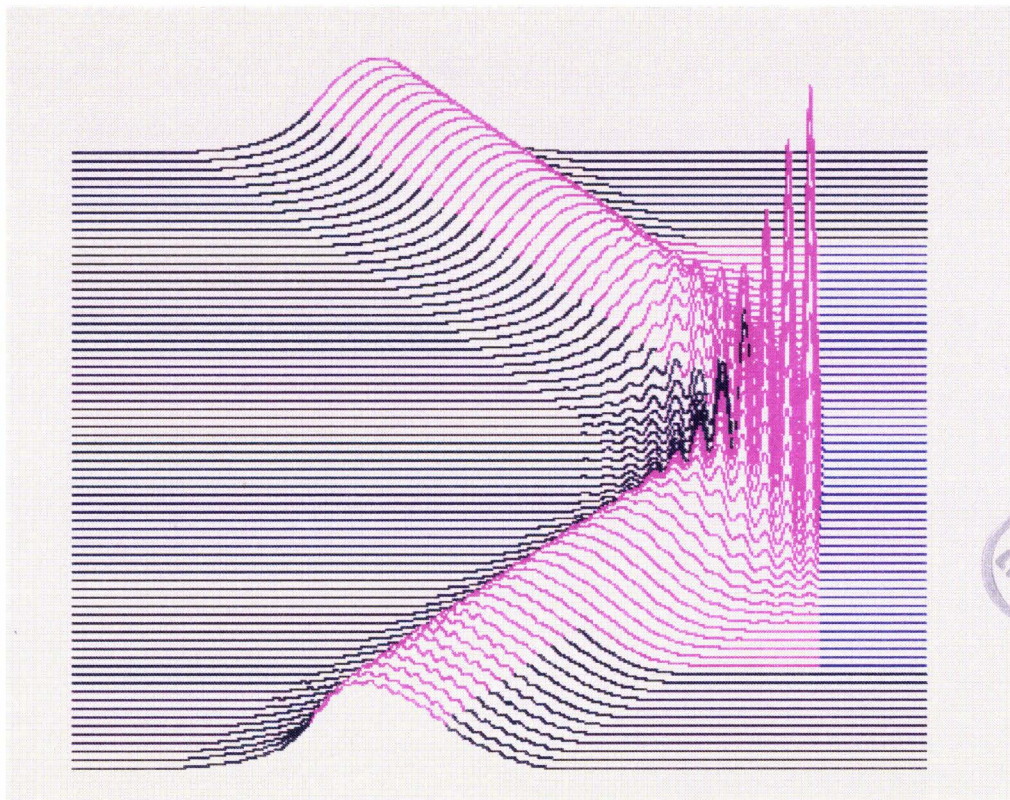
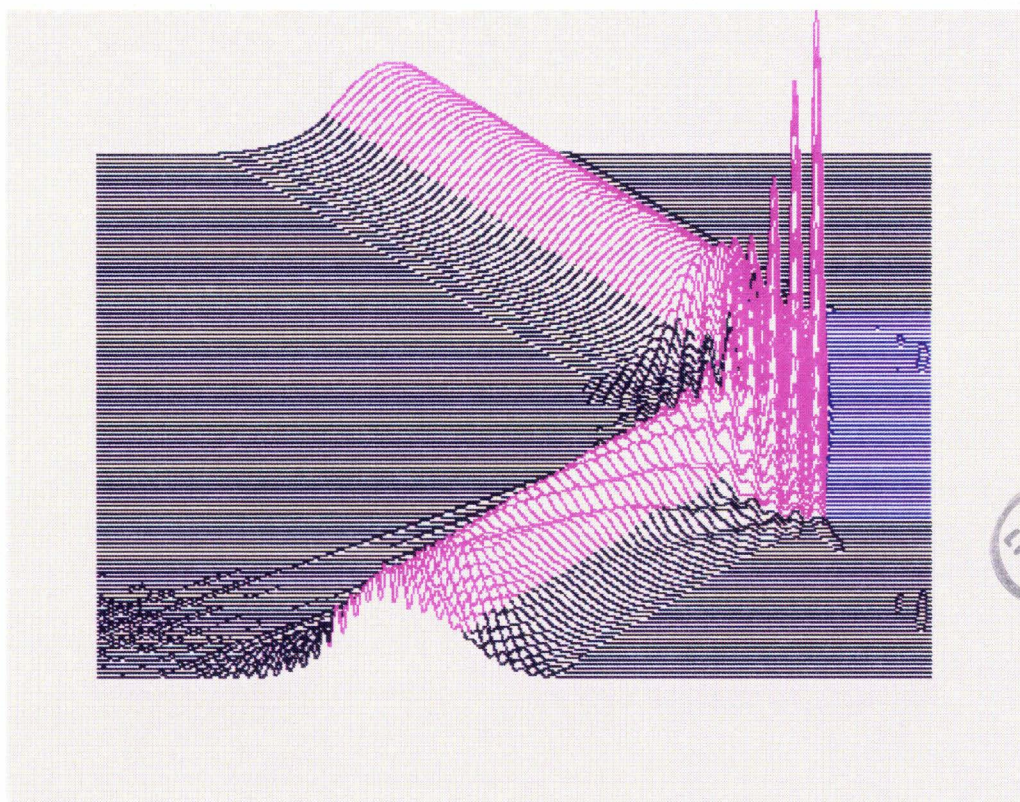


Fig.IV-34 : Evolution de la puissance guidée dans les miroirs intégrés (a) cas du miroir conventionnel, (b) miroir auto-aligné (structure 1) de $70\mu\text{m}$ de large (le rose correspond au champ sous l'arête, le bleu au miroir).



(c)



(d)

Fig.IV-34 : Evolution de la puissance guidée dans les miroirs intégrés
 (c) miroir auto-aligné (structure 2) de $70\mu\text{m}$ de large, (d) miroir auto-aligné
 (structure 2) de $40\mu\text{m}$ de large (les régions les plus claires correspondent
 à l'arête). (le rose correspond au champ sous l'arête, le bleu au miroir)

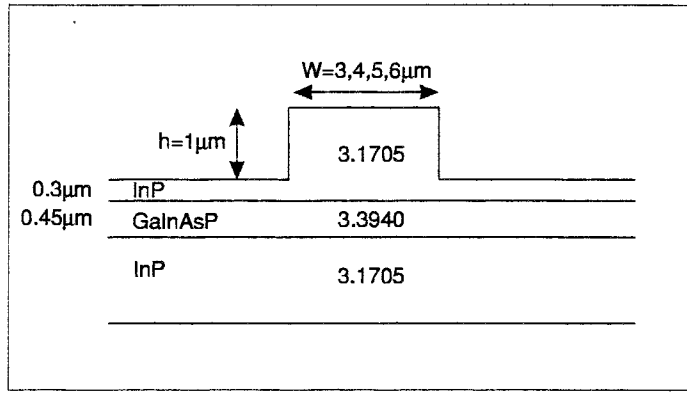


Fig.IV-35 : guide semiconducteur GaInAsP/InP (Peyre J.P., 1993).

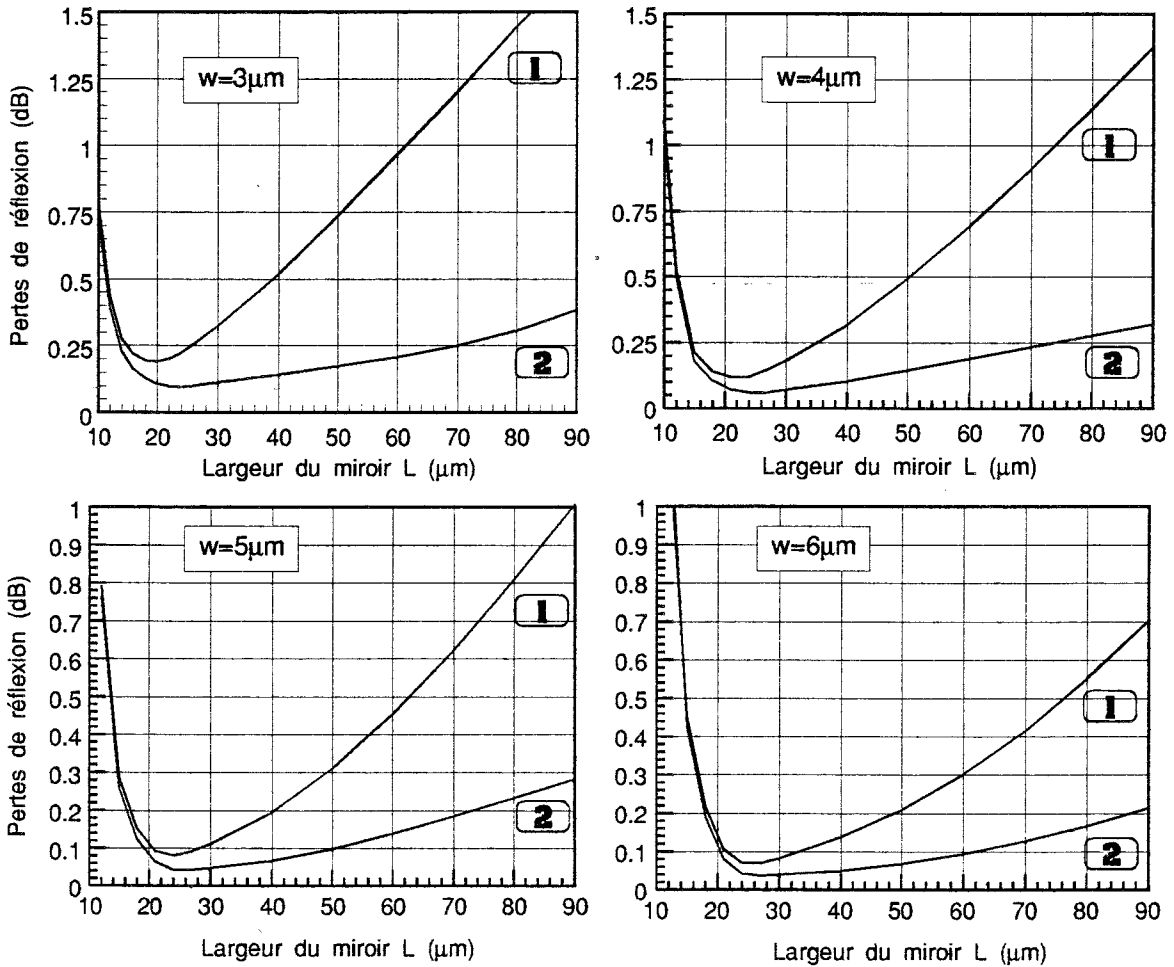


Fig.IV-36 : pertes de réflexion de l'onde quasi-TM en fonction de la largeur L des miroirs sur les guides semiconducteurs de différentes largeurs.

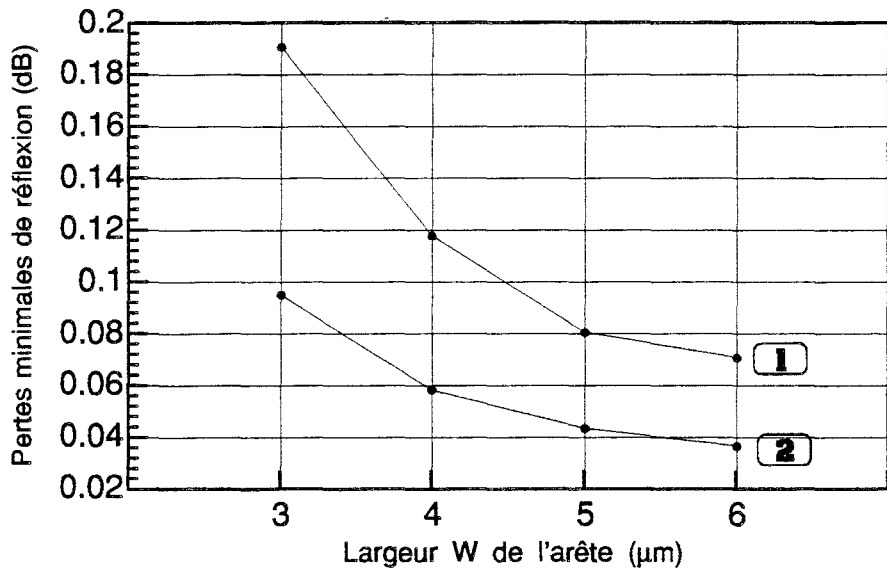


Fig.IV-37 : pertes minimales dans les miroirs intégrés auto-alignés sur semiconducteur : évolution avec la largeur de l'arête pour deux structures auto-alignées.

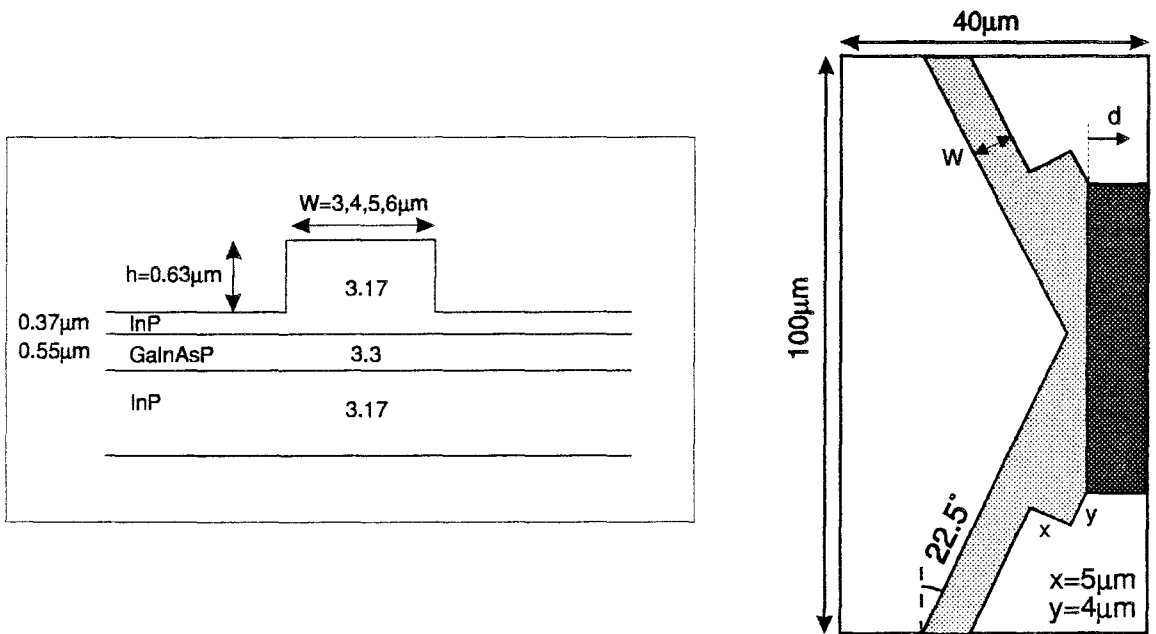


Fig.IV-38 : Structures du guide (gauche) et du miroir auto-aligné (droite) considérés dans le cadre du COST 240.

produisant des pertes de l'ordre de 0.2dB. Pour la même largeur de miroir mais pour la structure auto-alignée 2, la diffraction est réduite de manière importante (c). Celle-ci est d'ailleurs dissymétrique. Les pertes de réflexion calculées sont alors de l'ordre de 0.05dB. Enfin pour un miroir trop peu large (d), nous observons que la totalité de la lumière guidée n'est pas réfléchi. Dans ce cas ($L=40\mu\text{m}$), des pertes de 0.1dB sont calculées.

2. Guide semiconducteur

Pour connaître l'effet du matériau sur les pertes de réflexion dans les structures auto-alignées, nous avons également effectué les mêmes simulations en considérant un guide semiconducteur GaInAsP/InP décrit sur la Fig.IV-35. Des arêtes de largeur de 3, 4, 5, 6 μm sont considérées, sans modifier la hauteur de ces dernières. La propagation est monomode ($\lambda=1.54\mu\text{m}$) uniquement pour la largeur d'arête de 3 μm , mais dans tous les cas, le champ optique correspondant au mode propre fondamental est considéré comme champ initial. Enfin, la position du miroir a été conservée à $d=0\mu\text{m}$. Ces calculs ont été effectués pour l'onde quasi-TM parce qu'il apparaît une instabilité de l'algorithme lorsque l'on considère la propagation de l'onde TM du guide plan équivalent (correspondant au mode quasi-TE guidé dans le guide tridimensionnel). D'autre part, nous considérons uniquement les deux premières structures auto-alignées, la troisième n'apportant aucune amélioration par rapport à la seconde.

