

N° d'ordre

# THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le titre de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE**

Spécialité : Electronique

par

**Guanghai JIN**

## NOUVELLES TECHNIQUES DE MODELISATION OPTIQUE APPLICATION A QUELQUES COMPOSANTS D'OPTIQUE INTEGREE

Soutenue le 4 juillet 1997 devant la commission d'examen

Membres du Jury:	M. E. Constant	Président (U.S.T.L)
	M. D. Decoster	Directeur de thèse ( U.S.T.L)
	M. J. Harari	Co-directeur de thèse, (U.S.T.L)
	M. J.P. Goedgebuer	Rapporteur (Labo.Opt. P.M. Duffieux, Besançon)
	M. R. Rimet	Rapporteur (L.E.M.O, Grenoble)
	Mme. N. Devoldere	Examineur (CNET- France Télécom)
	M. G. Mortier	Examineur (Université de Gand,Belgique)
	M. J.F. Vinchant	Examineur (Alcatel Optronics, Nozay)

*A mes parents,  
A Deng Hua...  
A l'avenir*

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

*Je voudrais exprimer ma reconnaissance à Monsieur le Professeur E. Constant, directeur de l'ITEMN, qui me fait l'honneur de présider la commission d'examen.*

*Monsieur le Professeur D. Decoster m'a accueilli au sein de l'équipe "Optoélectronique" qu'il dirige 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 de ses qualités humaines. J'ai été très touché par la confiance qu'il m'a témoignée tout au long de mon travail.*

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

*Je tiens à exprimer mes plus sincères remerciements à 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 remerciements à Monsieur le Professeur R. Rimet du Laboratoire d'Electromagnétisme Microondes et Optoélectronique (LEMO) à Grenoble pour avoir accepté de juger ce travail et d'en être rapporteur.*

*Je remercie vivement Madame N. Devoldere de CNET-Francc Télécom à Lannion, pour l'intérêt qu'elle porte à ce travail en acceptant de participer à ce jury de thèse.*

*Monsieur le Professeur G. Mortier de l'Université de Gand (Belgique) me fait l'honneur de juger ce travail. Je l'en remercie vivement.*

*Je tiens également à remercier Monsieur J.F. Vinchant de Alcatel Optronics à Nozay. Sa participation à ce jury me touche beaucoup.*

*Au cours de ces trois années, nombreuses ont été les personnes qui ont contribué à ce travail et je voudrais leur exprimer ici toute ma sympathie.*

*Tout d'abord Monsieur **J.P. Vilcot**, ses qualités humaines et scientifiques sont bien connues au laboratoire et je tiens à l'assurer de ma sincère et amicale reconnaissance.*

*Je remercie également Monsieur **Régis Hamelin** pour sa contribution importante dans l'intégration monolithique du laser-guide.*

*Mes remerciements vont également à Monsieur. **J.P. Dehorter** qui a assuré avec soin la reproduction de ce manuscrit.*

*Je salue également tous les membres de l'équipe Opto (actuels et passés) pour leurs conseils et soutien: **V. Magnin, J.P. Gouy, S. Maricot, F. Journet, I. Cayrefourcq, J. Van de Castele, S. Mezzourt, W. Tchana, C. Sion, H. Elbekkay, F. Jorge, M. Fendler, .....***

*Bien sûr, je ne peux citer, en ces quelques lignes tout ceux que j'ai croisé et qui m'ont accordé un peu de leur temps ou fait partager leurs connaissances. Ces remerciements sont aussi pour eux.*

## TABLE DES MATIERES

<b>Introduction générale</b>	1
<b>Chapitre I : Introduction à la méthode des faisceaux propagés</b>	5
<b>I-1: Introduction</b>	6
<b>I-2: Equations vectorielles de propagation des ondes optiques</b>	7
<b>I-3: Principe de la méthode des faisceaux propagés (Beam Propagation Method, BPM)</b>	9
I-3.1: Concepts généraux	9
I-3.2: Formulation mathématique de la BPM	10
<b>I-4: Principe de la BPM à Transformée de Fourier rapide (FFT)</b>	12
I-4.1: Intérêt de la transformée de Fourier	12
I-4.2: Principe de la BPM-FFT	13
<b>I-5: Principe de la BPM aux différences finies à 2 dimensions (BPM-FD-2D)</b>	15
I-5.1: Formulation mathématique	15
I-5.2: Analyse de la stabilité d'algorithme	16
<b>I-6: Comparaison entre la BPM-FFT et la BPM-FD</b>	17
<b>I-7: Amélioration de la BPM-FD-2D</b>	20
I-7.1: Amélioration de BPM-FD-2D par schéma de Douglas	20
I-7.2: Introduction de l'approximation de Padé	22
<b>I-8: Méthode standard pour la BPM à 3 dimensions</b>	25
I-8.1: La méthode explicite	25
I-8.2: La méthode de la série de Taylor	27
<b>I-9: Les conditions aux limites transparentes</b>	28
<b>I-10: Calcul du flux d'énergie pour des faisceaux quelconques</b>	31
<b>I-11: Conclusion de la chapitre</b>	32
<b>I-12: Références</b>	33
<b>Chapitre II : Nos apport à la méthode des faisceaux propagés</b>	38
<b>II-1: Introduction</b>	39
<b>II-2: Méthode implicite alternée appliquée à la BPM-3D</b>	39
II-2.1: Principe de la méthode implicite alternée	40
II-2.2: Stabilité et erreur numérique	42
<b>II-3: BPM-3D adaptée aux guides courbes</b>	46
II-3.1: Algorithme	47
II-3.2: Résultats numériques	48
<b>II.4: Méthode des faisceaux propagés dans le domaine temporel</b>	54
II.4.1: Description de la méthode	55
II.4.2: Algorithme de calcul	56
II.4.3 Résultats numériques	57