La Fig.IV-36 reprend les résultats obtenus pour les différentes largeurs d'arêtes et la Fig.IV-37 reprend l'évolution des pertes minimales de réflexion en fonction de la largeur de l'arête pour les deux structures.

Nous observons un comportement similaire à celui observé avec les guides diélectriques c'est-à-dire une réduction des pertes de réflexion avec la largeur de l'arête. Les valeurs minimales de pertes sont cependant légèrement inférieures pour celles calculées sur les guides semiconducteurs. D'une part, l'effet Goos-Hänchen y est réduit, et d'autre part, la diffraction agit moins (à largeur de faisceau identique) car la longueur d'onde guidée est plus petite dans les semiconducteurs que dans les diélectriques.

d. Comparaison de la FD-BPM avec d'autres méthodes dans le cadre du COST 240

Dans le cadre de groupes de travaux supportés par la Communauté Européenne, portant sur la modélisation de circuits optiques et optoélectroniques et dont le nom générique est COST 240, il a été projeté, entre autre, de comparer des résultats de simulation de miroirs intégrés auto-alignés obtenus avec différentes méthodes. Nous avons eu l'occasion de participer à ce groupe de travail et de confronter nos simulations avec d'autres.

Le guide semiconducteur considéré est décrit sur la Fig.IV-38. La structure du miroir auto-aligné est également décrite sur cette figure. Le but était d'évaluer les pertes de réflexion dans cette structure pour différentes positions de la facette miroir.

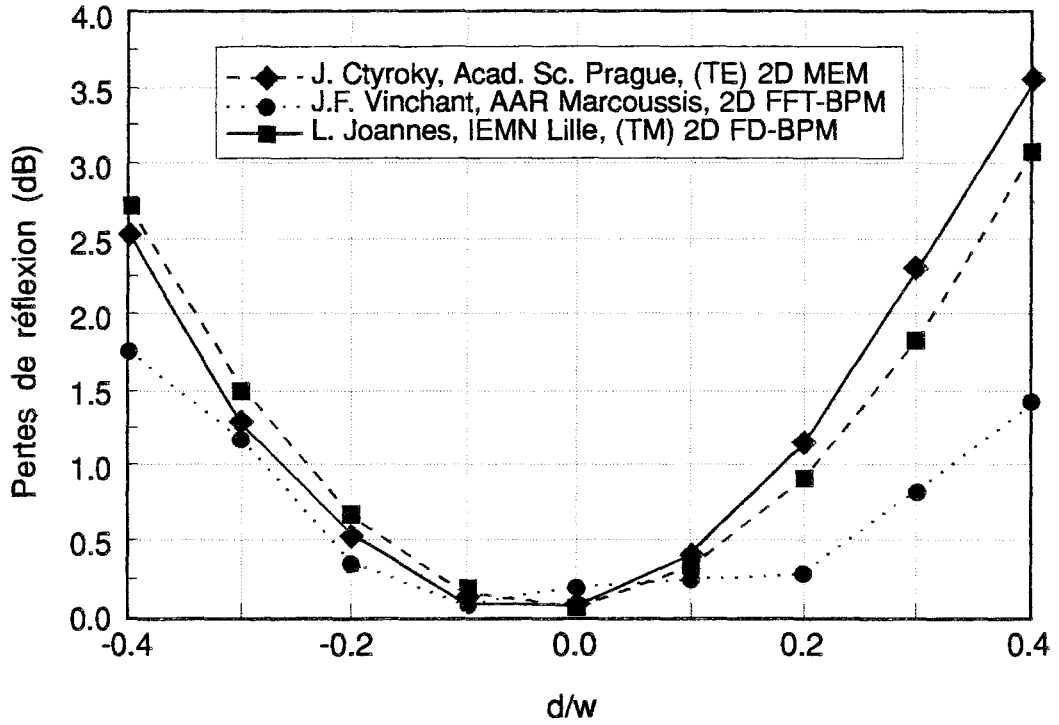


Fig.IV-39 : Résultats de comparaison de modélisation de miroirs intégrés à 45° sur guide de 4 μ m de large, dans le cadre du COST 240.

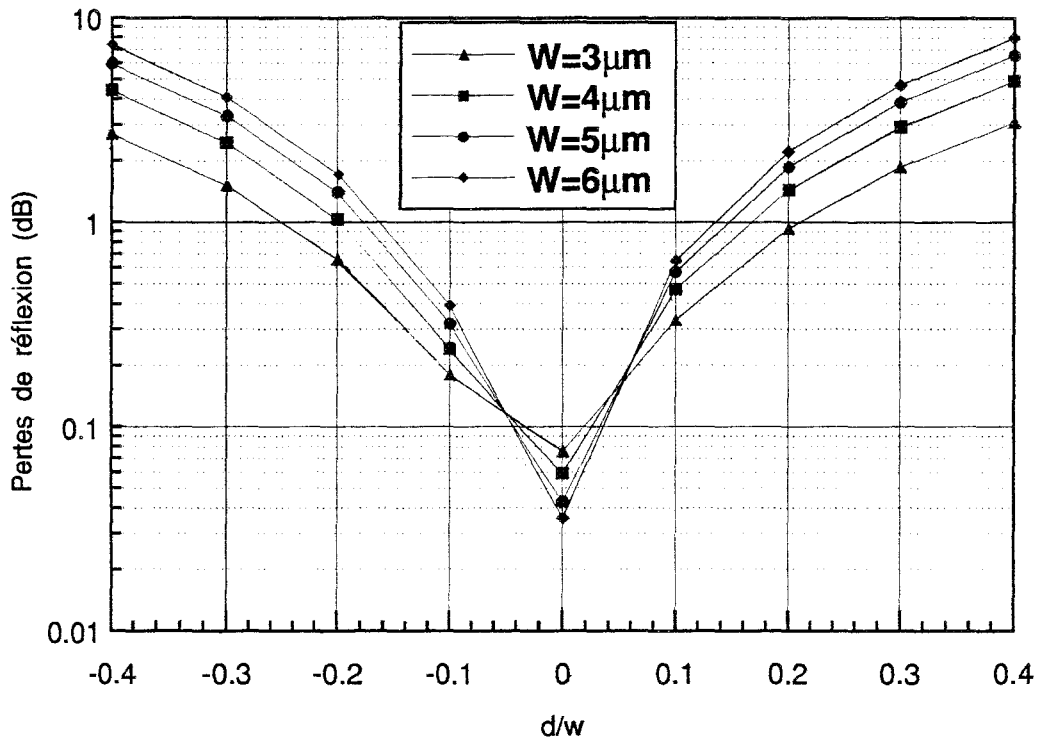


Fig.IV-40 : Résultats de modélisation de miroir intégrés à 45° sur guide de différentes largeurs, dans le cadre du COST 240.

Les premiers résultats de ce groupe de travail sont repris sur la Fig.IV-39. Ils correspondent à la simulation de miroirs sur guide de $4\mu\text{m}$ de large uniquement. Trois méthodes de calcul sont comparées pour la simulation : FFT-BPM (J.F. Vinchant, Alcatel A. R., Marcoussis), FD-BPM et la méthode d'expansion de mode-MEM (J. CTYROKY, Acad. Sciences, Prague, CZ). Nous observons un bon accord de nos résultats avec ceux obtenus par J. Ctyroky (CTYROKY J., 1994). Par contre, la FFT-BPM donne des résultats plus délicats à interpréter à cause de l'instabilité de la méthode pour les grandes différences d'indice.

Cette comparaison de modélisation est toujours en cours dans le cadre du COST 240. Nous attendons les résultats obtenus avec d'autres méthodes pour tirer des conclusions. Pour notre part, nous avons effectué les simulations demandées pour toutes les largeurs de guides. Les résultats sont repris sur la Fig.IV-40. Nous observons à nouveau la réduction des pertes de réflexion avec l'élargissement des arêtes des guides (pour $d=0$).

Notons, enfin que la structure de miroirs considérée diffère des trois structures considérées dans les paragraphes précédents. Nous avons pu cependant, vérifier que cette structure produit des pertes comparables aux structures (2) et (3) de la Fig.IV-31.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié la possibilité d'utiliser des miroirs intégrés pour effectuer des changements de direction d'ondes optiques guidées.

Nous avons utilisé deux méthodes pour évaluer les possibilités de tels dispositifs. La première méthode (méthode de décomposition en ondes planes) nous a permis de mettre en évidence tous les phénomènes physiques liés à la réflexion totale d'une onde guidée. L'effet Goos-Hänchen limite les possibilités des miroirs si l'angle d'incidence est proche de l'angle critique de réflexion totale. Nous montrons qu'en s'écartant largement de cet angle critique (soit en augmentant l'angle d'incidence, soit en utilisant des matériaux d'indice de réfraction important) et en considérant des guides optiques assez larges ($<4\text{-}5\mu\text{m}$), les pertes théoriques de réflexion sont de l'ordre de 0.01dB .

Cependant l'effet Goos-Hänchen n'est pas la seule contribution aux pertes de réflexion. Nous avons vu comment les conditions de fabrication influencent la qualité des miroirs. La non-perpendicularité du miroir, la présence d'aspérités de la facette, ainsi que la mauvaise position du miroir par rapport aux arêtes des guides optiques apparaissent comme les contributions principales aux pertes de réflexion.

Un moyen de réduire les contributions liées à la mauvaise position du miroir par rapport aux arêtes des guides est d'utiliser une technique de fabrication auto-alignée. Pour la première fois, nous avons simulé des structures auto-alignées et estimé leurs pertes intrinsèques. Pour cela une méthode de faisceaux propagés a été utilisée (logiciel SOPRANO).

Nous avons montré que les pertes intrinsèques liées à la technique auto-alignée pouvaient atteindre 0.3dB dans le plus mauvais cas (structure auto-alignée non optimisée et guide étroit), mais pouvaient descendre sous 0.04dB pour une structure auto-alignée optimisée et un guide optique plus large. Nous avons également montré l'existence d'une largeur optimale de miroir correspondant à un compromis entre la quantité de lumière réfléchie par ce dernier et les effets de diffraction dans la structure auto-alignée.

Enfin, après avoir montré que les pertes de réflexion sont légèrement réduites en utilisant un guide optique semiconducteur (par rapport au guide diélectrique), nous avons comparé nos résultats avec d'autres méthodes de simulation, dans le cadre du COST 240. Un bon accord a été observé avec la méthode d'expansion de modes.

Références

- ALBRECHT P., DÖLDISSEN W., NIGGEBRÜGGE U., NOLTHING H.P. & SCHMID H., Self-Aligned waveguide mirrors for optical integration on InGaAsP/InP, Proc. ECOC, pp.239-242 (1987).
- ALHERS E. & PREGLA R., Modelling of Y-branches with the MoL-BPM, Proc. SPIE, 2212, à paraître, (1994).
- APPELMAN H., LEVY J., PION M., KREBS D., HARDING C. & ZEDIKER M., Self-aligned chemically assisted ion-beam-etched GaAs/(Al,Ga)As turning mirrors for photonic applications, Journ. Light. Tech., 8(1), pp.39-41 (1990).
- AUSTIN M.W. & FLAVIN P.G., Small-radii curved rib waveguides in GaAs/GaAlAs using electron-beam lithography, Journ. Light. Tech., 1(1), pp.236-240 (1983).
- BEHFAR-RAD A., WONG S.S. & BALLANTYNE J.M., Rectangular and L-shaped GaAs/AlGaAs lasers with very high quality etched facets, Appl. Phys. Lett., 54(6), pp.493-495 (1989).
- BENSON T., Etched-wall bent-guide structure for integrated optics in the III-V semiconductors, Journ. Light. Tech., 2(1), pp.31-34 (1984).
- BORN M. & WOLF E., *Principles of optics : electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*, Pergamon Press, Oxford (1959).
- BUCHMANN P. & KAUFMANN H., GaAs single mode rib waveguides with reactive ion-etched totally reflecting corner mirrors, Journ. Light. Tech., 3(4), pp.785-788 (1985).
- BURNESS A.L., LOOSEMORE P.H., JUDGE S.N., HENNING I.D., HICKS S.E., DOUGHTY G.F., ASGHARI M. & WHITE I., Low loss mirrors for InP/InGaAsP waveguides, Elect. Lett., 29(6), pp.520-521 (1993).
- CARNIGLIA C.K., Scalar scattering theory for multilayer optical coatings, Opt. Eng., 18(2), pp.104-115 (1979).
- CHUNG Y. & DAGLI N., Analysis of integrated optical corner reflectors using a finite-difference beam propagation method, Photon. Tech. Lett., 3(2), pp.150-152 (1991).
- CTYROKY J. & PLESINGRE J., Bidirectionnal beam propagation modeling of photonic structures based on mode expansion and matching, Proc. SPIE, 2150, pp. 116-124 (1994).
- DERI R.J., KAPON E. & SCHIAVONE L.M., Bend losses in GaAs/AlGaAs optical waveguides, Elect. Lett., 23(16), pp.845-847 (1987).
- DERI R.J., SETO M., YI-YAN M., COLAS E. & BHAT R., Diffusion-limited etching for compact, low-loss semiconductor integrated optics, Photon. Tech. Lett., 1(2), pp.46-48 (1989).
- GINI E., GUEKOS G. & MELCHIOR H., Low loss corner mirrors with 45° deflection angle for integrated optics, Elect. Lett., 28(5), pp.499-501 (1992).
- HIMENO A., KOBAYASHI M. & TERUI H., High-silica single mode optical reflection bending and intersecting waveguides, Elect. Lett., 21(22), pp.1020-1021 (1985).
- HIMENO A., KOBAYASHI M. & TERUI H., Loss measurement and analysis of high-silica reflection bending optical waveguides, Journ. Light. Tech., 6(1), pp.41-46 (1988).
- JOHNSON J.E. & TANG C.L., Precise determination of turning mirror loss using GaAs/AlGaAs lasers with up to ten 90° intracavity turning mirrors, Photon. Tech. Lett., 4(1), pp.24-26 (1992).
- KACZMARSKI P., BAETS R. & LAGASSE P.E., Bidirectional-BPM analysis of a 90° integrated waveguide mirror in InGaAsP/InP, Numerical simulation and analysis in guided-wave optics and optoelectronics workshop, 3, pp.SB3 (1989).

- LEE S.M., CHEW W.C., MOGHADDAM M., NASIR M.A., CHUANG S.L., HERRICK R.W. & BALESTRA C.L., Modeling of rough-surface effects in an optical turning mirror using finite difference time domain method, *Journ. Light. Tech.*, 9(11), pp.1471-1479 (1991).
- LIU P.L., CRESSMAN P.J., DEBESIS J.R. & STOLLER S., Comparison of measured losses of Ti:LiNbO₃ channel waveguide bends, *Photon. Tech. Lett.*, 3(8), pp.755-756 (1991).
- MARCATILI E.A.J., Bends in optical dielectric guides, *Bell. Syst. Tech. Journ.*, pp.2103-2132 (Sept. 1969).
- MUSTIELES F.J., BALLESTEROS E., BAQUERO P., Theoretical S-bend profile for optimization of optical waveguide radiation losses, *Photon. Tech. Lett.*, 5(5), pp.551-553 (1993).
- NEUMANN E.G. & RICHTER W., Sharp bends with low losses in dielectric optical waveguides, *Appl. Opt.*, 22(7), pp.1016-1022 (1983).
- OGUSU K., Transmission characteristics of optical waveguide corners, *Opt. Comm.*, 55(3), pp.149-153 (1985).
- PETERS D. & MÜLLER J., Integrated optical devices with silicon oxynitride prepared by PECVD on Si and GaAs substrates, *Proc. SPIE*, 1362, pp.338-349 (1990).
- PEYRE J.L., MARTIN B., BOUCHIEREZ E. & VINCHANT J.F., Deep Cl₂/CH₄ reactive ion etching on indium phosphide and related materials - application to optoelectronics components, *Proc. of the 9th international colloquium on plasma processes, Antibes-Juan-Les-Pins (France)*, (June 1993).
- SHIINA T., SHIRAIISHI K. & KAWAKAMI S., Waveguide-bend configuration with low-loss characteristics, *Opt. Lett.*, 11(11), pp.736-738 (1986).
- SHIMOKAWA F., RENSHI T. & HARA S., Continuous-wave operation and mirror loss of U-shaped GaAs/AlGaAs laser diode with two totally reflecting mirrors, *Appl. Phys. Lett.*, 56(17), pp.1617-1619 (1990).
- SULLIVAN C.T., Optical waveguide circuits for printed wire-board interconnections, *Proc. SPIE*, 994, pp.92-100 (1988).
- TAKEUCHI H. & OE K., Very low loss GaAs/AlGaAs miniature bending waveguide with curvature radii less than 1mm, *Appl. Phys. Lett.*, 54(2), pp.87-89 (1989).
- TAKEUCHI H. & OE K., Low-loss single-mode GaAs/AlGaAs miniature optical waveguides with straight and bending structures, *Journ. Light. Tech.*, 7(7), pp.1044-1053 (1989).
- TANG T.K., SWANSON P.D., GIVENS M.E., DeTEMPLE T.A., COLEMAN J.J. & WHITE I.A., Losses in semiconductor waveguide S bends fabricated by impurity-induced layer disordering, *Opt. Lett.*, 13(12), pp.1138-1140 (1988).
- VAN ROIJEN R., VAN DER HOFSTAD G.L.A., GROTEN M., VAN DER HEYDEN J.M.M., THIJSS P.J.A. & VERBEEK B.H., Fabrication of low-loss integrated optical corner mirrors, *Appl. Opt.*, 32(18), pp.3246-3248 (1993).
- WEAST R.C., *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, CRC Press, Florida, 65th edition (1988-1989).
- YAMAUCHI J., KIKUCHI S., HIROOKA T. & NAKANO H., Beam propagation analysis of bent step-index slab waveguides, *Elect. Lett.*, 26(12), pp.822-824 (1990).
- YEVICK D., ROLLAND C., BARDYSZEWSKI W. & HERMANSON B., Fresnel studies of reflected beams, *Photon. Tech. Lett.*, 2(7), pp.490-492 (1990).

CHAPITRE

V

Fabrication de miroirs intégrés sur un guide diélectrique

V-1 / Introduction	1
V-2 / Technologie des miroirs intégrés sur un guide optique polyimide-nitru- polyimide.....	1
V-2-1 / Optimisation de la gravure des diélectriques	1
a. Rugosités sur la facette miroir.....	1
b. Verticalité et homogénéité de la gravure	2
1. Vitesse de gravure des diélectriques	2
2. Choix du masque	2
3. Optimisation de la gravure de la structure multicouches polyimide-nitru-polyimide	4
V-2-3 / Fabrication de miroirs intégrés sur guide polyimide-nitru-polyimide ..	5
a. Présentation des masques.....	5
b. Préparation des couches diélectriques	5
1. Centrifugation des polyimides	5
2. Dépôt du nitru de silicium	6
c. Etapes de fabrication des miroirs.....	6
1. Premier niveau de masque.....	6
2. Deuxième niveau de masque	7
d. Fabrication des facettes d'injection.....	7
V-3 / Caractérisation des miroirs intégrés.....	8
V-3-1 / Banc de mesure.....	8
V-3-2 / Caractérisation	9
V-4 / Conclusion	10
Références.....	11

V-1 / Introduction

Le dernier chapitre de ce mémoire est consacré à la fabrication et à la caractérisation de miroirs intégrés auto-alignés sur guide optique diélectrique.

Nous décrivons d'abord l'ensemble des démarches technologiques que nous avons effectuées pour optimiser la gravure de diélectriques de nature différente (polyimide et nitrure de silicium).

Les étapes de fabrication des guides diélectriques et des miroirs intégrés auto-alignés seront ensuite décrites. Nous montrerons comment nous avons résolu le problème de l'injection dans ces guides diélectriques.

Enfin, nous présentons les performances des miroirs intégrés que nous avons fabriqués, ainsi que les améliorations que l'on peut y apporter.

V-2 / Technologie des miroirs intégrés sur un guide optique polyimide-nitrure-polyimide

Au chapitre précédent, nous avons montré que les pertes de réflexion dans les miroirs intégrés sont en grande partie dues à des contributions technologiques telles que la non-verticalité des facettes ou la présence d'aspérités. Une étude de l'influence des conditions de gravure sur la qualité des miroirs est donc nécessaire.

V-2-1 / Optimisation de la gravure des diélectriques

L'optimisation de la gravure concerne plusieurs points : la rugosité sur les facettes miroirs qui dans la mesure du possible doivent disparaître; l'orientation des facettes, qui doivent être aussi verticales que possible; et, enfin, l'homogénéité de la gravure sur tous les matériaux (parfois différents) qui forment la structure guidante.

a. Rugosités sur la facette miroir

Les rugosités présentes sur la facette miroir proviennent directement de la mauvaise qualité du masque. En effet, toute imperfection sur le bord du masque sera transférée sur la facette du miroir, lors de la gravure sèche.

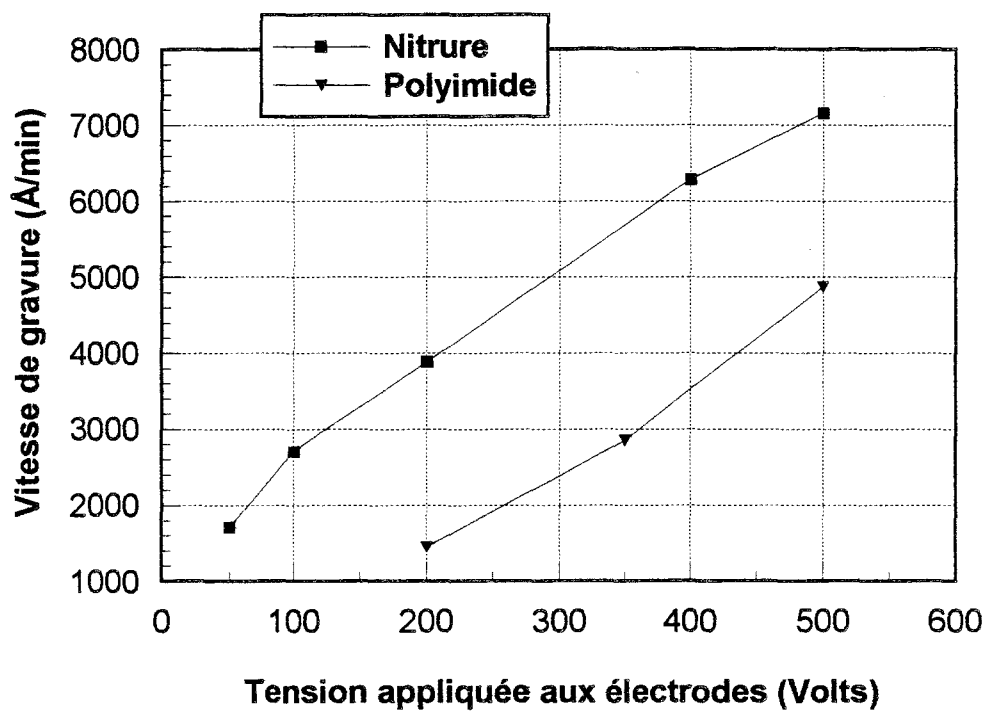


Fig.V-1 : Evolution de la vitesse de gravure du polyimide (PI-2555) et du nitrure de silicium au plasma d'hexafluorure de soufre (SF_6), en fonction de la tension continue appliquée (pression : 50mT, débit : 95sccm).

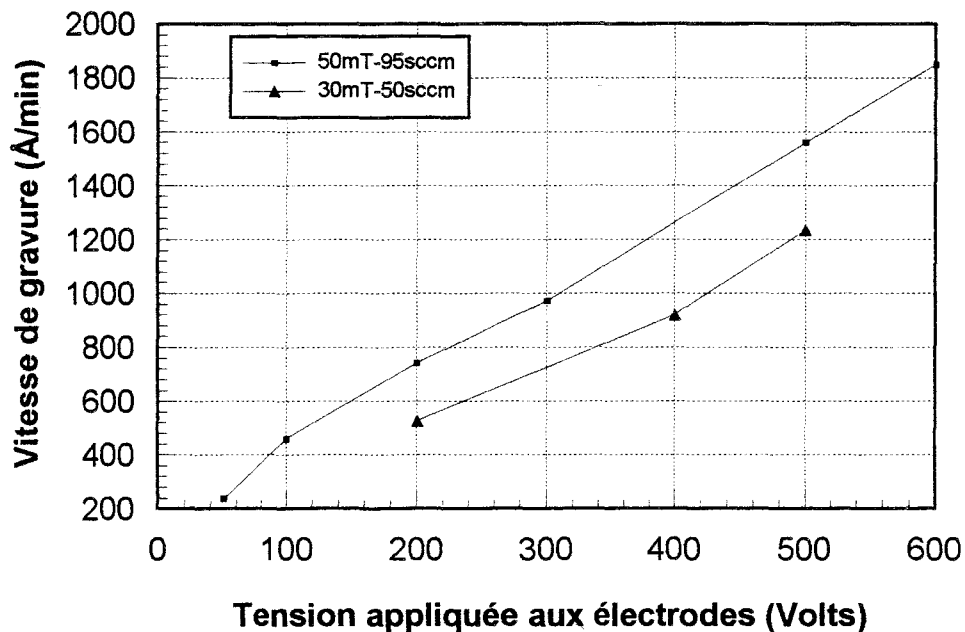


Fig.V-2 : Evolution de la vitesse de gravure du nitrure de silicium au plasma de tétrafluoro-carbone (CF_4), en fonction de la tension continue appliquée à deux conditions de pression et débit différents.

Il est évident que l'amélioration du procédé de lithographie ou le passage à un autre procédé plus performant permet de réduire les rugosités sur la face miroir.

Pour ce qui concerne notre travail, dans un souci de simplicité et pour la démonstration de faisabilité du dispositif, nous avons préféré nous contenter de la lithographie optique tout en sachant qu'une amélioration sera possible notamment en utilisant la nanolithographie à faisceaux d'électrons dont dispose maintenant le laboratoire.

b. Verticalité et homogénéité de la gravure

1. Vitesse de gravure des diélectriques

Les gaz utilisés en gravure plasma de matériaux diélectriques sont multiples : Air, CF₄, SF₆,... A titre d'exemple, nous reprenons les vitesses de gravure du polyimide PI-2555 et du nitrure de silicium par ces gaz dans un bâti Alcatel (GIR 100) -pression : 50mT, débit des gaz : 95sccm, tension continue : 340V dans chaque cas-.

	Polyimide PI-2555	Nitrure	Résine Photosensible
Air	1500	—	1600
CF₄	650	1300	850
SF₆	2000	5400	2100

*Tableau V-1 : vitesses de gravure des diélectriques
(en Å/min)*

La dernière colonne donne les vitesses de gravure de la résine photosensible 1400-27 distribuée par Shipley

Nous avons également tracé l'évolution de la vitesse de gravure du polyimide et du nitrure par le gaz SF₆ (Fig.V-1) et du nitrure par le gaz CF₄ (Fig.V-2), en fonction de la tension continue appliquée entre les deux électrodes du réacteur, et pour la gravure CF₄ à deux conditions de pression et de débit.

2. Choix du masque

Le choix du masque est une étape cruciale dans la mise au point de la gravure. Le masque utilisé doit répondre à quelques exigences : avoir une influence faible sur le profil du motif gravé, être compatible avec les matériaux diélectriques (avoir une adhésion suffisante et pouvoir être retiré sans détériorer les couches sous-jacentes).

Nous avons à notre disposition trois catégories de masques : la résine photosensible, les masques métalliques et diélectriques. La première est déposée par centrifugation avec

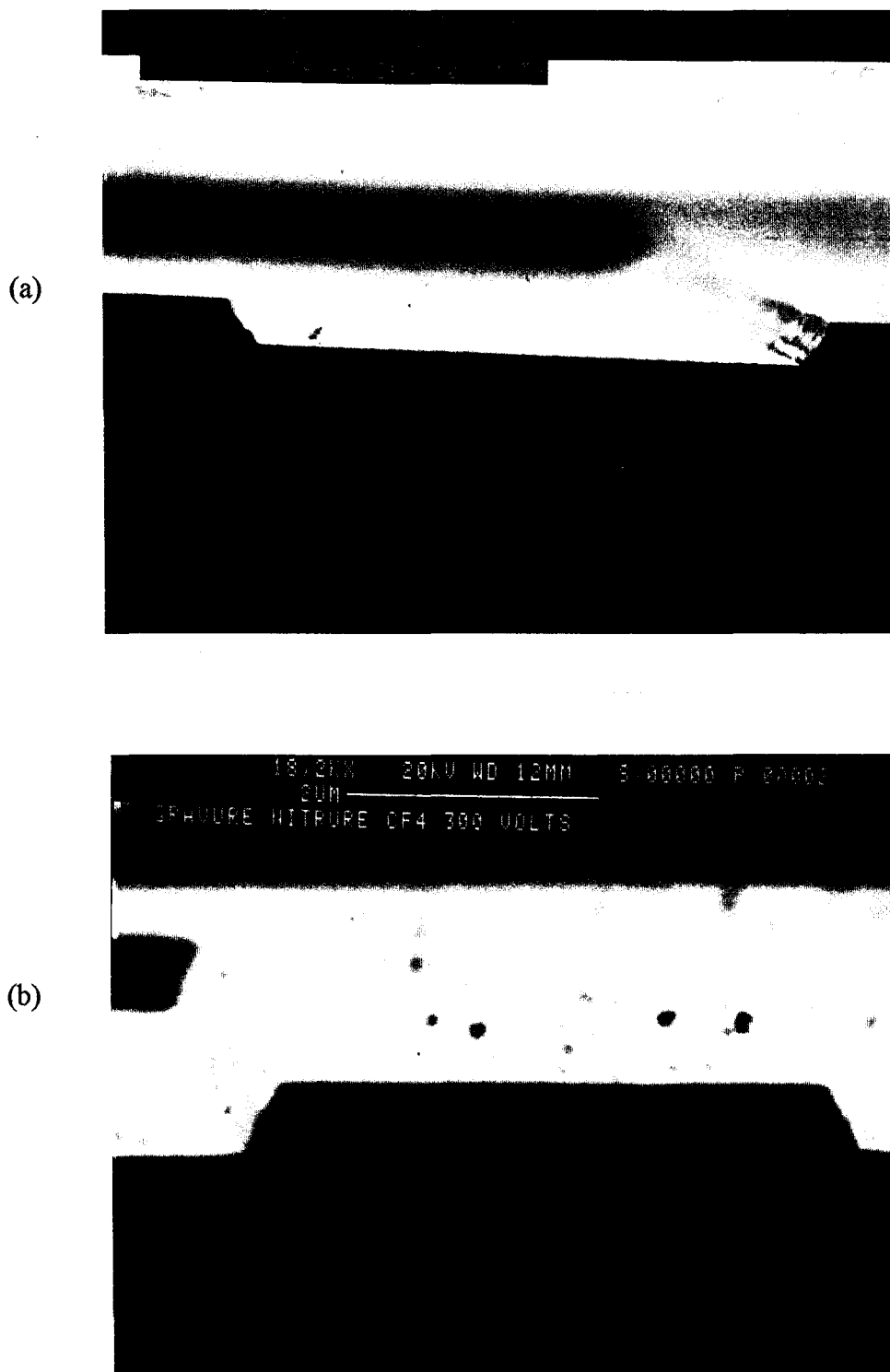


Fig.V-3 : Profil de gravure du nitrure de silicium (5000Å) au plasma CF_4 avec un masque de résine. (a) tension continue de 50V, (b) tension continue de 300V. (pression 50mT, 95sccm)