<b>II-5: Conclusion du chapitre II</b>	61
<b>II-6: Références</b>	63
<b>Chapitre III: Etude de la réflexion à l'interface de deux milieux par la méthode des faisceaux propagés</b>	67
<b>III-1: Introduction</b>	68
<b>III-2: Formule de Fresnel pour la réflexion</b>	69
<b>III-3: Etude de la réflexion par BPM</b>	76
III-3.1: Propagation inclinée par BPM	76
III-3.2: Simulation de la réflexion à la frontière entre deux milieux	81
III-3.3: Propagation d'onde dans un guide	88
(a): Réflexion totale à l'interface d'un guide	88
(b): BPM bidirectionnelle (B-BPM)	90
<b>III-4: Etude des couches antiréfléchissantes et de la propagation à travers les structures multicouches</b>	91
III-4.1: Couche antiréfléchissante	92
III-4.2: Structure multicouche	96
<b>III-5: BPM bidirectionnelle améliorée</b>	98
III-5.1: Principe	99
III-5.2: Résultats numériques	100
(a): Comparaison avec la BPM bidirectionnelle classique	100
(b): Application à l'étude d'incidence sur interface non purement perpendiculaire	101
<b>III-6: Intégration monolithique d'un laser semi-conducteur et d'un guide diélectrique</b>	103
III-6.1: Introduction	103
III-6.2: Caractéristiques optiques du laser	104
III-6.3: Choix de la structure: Guide $\text{SiO}_2 / \text{SiO}_2 / \text{SiO}_2$ ou guide $\text{SiO}_2 / \text{Si}_3\text{N}_4 / \text{SiO}_2$ ?	106
III-6.4: Guide en arête ou guide enterré ?	110
III-6.5: Caractérisation	113
(a): Laser semiconducteur	113
(b): Intégration laser-guide plan	115
III-6.6: Conclusion	117
<b>III-7: Références</b>	118
<b>Chapitre IV: Interféromètre de Mach-Zehnder avec guides courbes sur substrat GaAs</b>	121
<b>IV-1: Introduction</b>	122
<b>IV-2: Coupleur directionnel intégré</b>	123
IV.2.1 Caractéristiques optiques des matériaux et structure du coupleur	123
(a): Indice de réfraction des matériaux GaAs et $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$	123
(b): Structure du coupleur directionnel	124
IV.2.2 Analyse numérique du coupleur directionnel intégré	125
(a): Analyse du coupleur directionnel par	

la méthode des indices effectifs	125
(b): Simulation de la propagation dans le coupleur par BPM-FD-2D	127
(c): Analyse de la coupleur par BPM-3D	128
IV.2.3 Les guide courbes à fort confinement latéralement	131
<b>IV.3: Interféromètre intégré de Mach-Zehnder</b>	135
IV.3.1: Choix de l'interféromètre intégré de Mach-Zehnder	135
IV.3.2: Modulation par effet électrooptique	137
<b>IV.4: Analyse numérique des pertes de radiation dûes à la rugueuses des interfaces</b>	139
IV.4.1: Modèle numérique de la rugosité	140
IV.4.2: Calcul numérique et comparaison	142
(a): Pertes dûes à la dispersion dans un guide plan à interfaces rugueuses	142
(b): Pertes dûes à la dispersion dans un micromiroir rugueux intégré à 45°	143
<b>IV.5: Conclusion du chapitre IV</b>	145
<b>IV-6: Références</b>	146
<b>Conclusion générale</b>	150
<b>Annexe: Publications et communications</b>	