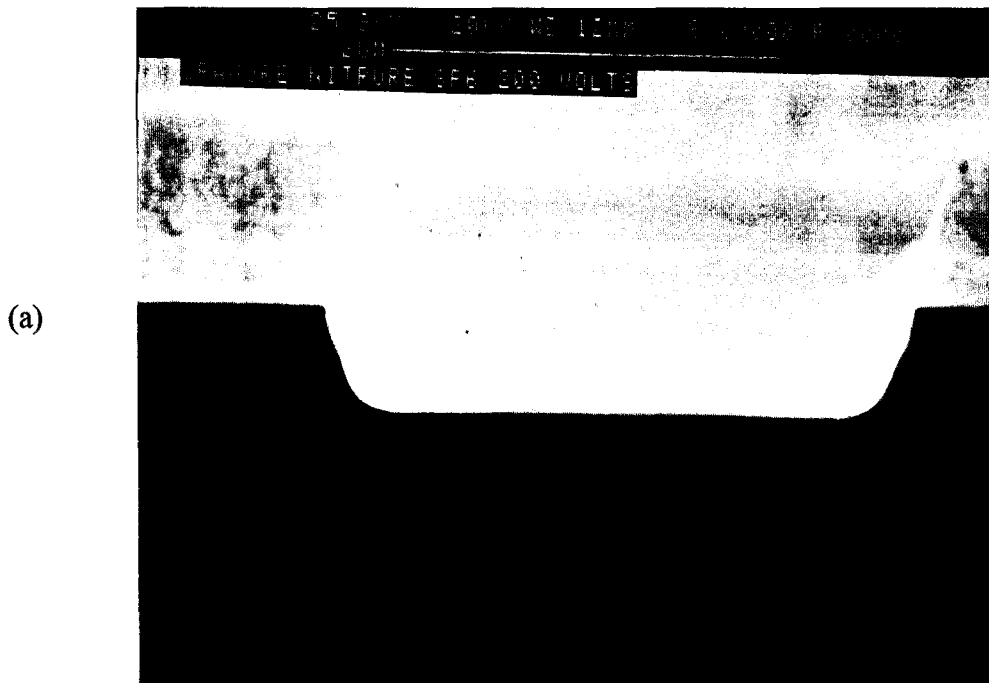
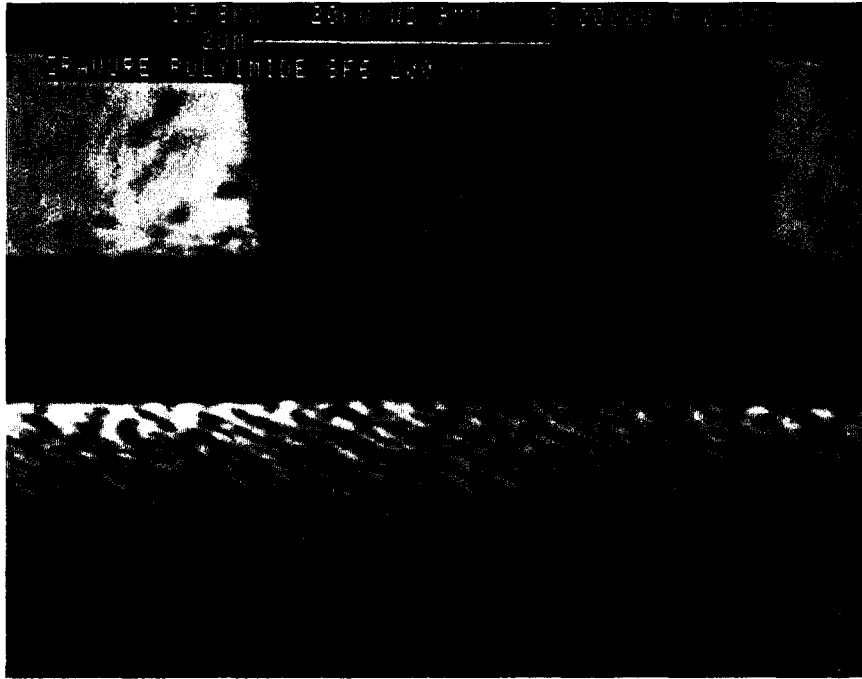


Fig V-4 : Profil de gravure du nitrure de silicium (5000Å) au plasma SF₆ avec un masque de résine. (a) tension continue de 200V, (b) tension continue de 500V. (pression 50mT, 95sccm)

(a)



(b)

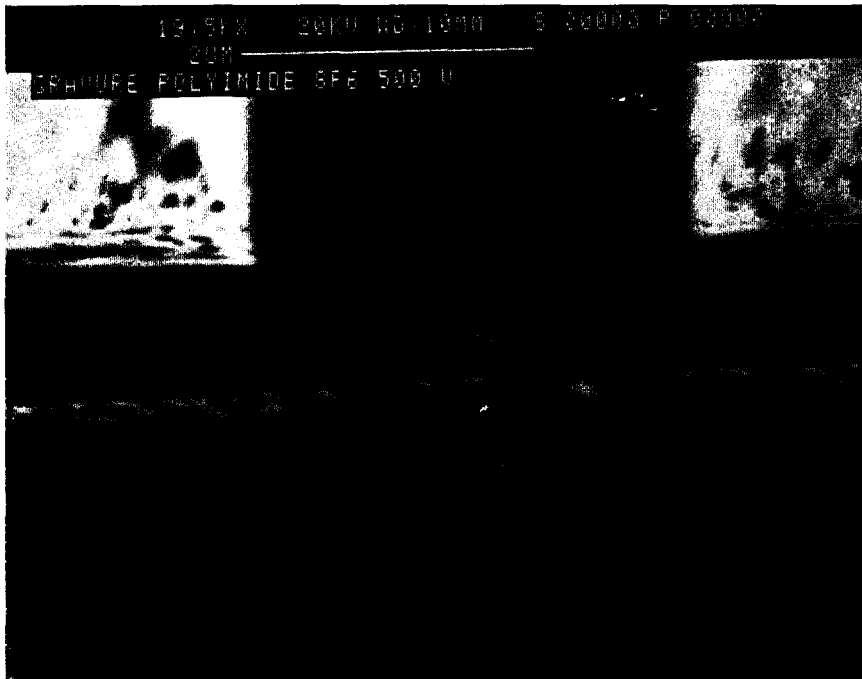


Fig.V-5 : Profil de gravure du polyimide ($1.2\mu\text{m}$) au plasma SF_6 avec un masque aluminium (500\AA).
(a) tension continue de 200V, (b) tension continue de 500V. (pression 50mT, 95sccm)



Fig.V-6 : Profil de gravure du nitrure de silicium (5000Å) au plasma SF₆ avec un masque aluminium (500Å) tension continue de 500V. (pression 50mT, 95sccm)

une épaisseur supérieure au micromètre et les motifs sont obtenus par une insolation aux ultraviolets à travers un masque et un développement. Les masques métalliques sont déposés par l'intermédiaire de la résine photosensible et de la technique du 'Lift-off'.

Notons que dans les deux cas la définition des masques (grandeur des aspérités sur le bord) est la même puisque c'est la résine qui "transmet" sa définition au masque métallique.

Pour comparer les deux catégories de masque, nous avons testé la gravure de 5000Å de nitrure et de 1,2µm de polyimide PI-2555, déposés sur substrat semi-isolant GaAs.

Les Fig.V-3 et Fig.V-4 montrent des photographies (microscope électronique à balayage) de gravure du nitrure au CF_4 et SF_6 avec un masque de résine. Nous remarquons que quel que soit le gaz utilisé ou la tension continue appliquée pendant la gravure, les profils obtenus ne sont pas verticaux. Ceci provient directement de la qualité du masque : après développement le profil du masque n'est pas vertical, étant donné que la résine se fait attaquer en même temps que le nitrure et vu l'importance des épaisseurs en jeu, le profil du masque se transmet directement au diélectrique. Dans ces conditions, on comprend bien que la résine photosensible n'est pas adaptée à la fabrication des miroirs.

Ne pouvant pas avoir recours à un masque diélectrique pour des questions de compatibilité, nous nous sommes tourné vers les masques métalliques. Ils ont l'avantage d'être très résistants aux plasmas ($<50\text{Å}/\text{min}$).

Tenant compte des disponibilités de métaux et de la compatibilité de ceux-ci avec les diélectriques, notre choix s'est porté vers l'aluminium.

Les Fig.V-5 et Fig.V-6 montrent les photographies des gravures du polyimide et du nitrure au plasma SF_6 avec un masque aluminium.

Nous observons une verticalité exacte des flancs du polyimide. Par contre, les flancs du nitrure restent inclinés. En observant bien la photographie, on voit que le masque d'aluminium s'est décollé du nitrure, d'où une attaque du diélectrique sous le masque. Ceci n'est pas gênant pour nous puisque, pour la fabrication des faces miroirs sur Polyimide/Nitrure/Polyimide (P/N/P), le masque sera déposé sur le polyimide.

Après le processus technologique, l'aluminium est retiré facilement, sans endommager le diélectrique, avec une solution de soude (NaOH) une fois molaire avec une vitesse de l'ordre de $1000\text{Å}/\text{min}$.

Nous voyons donc l'importance d'utiliser un masque métallique pour la gravure de flancs verticaux.

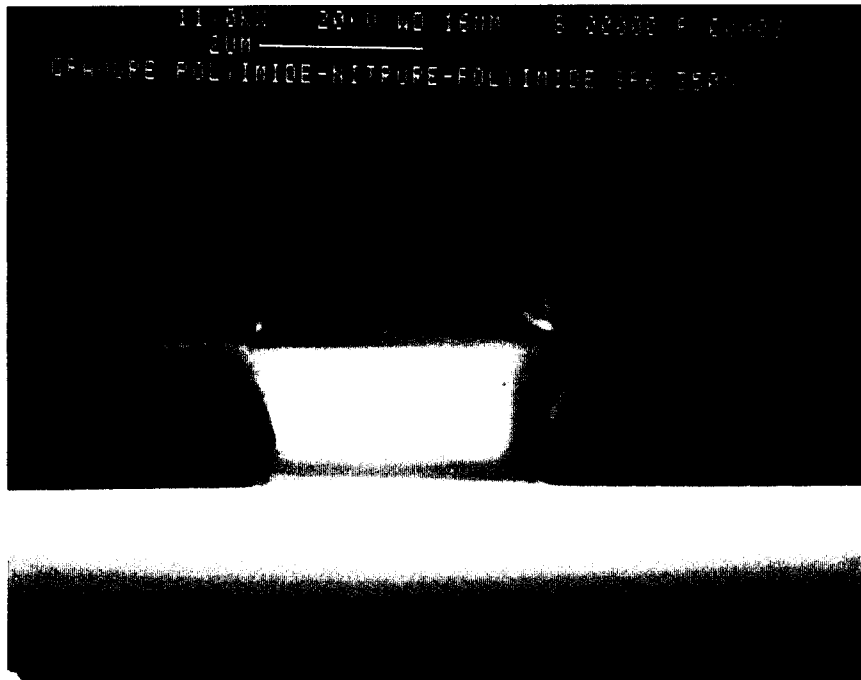


Fig.V-7 : Profil de gravure de la structure polyimide (1.2 μ m)-nitrure (0.5 μ m)-polyimide (1.2 μ m) au plasma SF₆ (tension 350V, pression 50mT, 95sccm).

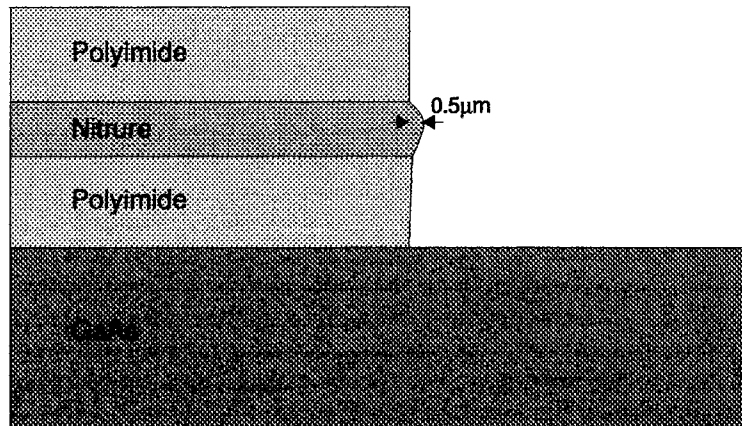


Fig.V-8 : Profil de gravure de la structure polyimide (1.2 μ m)-nitrure (0.5 μ m)-polyimide (1.2 μ m) au plasma Air-CF₄-Air. (tension 350V, pression 50mT, 95sccm).

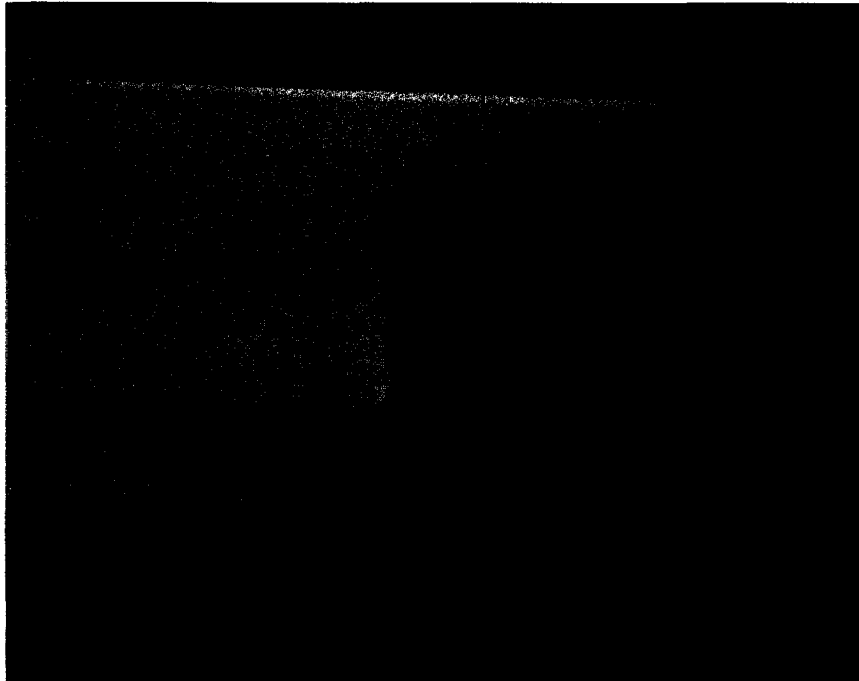


Fig.V-9 : Profil de gravure de la structure polyimide (1.2 μ m)-nitrure (0.5 μ m)-polyimide (1.2 μ m) aux plasma Air-CF₄-Air. (tension 340V, pression 50mT, 95sccm pour l'air et tension 400V, pression 30mT, 50sccm pour l'air).

3. Optimisation de la gravure de la structure multicouches polyimide-nitruure-polyimide

Nous passons maintenant à la gravure entière du miroir, c'est-à-dire de l'ensemble des couches polyimide/nitruure/polyimide.

Etant donnée la possibilité de graver verticalement le polyimide au SF₆ et l'importante vitesse de gravure du nitruure avec ce même gaz, nous avons pensé pouvoir réaliser des flancs verticaux sur les couches P/N/P avec une seule gravure au SF₆. La Fig.V-7 montre le résultat de cette gravure : une sous gravure de près de 2µm au niveau du nitruure (par rapport au polyimide) est observée. Ce résultat surprenant s'explique par la différence de vitesse de gravure des deux matériaux au plasma SF₆ (voir tableau V-1). Le cas idéal serait donc de disposer de conditions pour lesquelles les deux diélectriques sont gravés à la même vitesse. Ne disposant pas de telles conditions, nous avons trouvé une solution qui consiste à graver les deux matériaux avec deux gaz différents. Un plasma d'air grave le polyimide alors que le CF₄ grave le nitruure. Etant donné que le nitruure ne réagit pas du tout avec le plasma d'air, on espère une meilleur homogénéité de la gravure.

C'est, en effet, ce que nous avons observé avec une gravure air (340V)/CF₄ (340V)/air (340V), à pression et débit constants (50mT et 95sccm). La Fig.V-8 donne un dessin du résultat obtenu. Une saillie de 0.5µm est observé au niveau du nitruure. Cette inhomogénéité de gravure se traduira forcément par des pertes de réflexion. Il est donc impératif de la réduire.

Pour améliorer l'homogénéité de la facette, nous avons modifié les paramètres de gravure. Avec une gravure au plasma CF₄ à une pression 30mT, un débit de 50sccm et une tension continue de 400V, nous avons observé un meilleur résultat (Fig.V-9). La sous-gravure au niveau du nitruure n'est que de 70nm, ce qui est plus acceptable au point de vue optique.

En conclusion, nous reprenons, dans le tableau V-2, les conditions retenues pour la gravure de la structure polyimide-nitruure-polyimide.

Cette succession de gravure donne une face miroir dont la tranche est photographiée Fig.V-9.

Matériau	Gaz	Pression	Tension continue	Débit	Temps
Polyimide	Air	50mT	340V	95sccm	10min30
Nitruure	CF ₄	30mT	400V	50sccm	7min
Polyimide	Air	50mT	340V	95sccm	10min30

Tableau V-2 : Paramètres retenus pour la gravure des faces miroirs.

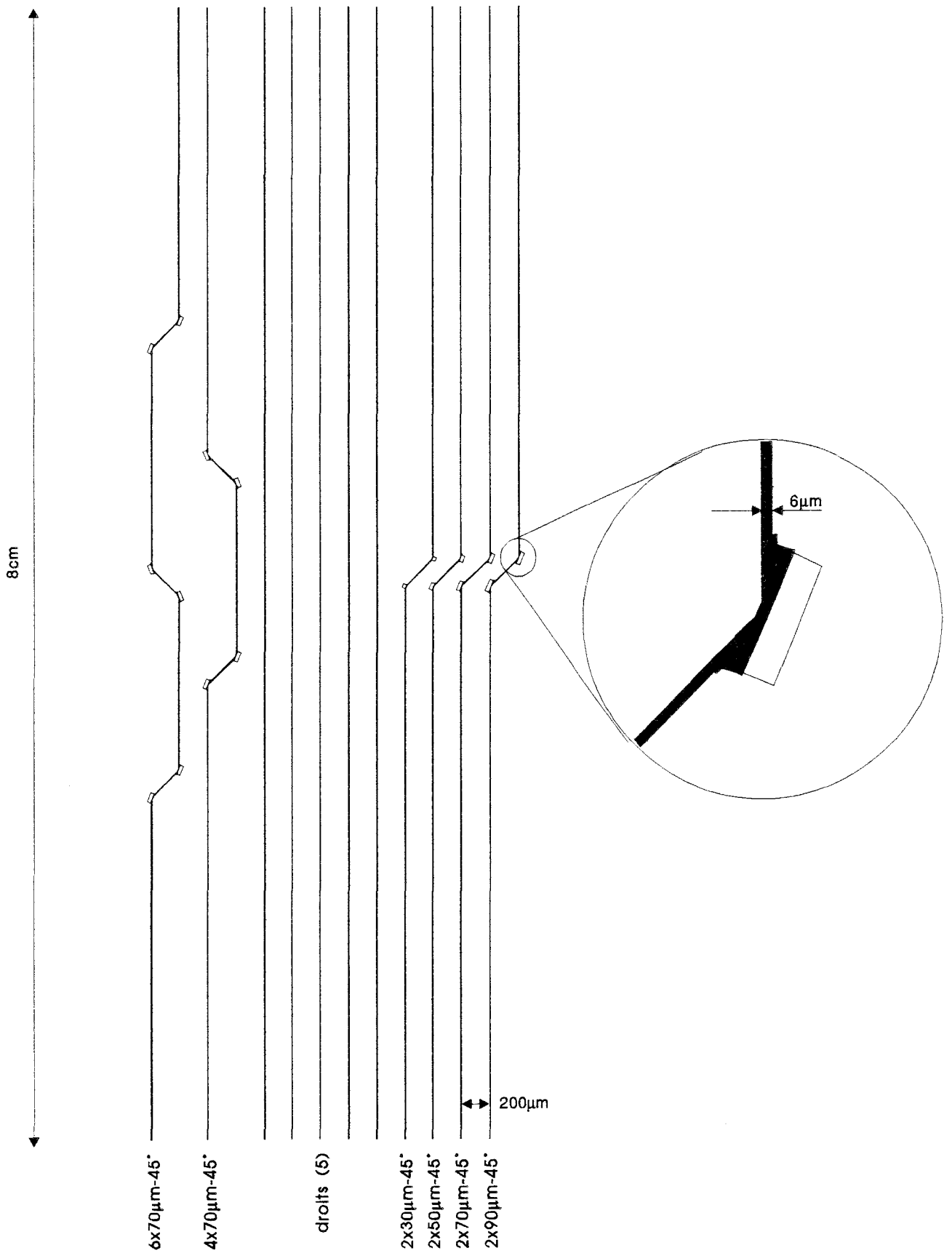


Fig.V-10 : Description des masques de fabrication des miroirs intégrés auto-alignés (voir texte).

V-2-3 / Fabrication de miroirs intégrés sur guide polyimide-nitrure-polyimide

a. Présentation des masques

Nous avons conçu les masques avec le logiciel MASTEER puis les motifs ont été transférés sur plaques recouvertes d'oxyde de fer par photorépétition.

La Fig.V-10 montre un agrandissement du premier masque. En insert, nous avons repris un agrandissement du masque au niveau du miroir. Le masque de base comprend des guides droits, des guides avec deux miroirs à 45° (largeurs 30, 50, 70, 90µm), des guides avec 4 et 6 miroirs à 45° de 50µm de largeur.

Toutes les lignes ont une largeur de 6µm et la position des facettes correspond à la position normale ($d=0$) définie précédemment.

Les lignes (parties sombres) correspondent à des ouvertures dans l'oxyde de fer. Après insolation de la résine photosensible positive, évaporation de l'aluminium et lift-off, des lignes identiques en aluminium resteront sur le diélectrique.

Le masque 2 (ouverture de la photorésine avant la gravure des miroirs) correspond aux petits rectangles que l'on retrouve sur la Fig.V-10, au niveau des miroirs.

b. Préparation des couches diélectriques

Nous décrivons à présent la préparation des films diélectriques. Ceux-ci sont déposés sur un substrat GaAs semi-isolant préalablement nettoyé à l'acétone et à l'alcool.

La Fig.V-11 reprend la succession des couches avec leurs épaisseurs respectives.

1. Centrifugation des polyimides

Pour obtenir une épaisseur de 1,2µm de polyimide, la solution de base est mélangée à du solvant ("thinner") dans les proportions 7/9 polyimide, 2/9 solvant.

D'autre part, pour assurer une bonne adhérence du diélectrique avec le substrat (ou le nitrure), un promoteur d'adhésion est utilisé avant chaque dépôt de polyimide.

Le tableau V-3 reprend les paramètres de centrifugation du promoteur d'adhésion et du polyimide.

Après tout dépôt, un recuit de 30 minutes dans un four de 100°C permet l'évaporation du solvant et un recuit d'une heure à 300° permet de polymériser le matériau.

<i>Polyimide PI-2555</i>	1,2 μ m
<i>Nitrure de Silicium</i>	0,5 μ m
<i>Polyimide PI-2555</i>	1,2 μ m

GaAs Semi-Isolant

Fig.V-11 : Description des films diélectriques formant le guide optique.

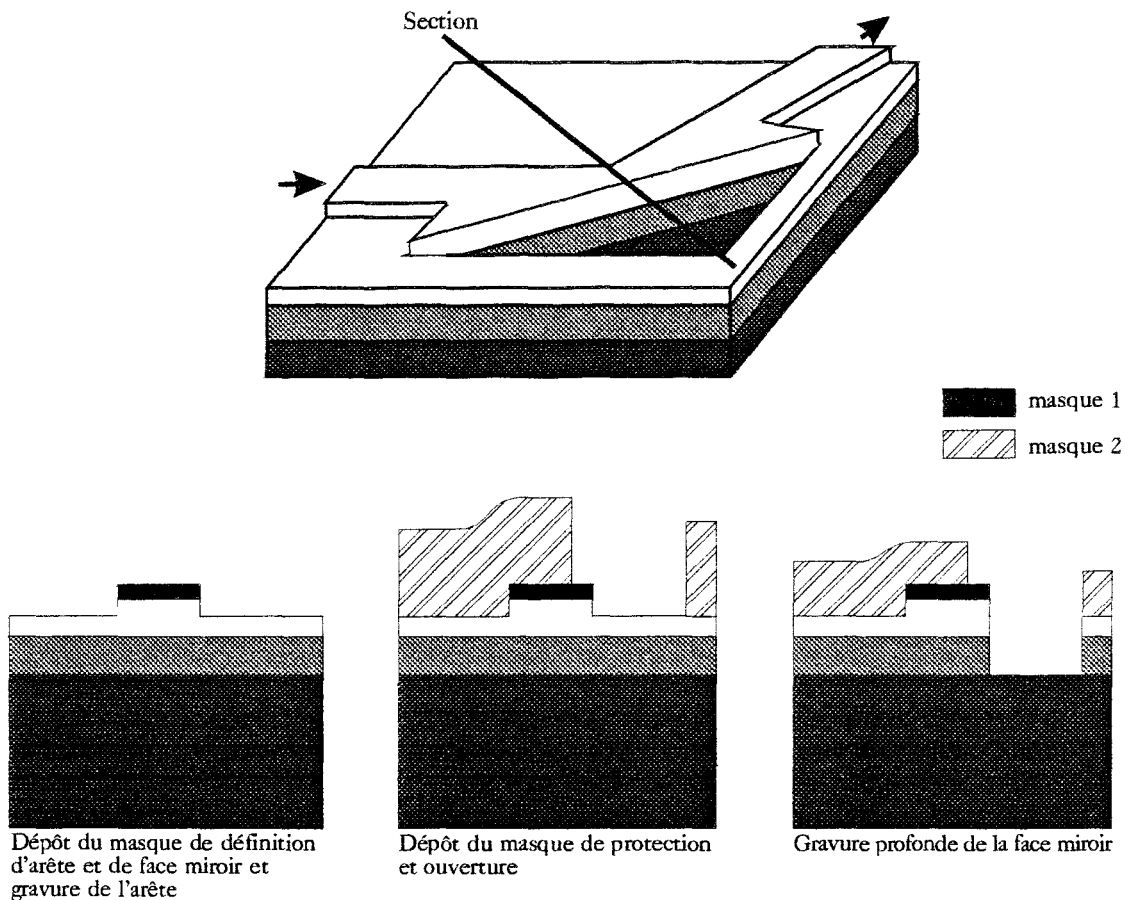


Fig.V-12 : Description de la technologie de fabrication des miroirs auto-alignés

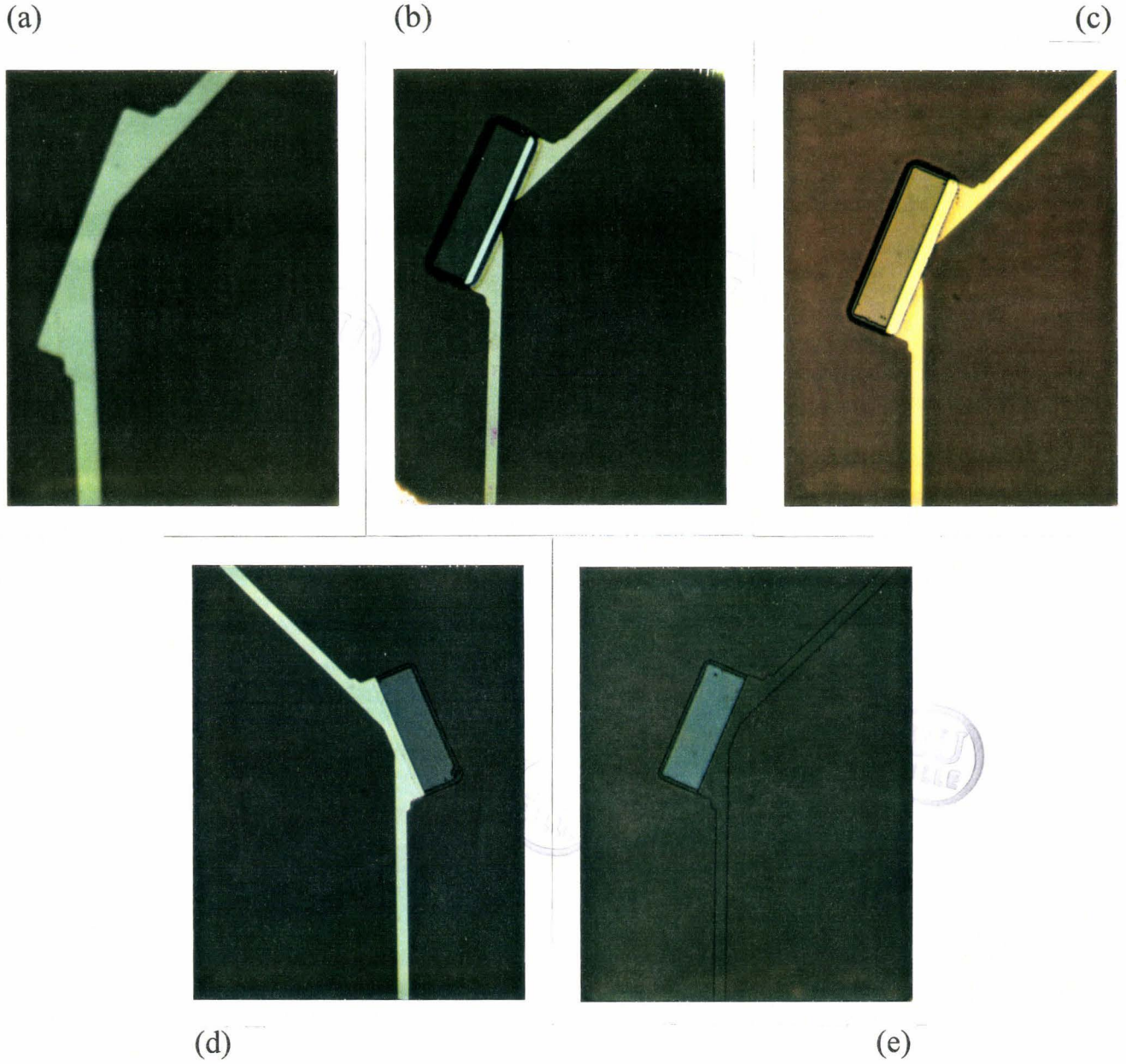


Fig.V-13 : Photographie d'un miroir à différentes étapes de la fabrication (voir texte).

	Accélération (T/min/sec)	Vitesse (T/min)	Temps (sec)
Promoteur	14000	4000	40
Polyimide	14000	6000	60

Tableau V-3 : Paramètres de centrifugation du polyimide PI-2555 (Du Pond) et de son promoteur d'adhésion..

2. Dépôt du nitrure de silicium

Le dépôt du nitrure est effectué par PE-CVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition) dans un dispositif "Plasma Technology" muni d'électrodes de 240mm de diamètre espacées de 35mm.

Le nitrure est obtenu à partir d'un plasma de silane (SiH_4) dilué à 4% dans l'azote (N_2) et d'ammoniac (NH_3). Les paramètres de dépôt ont été fixés par M. CERAN (Ceran M., 1988) (Puissance 20W, pression 350mT, débit SiH_4/N_2 : 130sccm, NH_3 20sccm, température 275°C) pour une vitesse de dépôt de 120Å/min et un indice de réfraction de 1.94.

c. Etapes de fabrication des miroirs

Nous décrivons à présent les différentes étapes de fabrication du circuit de démonstration. Pour aider à la compréhension, nous avons décrit schématiquement les étapes de fabrication des miroirs auto-alignés en dessinant l'évolution du composant sur une coupe transversale au miroir (Fig.V-12). La Fig.V-13 reprend des photographies d'un miroir pendant sa fabrication (vue de dessus).

1. Premier niveau de masque

Le premier niveau de masque (métallique) est déposé sur le polyimide avec le technique du lift-off : 1.3µm de résine photosensible, déposée par centrifugation, est insolée et un "profil en casquette" est formé avec le développement du motif; après une évaporation de 1000Å d'aluminium, l'opération de lift-off est effectuée en enlevant la résine photosensible avec de l'acétone.

Une gravure de 6100Å (air) sur le polyimide est alors effectuée pour former les guides optiques (Fig.V-13.a).

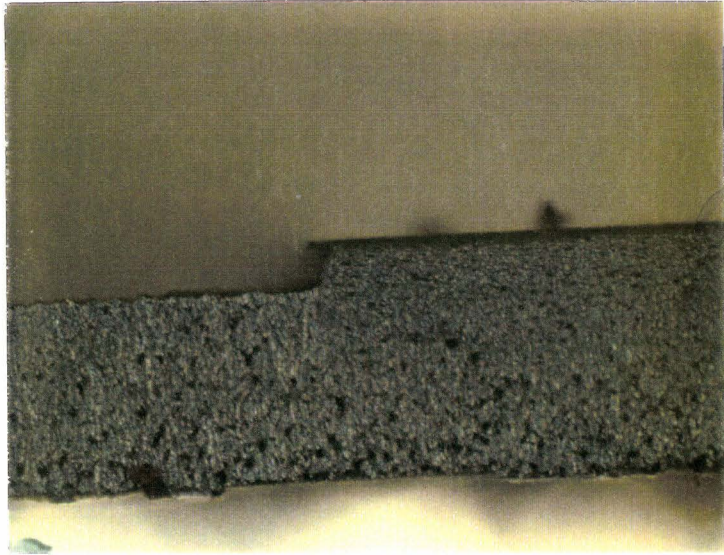


Fig.V-14 : Photographie d'une tranche du circuit avec la gravure profonde (80µm) du substrat permettant une injection par la tranche dans le guide diélectrique.

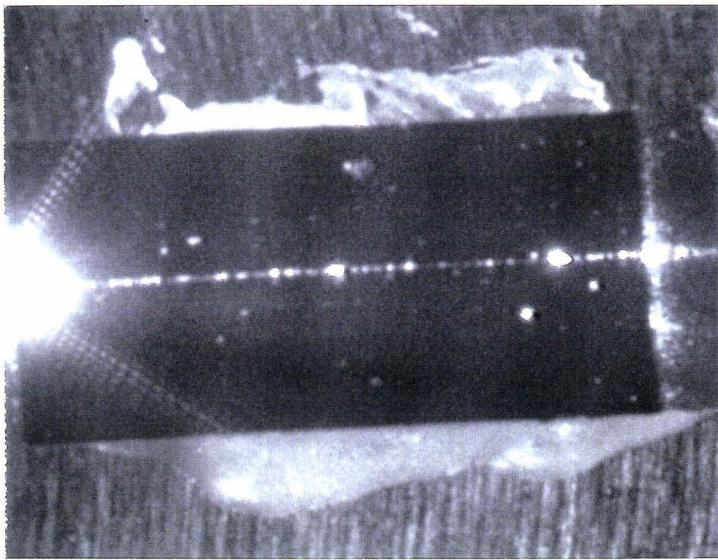


Fig.V-15 : Photographie de la lumière diffusée vers le haut dans le guide diélectrique. A gauche l'injection, à droite la sortie du guide.

2. Deuxième niveau de masque

Sans retirer le premier masque, une épaisseur importante de résine photosensible ($4.3\mu\text{m}$) est déposée et ouverte, à l'aide du second masque, au niveau des miroirs pour permettre la gravure profonde des facettes miroirs (Fig.V-13.b). Cette gravure est effectuée dans les conditions optimisées décrites plus haut (Fig.V-13.c)

Les deux masques sont alors retirés. Celui en résine à l'acétone (Fig.V-13.d) et le métallique à la soude -NaOH- (Fig.V-13.e).

d. Fabrication des facettes d'injection

Pour caractériser les guides optiques contenant des miroirs intégrés et évaluer précisément les pertes optiques introduites par ces derniers, il est nécessaire de disposer d'une technique d'injection de lumière dans ces guides très reproductible.

Etant donnée la difficulté d'obtenir des facettes d'injection de qualité reproductible sur les matériaux diélectriques avec la technique du "clivage", nous nous sommes efforcé de développer une technique qui assure une qualité constante des facettes d'injection sur tous les guides que contient le circuit.

Dans un premier temps, nous avons pensé utiliser la technique proposée par GRAND G. et al. (Grand G., 1991) qui consiste à graver le diélectrique et à continuer la gravure sur le substrat semiconducteur d'une profondeur suffisante pour que l'on puisse approcher une fibre optique contre la facette d'injection du guide. Cette technique paraît intéressante car elle permet un alignement passif aussi bien verticalement que latéralement de la fibre au guide.

Comme cet essai coïncidait avec notre première fabrication de guides diélectriques, nous avons préféré fabriquer des structures épaisses. C'est ainsi que $1\mu\text{m}$ de nitrure de silicium ont été déposés par PE-CVD sur $1.4\mu\text{m}$ de polyimide PI-2555 (DuPont), le tout sur substrat GaAs semi-isolant. Après la gravure des arêtes de $6\mu\text{m}$ de large et 3000\AA de haut, nous avons déposé un masque métallique définissant des bords perpendiculaires aux arêtes et gravé le diélectrique (CF_4 et Air) dans les conditions normales (pression : 50mT, débit des gaz : 95sccm, tension continue : 340V). Ensuite, une gravure au CCl_2F_2 (Fréon 12), mise au point au laboratoire pour fabriquer des 'via holes', a été effectuée pour graver $\sim 80\mu\text{m}$ du substrat. La Fig.V-14 reprend une photographie d'une coupe du circuit. L'injection de lumière dans ce guide se fait sans problème. Une photographie de la lumière guidée diffusée est reprise sur la Fig.V-15.

Fort de ce succès, nous avons ensuite appliqué cette technique au guide polyimide-nitrure-polyimide présenté auparavant. Contrairement au premier, ce guide assure une propagation monomode. Toutes les tentatives de fabrication ont, alors, échoué suite à un

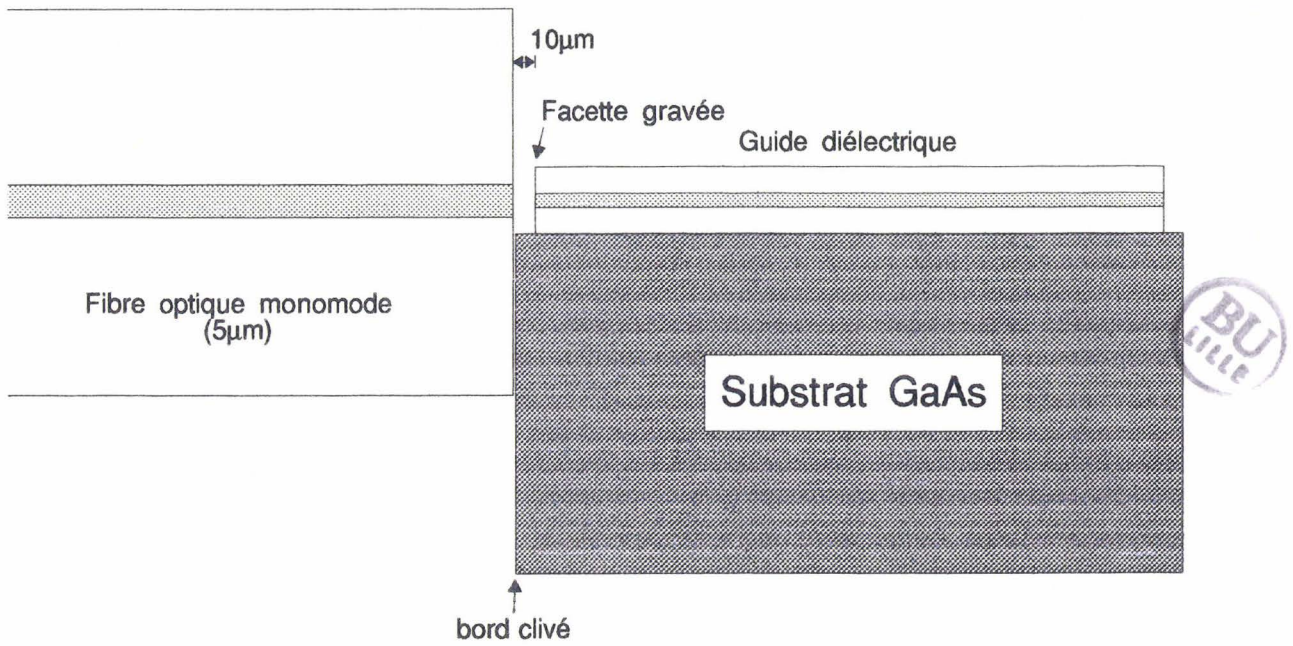


Fig.V-16 : schéma de la nouvelle technique d'injection dans le guide optique P/N/P (les dimensions ne sont pas à l'échelle).

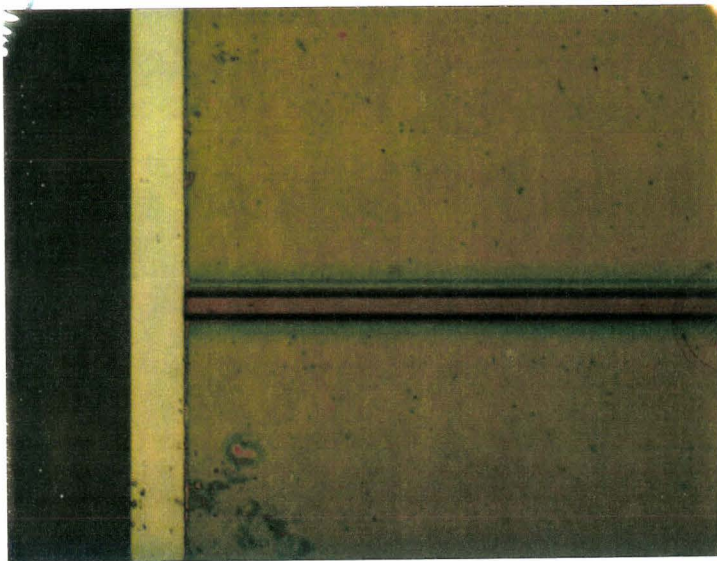


Fig.V-17 : Photographie d'un guide avec son arête (horizontale), sa facette d'injection gravée et son substrat clivé (gauche) à 10µm.

effondrement du diélectrique en bordure de guide. En effet, si le premier guide avait résisté à la sous gravure importante (~ 0.5) du semiconducteur, le second s'est effondré. Nous attribuons cette différence de résistance à l'épaisseur de nitrure moins importante dans le second guide ($0.5\mu\text{m}$ pour $1\mu\text{m}$ pour le premier). La seconde couche de polyimide, moins rigide que le nitrure, ne compense pas la réduction d'épaisseur de nitrure.

Suite à cet échec, nous avons développé une **technique originale**. Elle allie la gravure des matériaux diélectriques avec un clivage du substrat sur lequel les matériaux sont déposés. Après avoir gravé des facettes d'injection, avec le même procédé que celui utilisé pour la gravure des miroirs, nous venons faire un trait au diamant aussi près que possible des facettes et enfin appliquer une pression sur le dos du substrat pour initier le clivage de celui-ci au niveau de l'encoche.

Pour faciliter le clivage, le substrat a été aminci à $150\mu\text{m}$. Utilisant un appareillage qui permet de déplacer finement l'échantillon par rapport au diamant, nous sommes arrivés à cliver le substrat à $10\mu\text{m}$ de la facette d'injection. Cet espace de $10\mu\text{m}$ correspond à la distance minimale entre la fibre optique et l'entrée du guide (Fig.V-16). Cependant le supplément de pertes de couplage, introduit par cet espace, reste limité à moins de 1dB. La Fig.V-17 reprend une photographie de l'entrée d'un guide optique (vue de dessus). On y devine l'arête et le bord du substrat. Cette technique permet de répéter les mêmes conditions d'injection pour tous les guides et ainsi de caractériser les circuits avec une bonne précision.

V-3 / Caractérisation des miroirs intégrés

Pour permettre la caractérisation des miroirs intégrés, c'est-à-dire l'évaluation des pertes optiques introduites par les miroirs, nous avons fabriqué des guides optiques comprenant 2, 4 et 6 miroirs, ainsi que des guides droits servant de référence. Les masques utilisés ont été présentés auparavant.

En comparant la transmission optique à travers ces guides optiques, nous retrouvons les pertes introduites par réflexion.

V-3-1 / Banc de mesure

Le banc de mesure que nous avons utilisé permet d'évaluer précisément les pertes relatives de transmission dans une chaîne optique.

La source est une diode laser à cavité Fabry-Perot ($\lambda=830\text{nm}$) montée sur un support fibré monomode ($5\mu\text{m}$ de diamètre de coeur). Le détecteur est une photodiode Si à

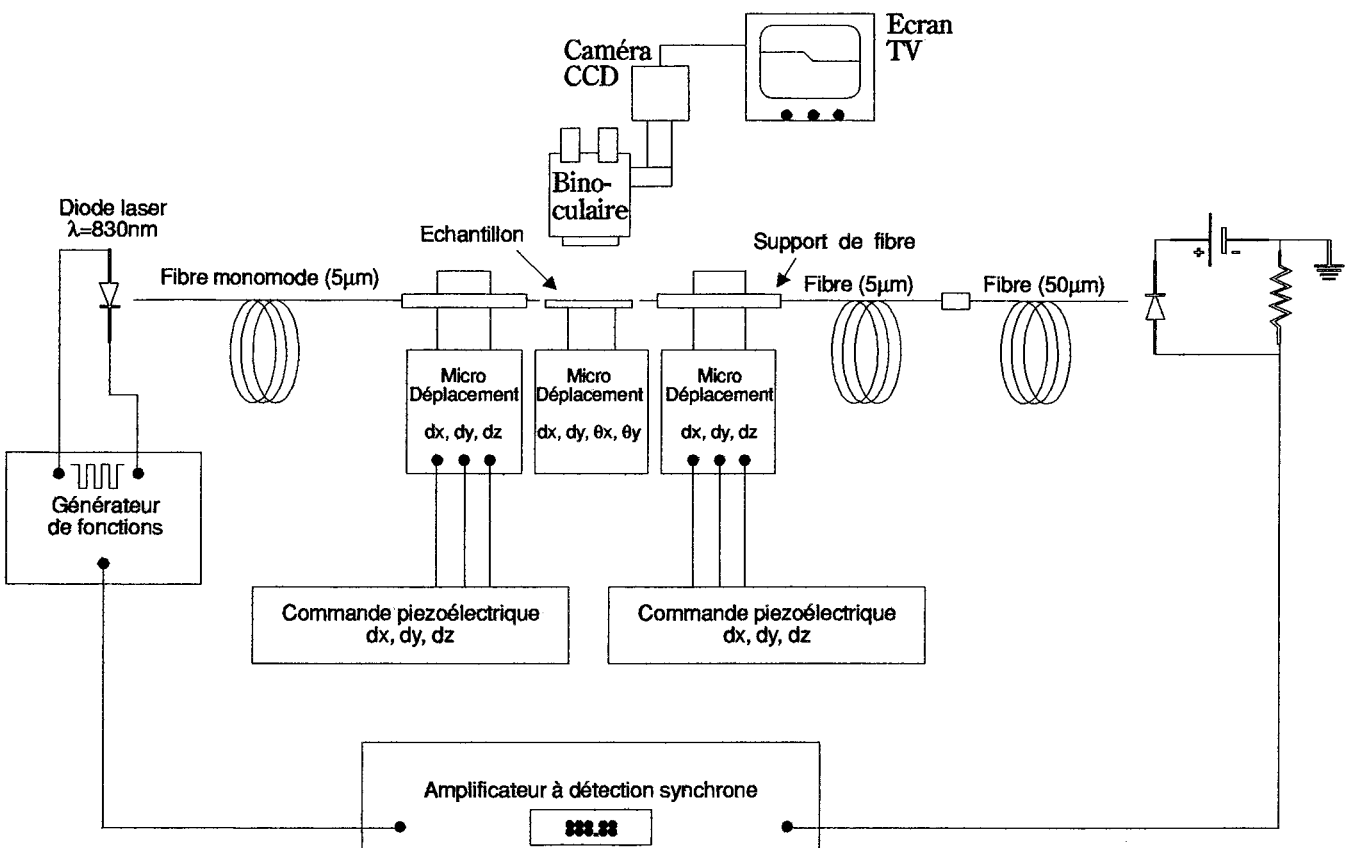


Fig.V-18 : Banc de caractérisation des guides optiques. (voir texte)

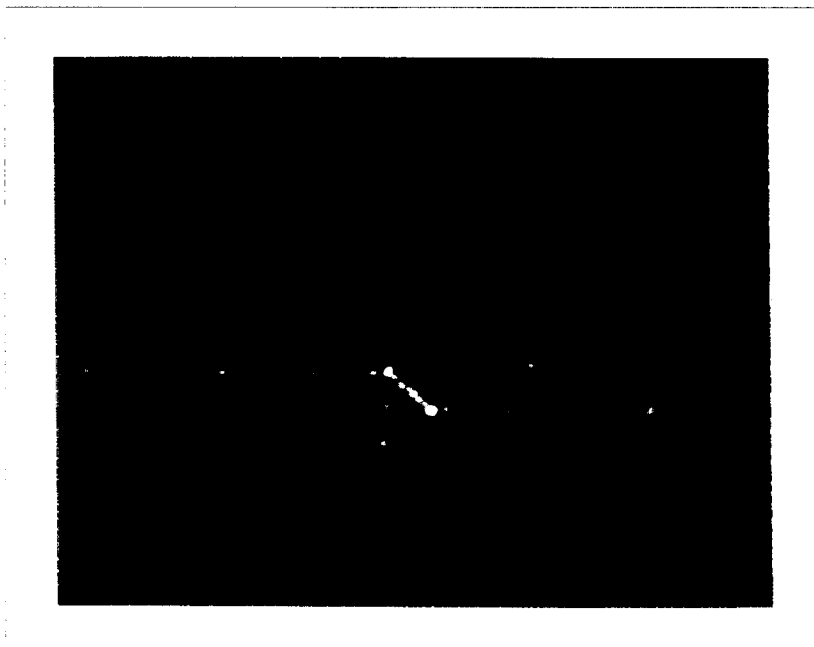


Fig.V-19 : Photographie de deux réflexions successives dans des miroirs de 50µm de large, à la longueur d'onde 830nm. La lumière arrive par la gauche. Les points éclairés en dessus du guide correspondent à des miroirs d'autres guides éclairés par de la lumière provenant de la fibre optique, non couplée au guide en arête.

(Handwritten signature)

avalanche fibrée multimode (50 μ m de diamètre de coeur). Une fibre optique de 5 μ m de diamètre de coeur est également placée entre la sortie du guide et la fibre du détecteur. La Fig.V-18 décrit ce banc de mesure.

L'échantillon à caractériser est fixé sur un support permettant l'alignement transversal (x,y) et deux alignements d'angles θ_x , θ_y . Les fibres optiques sont disposées dans des supports qui assurent leur parallélisme par rapport à la direction z. Chaque support peut être déplacé par rapport aux 3 axes x, y, z avec une commande manuelle (grossière) et commandée par déplacements piézoélectriques (fine). Ce dispositif permet un alignement aussi précis que 40nm, assurant une bonne reproductibilité des conditions d'injection.

D'autre part, pour s'affranchir des problèmes de courant d'obscurité et de lumière ambiante, la source laser est modulée et le photocourant est traité par un amplificateur à détection synchrone.

L'ensemble du banc est disposé sur une table optique isolée pour éviter toute vibration.

L'alignement des fibres au guide est contrôlé avec un microscope binoculaire couplé à une caméra CCD et à un écran de télévision. Ainsi on peut observer le guidage à travers la lumière diffusée hors du guide, principalement par les aspérités présentes sur l'arête.

La sélection de la polarisation est effectuée en faisant tourner la fibre optique devant un polariseur. Le contrôle de la transmission avec une caméra CCD permet d'ajuster la polarisation de la lumière en sortie de fibre.

V-3-2 / Caractérisation

Dans un premier temps le guidage et la réflexion par les miroirs sont observés à l'aide d'une binoculaire et d'une caméra CCD. La Fig.V-19 reprend une photographie d'une observation typique qui montre bien la propagation et la réflexion.

Nous avons mesuré la transmission des guides optiques possédant 2, 4 et 6 miroirs d'une largeur de 50 μ m. La Fig.V-20 décrit les pertes totales de transmission comparées à un guide droit (sans miroir), pour l'onde quasi-TE et l'onde quasi-TM. A partir de ces résultats, nous évaluons la précision de la mesure à 0.2dB.

Cette précision étant connue, nous avons mesuré l'effet de la largeur des miroirs sur les pertes de réflexion pour l'onde quasi-TE et l'onde quasi-TM en comparant la transmission d'un guide droit et celle d'un guide contenant deux miroirs (Fig.V-21). Nous obtenons une variation insignifiante des pertes de réflexion. Des pertes minimales de 0.6dB pour l'onde quasi-TE et 0.75dB pour l'onde quasi-TM ont été mesurées, ce qui est tout à fait comparable aux meilleurs résultats publiés.

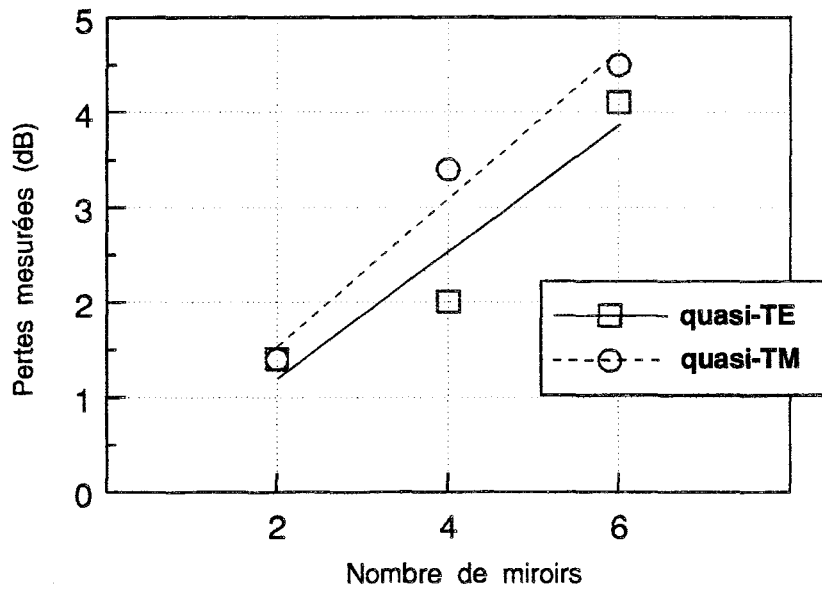


Fig.V-20 : pertes de transmission mesurées dans le guide P/N/P en fonction du nombre de miroirs ($L=50\mu\text{m}$) présents sur le même guide (les pertes sont mesurées par rapport à la transmission d'un guide droit).

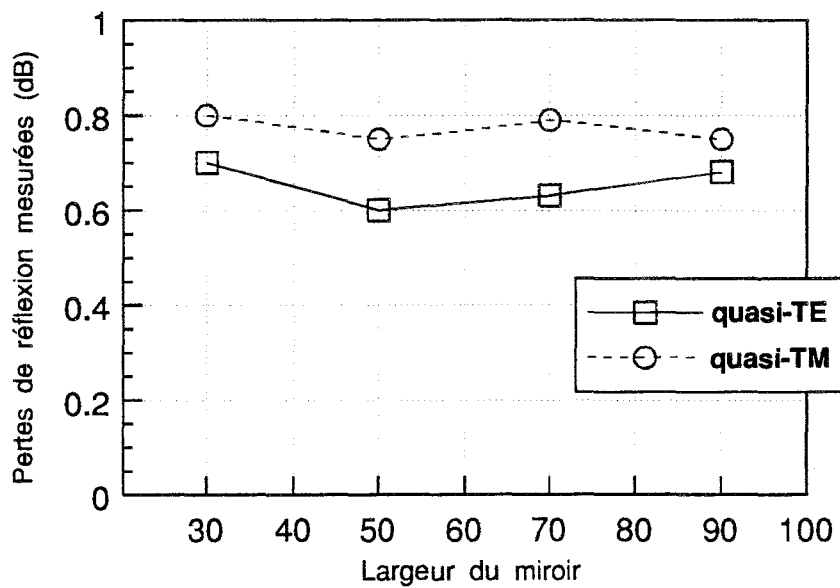


Fig.V-21 : pertes de réflexion mesurées en fonction de la largeur des miroirs.



D'autre part, la différence de pertes mesurée pour l'onde quasi-TE et l'onde quasi-TM est inférieure à la précision de la mesure. Les ondes quasi-TE et quasi-TM semblent donc avoir un comportement semblable, ce qui est conforme à la théorie.

Ne disposant pas de guides de longueurs suffisantes, nous n'avons pas pu évaluer les pertes de propagation dans les guides polyimide/nitruure/polyimide. Cependant, prenant en compte l'absorption intrinsèque du polyimide -3dB/cm-(Selvaraj R.,1988), nous les avons évaluées, avec le logiciel SYMPHONIE, inférieure à 1dB/cm. Notons que ces pertes ne perturbent pas les mesures de pertes de réflexion par les miroirs intégrés puisque les différences de longueurs totales des guides sont faibles.

Les pertes de réflexion sont attribuées principalement à la diffusion sur les aspérités. Si l'on se réfère à l'équation (13) du chapitre IV, on évalue la valeur moyenne des grandeurs des aspérités sur les miroirs de 550Å. Une observation au microscope électronique à balayage a permis d'estimer une valeur moyenne des aspérités de l'ordre de 700Å, confirmant que la quasi totalité des pertes de réflexion proviennent des rugosités de surface. Cela signifie, en se référant à cette même équation, que des pertes de réflexion de l'ordre de 0.25dB sont attendues pour ces mêmes miroirs à des longueurs d'onde supérieures à 1300nm.

V-4 / Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit les démarches technologiques que nous avons menées pour fabriquer des miroirs intégrés, à faibles pertes, sur un guide diélectrique. Nous avons montré l'influence du choix des masques et des conditions de gravure sur les caractéristiques des miroirs gravés. Nous sommes arrivés à mettre au point une gravure homogène malgré la nature différente des matériaux.

Nous avons également résolu le problème de l'injection dans les guides diélectriques en associant une gravure de facettes d'injection et un clivage du substrat proche de ces facettes. Cette méthode originale permet de s'assurer une bonne reproductibilité des conditions d'injection sur tous les guides du circuit.

Après la description complète des étapes de fabrication des miroirs intégrés auto-alignés, nous présentons leurs performances. Des pertes minimales de 0.6dB pour l'onde quasi-TE et 0.75dB pour l'onde quasi-TM ont été mesurées à la longueur d'onde 830nm, ce qui est tout à fait comparable aux meilleurs résultats publiés. Dans la mesure où la majeure partie des pertes de réflexion provient des rugosités des surfaces miroir, des pertes de réflexion de l'ordre de 0.25dB sont attendues pour ces mêmes miroirs à des longueurs d'onde supérieures à 1300nm.

Ce résultat laisse présager des miroirs d'excellente qualité, possédant des pertes inférieures à 0.2dB en utilisant les procédés de nanolithographie récemment acquis par le laboratoire.

Références

- CERAN M., Mise en oeuvre des techniques de dépôt et de gravure assistées par plasma. Application aux composants microondes, mémoire de fin d'étude C.N.A.M. (1988).
- GRAND G., DENIS H. & VALETTE S., New method for low cost and efficient optical connections between singlemode fibres and silica guides, *Elect. Lett.*, 27(1), pp.16-18 (1991).
- SELVARAJ R., LIN H.T. & McDONALD J.F., Integrated optical waveguides in polyimide for wafer scale integration, *Journ. Light. Tech.*, 6(6), pp.1034-1044 (1988).
- VINCHANT J.F., Intégration monolithique de photodétecteurs et de guides optiques sur matériaux III-V, Thèse de l'Université, Lille (1990).

Conclusion générale

A mesure que les dimensions des circuits intégrés microélectroniques se réduisent, que les densités des composants, la vitesse de transmission et de traitement des informations augmentent, la capacité des interconnexions électriques est devenue un facteur limitatif important. Dans ces cas critiques, les connexions internes aux circuits microélectroniques deviennent un obstacle à la miniaturisation.

Une solution à ce problème est offerte en utilisant des interconnexions optiques.

Si l'apport de l'optique dans les interconnexions paraît évident au niveau de la réduction des capacités parasites, il est moins direct au niveau de la densité des interconnexions. En effet, véhiculer un signal optique n'est pas aussi simple qu'un signal électrique. Il est dès lors impératif de mettre au point des dispositifs permettant, par exemple, de réduire la taille des changements de direction dans les interconnexions optiques.

C'est dans ce cadre que s'est situé notre travail.

Nous avons montré que l'utilisation de guides optiques diélectriques permet une totale séparation des fonctions électroniques et optiques et est tout à fait compatible avec la technologie III-V, silicium, et même celle des circuits imprimés.

Après un état de l'art concernant l'utilisation des guides diélectriques dans les interconnexions optiques et dans les circuits intégrés optiques (chapitre I), nous avons décrit au chapitre II quelques outils de modélisation de propagation guidée y compris une méthode des faisceaux propagés (Logiciel SOPRANO) que nous avons mise en place pour la première fois au laboratoire. Cette méthode "universelle" permet d'étudier la propagation guidée dans des structures très variées.

Ensuite, nous avons décrit, au chapitre III, la première réalisation d'un dispositif intégrant un guide diélectrique. Il s'agit d'un circuit intégrant un guide optique en nitrure de silicium et en silice et un photodétecteur de type MSM. D'autre part, nous avons décrit les premières investigations dont le but est de fabriquer des guides optiques entièrement formés de polyimides. Les guides polyimides que nous avons fabriqués ne sont pas encore caractérisés par de faibles pertes; cependant une étude bibliographique que nous avons menée montre qu'avec l'arrivée sur le marché de nouveaux matériaux, cet obstacle devrait être surmonté dans un avenir très proche.

D'autre part, le chapitre IV est consacré à l'étude de la possibilité de réduire la taille des changements de direction dans les circuits optiques au moyen d'une technologie simple. En effet, la technologie auto-alignée simplifie considérablement le procédé de fabrication de miroirs intégrés. Nous avons montré pour la première fois que cette technique introduit très peu de pertes pour autant que la structure est optimisée.

A l'aide de la méthode des faisceaux propagés dont nous avons étudié les limites dans le cas de la modélisation des miroirs, nous avons montré l'existence d'une largeur optimale de miroir correspondant à un compromis entre les effets de diffraction dans la structure et la quantité de lumière réfléchie.

Les pertes minimales de réflexion intrinsèques à la technologie auto-alignée ont été évaluées inférieures à 0.05dB, aussi bien pour des miroirs sur matériaux semiconducteurs que sur matériaux diélectriques.

Nous avons d'ailleurs confirmé ces résultats dans le cadre du groupe de travail européen COST 240 qui a permis de les comparer avec ceux obtenus avec d'autres méthodes de modélisation.

Fort de cette étude théorique, nous avons fabriqué des miroirs intégrés sur un guide diélectrique multicouches formé de polyimide et de nitrure de silicium. Après une optimisation qui s'est avérée très délicate étant donné la nature différente des matériaux, nous avons fabriqué des miroirs à 45° à faibles pertes (0.6dB). Ce résultat est comparable aux meilleurs résultats jamais obtenus sur d'autres types de matériaux mais un ordre de grandeur au-dessus des prévisions théoriques. Cette différence est attribuée à la présence d'aspérités sur la surface du miroir. Ces résultats sont décrits au chapitre V.

La poursuite de ce travail consisterait d'une part à utiliser le nanomasqueur à faisceau d'électrons, récemment acquis par le laboratoire pour réduire les aspérités présentes sur les faces des miroirs fabriqués, et d'autre part à continuer les démarches que nous avons entreprises pour mettre au point la fabrication de guides optiques à très faibles pertes, composés uniquement de polyimides. A ce sujet, il ne fait pas de doute que les années à venir verront la mise sur le marché de matériaux adéquats.

Ces deux études terminées, il sera possible d'envisager de disposer d'interconnexions optiques diélectriques à haute densité sur pratiquement tous les types de matériaux.



Listing du corps principal du logiciel
SOPRANO (SimulatiON de PPropAgatioN Optiques)
(Les commentaires sont en italique)

BPM.CPP

Finite Difference Beam Propagation Method

```
#include <stdio.h>
#include <stdlib.h>
#include <graphics.h>
#include <conio.h>
#include <string.h> //pour strcpy
#include <math.h>
#include <complex.h>
#include <alloc.h>
#include <io.h>
```

```
#include "BPMSTRUC.H"           contient la définition de la structure simulée
#include "luc.h"
```

```
int Wx,Wz,Ni,Nj;
double lambda;
complex neff;
double angle;
double d,Phi;
int TE;
float larg;
complex ne1,ne2;
```

```
int dx=0;           Paramètres à modifier pour mettre en forme l'affichage
int pasj=10;       dist en x (en pixel) entre deux pas de propagation
int Dz=300;        fixe la pas en j d'affichage
float ChMu=20;     hauteur totale du graphique en pixel
                  coefficient de mult du champ
```

```
void ReadPara(void);
```

```
void main(void)
```

```
{           Déclarations des variables
    complex jj=complex(0.0,1.0);
    int Wx1,Wz1,MaxX,MaxZ,dz,XX,ZZ,Dx,PP;
    int f,g,scol,i,j,s;
    float pourc;
    double k0,kk0,m,n,nn;
    complex C,a,y,b,aa,ii;
    complex nneff,ph;
    double x,z,hx,hz;
    complex c,aax,dxx;
    complex nnipz,nnimz,nniz,nnidz;
    complex nnipdz,nnimdZ,Nz,Ndz;
    double zm,xm,xp;
    char nomE1[13];
```

```

char nomE2[13];
char num[10];
FILE *fE1;
FILE *fE2;
ReadPara();
complex huge* A;
complex huge* B;
complex huge* E1;
complex huge* E2;

```

Réservation de l'espace mémoire dans le tas

```

A=(complex huge*) farcalloc(Ni+2,16);
B=(complex huge*) farcalloc(Ni+2,16);
E1=(complex huge*) farcalloc(Ni+2,16);
E2=(complex huge*) farcalloc(Ni+2,16);

```

Initialisations des variables

```

hx=(Wx*1.0)/Ni; //Pas en x
hz=(Wz*1.0)/Nj; //Pas en z
k0=(2*M_PI)/lambda;
neff=neff*cos(angle);
Wx1=20;
Wz1=100;
nn=(real(ne1)+real(ne2))/2;

```

lecture du fichier de champ initial dans EBP0C.DON

```

fE1=fopen("EBP0C.DON","r");
Verifichier(fE1);
for (i=1;i<=Ni;i++)
{
fscanf(fE1,"%le,%le\n",&m,&n);
E1[i]=complex(m,n);
}
fclose(fE1);

```

Affichage du premier champ

```

inogra(15);
MaxX=getmaxx();
MaxZ=getmaxy();
Dx=MaxX-20-Wx1-dx*Nj/pasj;
dz=Dz*pasj/Nj;
moveto(Wx1+dx*Nj/pasj,Wz1);
XX=getx();
ZZ=gety();
setcolor(8);
for (i=1;i<=Ni;i++)
{
x=i*hx-hx/2;
f=XX+(x/Wx)*Dx;
g=ZZ-norm(E1[i])*ChMu;
ii=MIROIR(x,z,angle,d,Phi,larg,ne1,ne2);
if (real(ii)<1.1) setcolor(13);
if (real(ii)>1.1) setcolor(9);
if (real(ii)>nn) setcolor(12);
lineto(f,g); //Affichage du pixel ... l',cran
}
setcolor(getbkcolor());
lineto(f,g+PP);
lineto(XX,g+PP);
lineto(XX,ZZ);
moveto(XX-dx,ZZ+dz);
E1[0]=0.0;
E1[Ni+1]=0.0;

```



```

c=-aax*nnidz*(Ndz/4+1/nnidz);
A[i]=-c/(a*A[i-1]+b);
B[i]=(y-a*B[i-1])/(a*A[i-1]+b);
}
}

```

Second balayage-Calcul du champ

```

E2[Ni]=B[Ni];
for (i=(Ni-1);i>=1;i--)
{
E2[i]=A[i]*E2[i+1]+B[i];
}

```

affichage du champ

```

if ((j%pasj==0) || (j==Nj))

```

premier dessin en couleur brune

```

{
XX=getx();
ZZ=gety();
setcolor(6);
for (i=1;i<=Ni;i++)
{
x=i*hx-hx/2;
f=XX+(x/Wx)*Dx;
g=ZZ-norm(E2[i])*ChMu;
lineto(f,g);
}
lineto(f,g+PP);
lineto(XX,g+PP);
lineto(XX,ZZ);
setfillstyle(0,getbkcolor());
floodfill(XX+10,(ZZ+PP/2),6);

```

trace avec des couleurs fonctions de l'indice

```

moveto(XX,ZZ);
setcolor(8);
for (i=1;i<=Ni;i++)
{
x=i*hx-hx/2;
//printf("%f\n",x);
f=XX+(x/Wx)*Dx;
g=ZZ-norm(E2[i])*ChMu;
ii=MIROIR(x,z,angle,d,Phi,larg,ne1,ne2);
if (real(ii)<1.1) setcolor(13);
if (real(ii)>1.1) setcolor(9);
if (real(ii)>nn) setcolor(12);
lineto(f,g);
}
setcolor(getbkcolor());
lineto(f,g+PP);
lineto(XX,g+PP);
lineto(XX,ZZ);
moveto(XX-dx,ZZ+dz);
} //fin de l'affichage

```

sauvegarde du champ final

```

if (j==Nj)
{
strcpy(nomE2,"EBP");
itoa(j,num,10);
strcat(nomE2,num);
strcat(nomE2,"C.DON");
freopen(nomE2,"w",fE2);
Verifichier(fE2);
for (i=1;i<=Ni;i=i+1)

```

```

        {
            fprintf(fE2, "(%.15e,%.15e)\n",real(E2[i]),imag(E2[i]));
        }
    fclose(fE2);
} //fin de sauvegarde
//}

                                transfert des champs et indices finaux en initiaux

for (i=1;i<=Ni+1;i++)
    {
        E1[i]=E2[i];
    }
gotoxy(1,1);
pourc=(j*1.0)/Nj*100;
printf(" %.0f%%  %f  TE=%i(1=quasi-TM;0=quasi-TE)" ,pourc,larg,TE);
} //fin de la boucle en j

getch();
getch();

closegraph();

                                libération de la mémoire dans le tas

farfree(E2);
farfree(E1);
farfree(B);
farfree(A);
}

```

SOUS ROUTINES

```

void ReadPara(void)                                Lecture des paramètres de BPM
{
    FILE *f;
    double o,oo;
    f=fopen("BPMPARA.DON","r");
    Verifichier(f);
    fscanf(f,"%i\n",&Wx);
    fscanf(f,"%i\n",&Wz);
    fscanf(f,"%i\n",&Ni);
    fscanf(f,"%i\n",&Nj);
    fscanf(f,"%lf\n",&lambda);
    fscanf(f,"%lf,%lf\n",&o,&oo);
    neff=complex(o,oo);
    fscanf(f,"%lf\n",&angle);
    fscanf(f,"%lf\n",&d);
    fscanf(f,"%lf\n",&Phi);
    fscanf(f,"%i\n",&TE);
    fscanf(f,"%f\n",&larg);
    fscanf(f,"%lf,%lf\n",&o,&oo);
    ne1=complex(o,oo);
    fscanf(f,"%lf,%lf\n",&o,&oo);
    ne2=complex(o,oo);
    fclose(f);
}

```

Publications et Communications

Publications

- ABOUDOU A., GOUTAIN E., VILCOT J.P., FRANCOIS M., JOANNES L. & DECOSTER D., Monolithic integration of GaAs MSM and SiO₂/Si₃N₄ dielectric optical waveguide, *Elect. Lett.*, 28(1), pp.52-53 (1992).
- JOANNES L., ABOUDOU A., VILCOT J.P., FRANCOIS M., GOUTAIN E., & DECOSTER D., A GaAs MSM photodetector monolithically integrated with a dielectric optical waveguide, *Proc. of the symposium on Logic and functional devices for photonics and the SOTAPOCS XVII, The electrochemical society*, 93-10, pp.65-71 (1993)
- JOANNES L., HARARI J., VILCOT J.P. & DECOSTER D., Circuits optiques à base de matériaux diélectriques : application de la FD-BPM à un miroir intégré auto-aligné dans un guide optique, *Actes du 12ème Colloque d'Optique Hertzienne et Diélectriques*, pp.5B.5-5B.8 (1993).
- HARARI J., JOURNET F., RABII O., JOANNES L., VILCOT J.P. & DECOSTER D., Modeling of photodetectors for microwave and high power applications, *Proc. SPIE, Technologies for optical fiber communications*, 2149, à paraître (1994).
- JOANNES L., HARARI J., VILCOT J.P. & DECOSTER D., Analysis of intrinsic losses of 45° self-aligned integrated mirror using Finite-Difference Beam Propagation Method, *Proc. SPIE, Linear and nonlinear integrated optics*, 2212, à paraître (1994).
- JOANNES L., GRIMBERT B., HARARI J., VILCOT J.P., TCHANA W., DECOSTER D., Analysis and fabrication of 45° self-aligned integrated mirrors on dielectric optical waveguides, *Applications of Photonics Technology*, Ed. G. LAMPROPOULOS, Plenum Publishing Corporation, New-York, à paraître (1994).
- HARARI J., JOURNET F., JIN G.H., RABII O., VAN DE CASTEELE J., JOANNES L., VILCOT J.P., DECOSTER D. DALLE C. & FRISCOURT M.R., Modeling of PN photodetectors for microwave and high power applications, *Proc. of European Microwave Conference*, à paraître (1994).
- JOANNES L., HARARI J., VILCOT J.P. & DECOSTER D., Analysis on intrinsic losses of 45° self-aligned integrated mirror on polyimide monomode waveguide, *Soumis à Optics Communications*.

Communications

- JOANNES L., ABOUDOU A., VILCOT J.P., FRANCOIS M., GOUTAIN E., & DECOSTER D., A GaAs MSM photodetector monolithically integrated with a dielectric optical waveguide, *Symposium on Logic and functional devices for photonics and the SOTAPOCS XVII, The electrochemical society, Toronto (Canada)*, octobre 1992.
- JOANNES L., ABOUDOU A., VILCOT J.P., FRANCOIS M., GOUTAIN E., & DECOSTER D., Intégration monolithique d'un photodétecteur de type Métal-Semiconducteur-Métal (MSM) et d'un guide optique diélectrique Si₃N₄/SiO₂, *4èmes Journées Nationales Microélectronique et Optoélectroniques III-V, CNRS, La Grande-Motte*, octobre 1992.
- JOANNES L., HARARI J., VILCOT J.P. & DECOSTER D., Circuits optiques à base de matériaux diélectriques : application de la FD-BPM à un miroir intégré auto-aligné dans un guide optique, *12ème Colloque d'Optique Hertzienne et Diélectriques, Paris*, septembre 1993.

- JOANNES L., HARARI J., VILCOT J.P. & DECOSTER D., Analysis of influence of width of 45° self-aligned corner mirrors with Finite-Difference Beam Propagation Method for application in integrated optics or optical interconnects, European COST 240 Working group, Paris, octobre 1993.
- HARARI J., JOURNET F., RABII O., JOANNES L., VILCOT J.P. & DECOSTER D., Modeling of photodetectors for microwave and high power applications, Symposium on Optoelectronics for Information and Microwave Systems, OE/LASE, Los Angeles (USA), janvier 1994.
- JOANNES L., HARARI J., VILCOT J.P. & DECOSTER D., Analysis of intrinsic losses of 45° self-aligned integrated mirror using Finite-Difference Beam Propagation Method, International symposium on Integrated Optics, EUROPTO/EOS/SPIE, Lindau (Allemagne), avril 1994.
- JOANNES L., GRIMBERT B., HARARI J., VILCOT J.P., TCHANA W., DECOSTER D., Analysis and fabrication of 45° self-aligned integrated mirrors on dielectric optical waveguides, International Conference on Applications of Photonics Technology (ICAPT), IEEE/IEE, Toronto (Canada), juin 1994.
- HARARI J., JOURNET F., JIN G.H., RABII O., VAN DE CASTEELE J., JOANNES L., VILCOT J.P., DECOSTER D. DALLE C. & FRISCOURT M.R., Simulation de photodétecteurs PIN pour les applications de puissance en microonde, 5èmes Journées Nationales de Microélectronique et Optoélectronique III-V, CNRS, Lyon, juin 1994.
- JOANNES L., GRIMBERT B., HARARI J., VILCOT J.P., TCHANA W., DECOSTER D., Analyse et fabrication de miroirs intégrés auto-alignés à 45° sur guides optiques diélectriques, 5èmes Journées Nationales de Microélectronique et Optoélectronique III-V, CNRS, Lyon, juin 1994.
- HARARI J., JOURNET F., JIN G.H., RABII O., VAN DE CASTEELE J., JOANNES L., VILCOT J.P., DECOSTER D. DALLE C. & FRISCOURT M.R., Modeling of PIN photodetectors for microwave and high power applications, European Microwave Conference, Cannes, septembre 1994.

Séminaire

- JOANNES L., VILCOT J.P. & DECOSTER D., Etude de faisabilité d'interconnexions optiques à l'aide de guides diélectriques, Lille, juin 1992.

Workshop

- JOANNES L., HARARI J., VILCOT J.P. & DECOSTER D., Analysis of influence of 45° self-aligned integrated mirrors width using finite difference beam propagation method, European COST 240 Working group, Paris, oct. (1993).
- JOANNES L., HARARI J., VILCOT J.P. & DECOSTER D., Modelling of waveguide mirrors with finite difference beam propagation method, European COST 240 Working group, Nice, avril (1993).

ABSTRACT

Dielectrics are very promising materials in integrated optics devices. Low loss dielectric optical waveguides can be deposited on many substrates even with complex electronic and optoelectronic circuits

We present the performances of such devices through a circuit including a silicon nitride/silica optical waveguide and a MSM photodetector on GaAs substrate, and through polyimide optical waveguides.

We analyse both theoretically and experimentally integrated mirror characteristics to produce low loss, compact and easy to fabricate waveguide bends.

Critical parameters in the design of integrated mirrors are studied using a finite-difference beam propagation method. We show the trade-off to do in the design of self-aligned integrated mirrors between diffraction effects in wider structures and the reduction of part of reflected power in narrow mirrors. 45°-reflection loss due to the self-aligned process can be lower than 0.05dB for an optimized structure and for wide optical waveguide, either for dielectric waveguide or for semiconductor one.

Then, we describe technological process to fabricate 45° integrated mirror on polyimide-nitride-polyimide waveguide. After an optimization of etching process (Reactive Ion Etching), we have fabricated low loss integrated mirrors with standard photolithography. Losses of 0.6dB for quasi-TE polarization mode and 0.75dB for quasi-TM have been measured.

Key words

Reactive Ion Etching
Dielectric optical waveguide
Optical interconnects
Beam Propagation Method
Self-aligned integrated mirrors
Integrated optics

RESUME

L'utilisation de matériaux diélectriques dans les circuits d'optique intégrée paraît très prometteuse. Ces matériaux peuvent former des guides optiques à faibles pertes sur tous types de substrats, y compris ceux sur lesquels est déjà présent un certain nombre de composants électroniques et optoélectroniques.

Notre travail présente les performances possibles de tels dispositifs à travers un circuit intégrant, sur substrat GaAs, un guide optique $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ et un photodétecteur de type MSM d'une part, et des guides optiques entièrement formés de matériaux polyimides d'autre part.

Cependant, la partie principale de ce travail consiste en une évaluation aussi bien théorique qu'expérimentale des performances des miroirs intégrés en vue de mettre en oeuvre très facilement des changements de direction de propagation de la lumière guidée, aussi compacts que possible.

A l'aide d'une méthode des faisceaux propagés, nous étudions les paramètres critiques dans la conception de ces miroirs, et nous montrons, à travers une comparaison de plusieurs structures 'auto-alignées' comment faire le compromis entre les effets de diffraction présents dans les miroirs les plus larges et la réduction de la quantité de lumière réfléchi par les miroirs plus étroits. D'autre part, nous montrons que les pertes de réflexion à 45° , intrinsèques à la technique auto-alignée, peuvent être inférieures à 0.05dB pour une structure de miroir optimisée et un guide optique à arête assez large, aussi bien pour les guides fabriqués sur matériaux semiconducteurs que diélectriques d'ailleurs.

Enfin, nous décrivons les démarches technologiques qui ont conduit à la fabrication de miroirs à 45° sur des guides polyimide-nitride-polyimide. Après une optimisation des processus de gravure (Gravure Ionique Réactive), nous avons fabriqué, à l'aide des techniques de lithographie classiques, des miroirs présentant des pertes de réflexion aussi faibles que 0.6dB pour l'onde polarisée quasi-TE et 0.75dB pour l'onde quasi-TM.

Mots clés

Gravure Ionique Réactive
Guide optique diélectrique
Interconnexions optiques
Miroir intégré auto-aligné
Optique intégrée