# **INTRODUCTION GENERALE**



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. 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 et les composants optoélectroniques ont envahi les réseaux de télécommunication. En 1988, une liaison sous-marine par fibre reliait les Etats-Unis à l'Europe (Roos I., 1992). Actuellement, la fibre optique s'utilise pour les transmissions à longue distance et haut débit dans les réseaux de télécommunication. La prochaine étape est l'introduction des réseaux locaux qui vont connecter les clients individuels et les prestataires de services (Mikl. T., 1991). Le défi principal est l'utilisation des systèmes de multiplexage en longueur d'onde (WDM) afin de construire des réseaux flexibles et transparents utilisant les capacités de routage par longueur d'onde (Hill. G.R., 1993). Cette révolution dans les systèmes de télécommunication n'a pu se faire que grâce à la mise au point de composants opto-électroniques performants, allant des sources lasers aux photodétecteurs et photorécepteurs, en passant par des composants intermédiaires tels que modulateurs, commutateurs, coupleurs, séparateurs, filtres, etc. Dans ce contexte, la mise au point de Circuits Intégrés Photoniques et Optoélectroniques est apparue primordiale. Plus précisément, il s'agit de circuits optiques intégrant plusieurs composants en vue d'effectuer une opération donnée. On parle également d'Optique Intégrée lorsqu'il n'y a pas de composant électrique sur le circuit. L'élément de base de l'optique intégrée et du circuit photonique est le guide optique. Sa fonction principale est de transmettre la lumière d'un endroit à un autre du circuit intégré, suivant un chemin qui n'est pas forcément droit. Il peut être l'intermédiaire entre la fibre et un composant optique ou optoélectronique. Depuis quelques années, on assiste à un grand développement des circuits optiques passifs (Grant. M.F., 1994, Kawachi. M., 1996, Li. Y.P., 1996) et des composants actifs de monolithiques (Aboudou. A., 1992, Moerman. I., 1994 ). Parallèlement, les méthodes d'analyse des structures à guide d'onde deviennent plus puissantes afin de tester et d'optimiser les circuits intégrés photoniques. Surtout, la conception assistée par ordinateur ("Computer Aided Design" ou CAD) est de plus en plus fréquemment utilisée pour concevoir les circuits photoniques et les composants optoélectroniques.

Dans ce contexte, il y a un développement des méthodes numériques et analytiques qui sont cruciales pour concevoir les guides : Méthode Spectrale (Paul. W.A., 1990), Méthode des Indices Effectifs ( Chiang. K.S., 1991), Méthode des Lignes (Rogge. U., 1990), Méthode des

Eléments Finis (Rahman. B.M.A, 1984), méthode des Différences Finies (Stern. M.S., 1988), méthode par Transformée de Fourier rapide (Berry. G.M., 1996), et enfin méthode des faisceaux propagés (Chung. Y., 1990).

Notre travail s'inscrit dans le cadre des circuits photoniques. Plus précisément, nous avons étudié des outils numériques de conception assistée par ordinateur fondés sur la méthode des faisceaux propagés, ainsi que leurs applications dans les circuits intégrés photoniques et optoélectroniques. Les outils numériques devront surtout être adaptés aux ordinateurs personnels (PC) dont la mémoire et la vitesse de calcul sont en constante augmentation.

Le premier chapitre décrit, à travers un état de l'art et un rappel historique, le principe de la méthode des faisceaux propagés (BPM), et se poursuit par la déduction des formules et algorithmes correspondants, l'analyse de la précision, de la stabilité et du temps de calcul.

Nous présentons, au deuxième chapitre, nos apports à la méthode des faisceaux propagés. D'abord, nous décrivons le nouvel algorithme de méthode des faisceaux propagés vectorielle et tridimensionnelle fondé sur la méthode implicite à direction alternée. Ensuite, cet algorithme est utilisé pour simuler la propagation dans les guides courbes et droits. En fin de ce chapitre, figure notre apport à la méthode des faisceaux propagés temporelle.

Au chapitre III, nous montrons comment traiter la réflexion d'un faisceau à la frontière séparant deux milieux avec les méthodes des faisceaux propagés fondée sur les différences finies (BPM-FD) ou sur la transformée de Fourier (BPM-FFT) et nous abordons le cas des réflexions frontales avec la BPM bidirectionnelle (BPM-B). La suite du chapitre est consacrée à l'étude des réflexions frontales dans les structures multicouches par BPM bidirectionnelle. Nous présentons ensuite une nouvelle méthode améliorée de BPM bidirectionnelle pour simuler la réflexion des ondes optiques dans le cas des interfaces non purement perpendiculaires ou parallèles à la direction de propagation du faisceau. Nous terminons par l'étude de l'intégration monolithique d'un laser semiconducteur et d'un guide diélectrique.

Enfin, au chapitre IV, nous étudions un interféromètre intégré de Mach-Zehnder sur substrat GaAs destiné aux systèmes de multiplexage par longueur d'onde. L'élément remarquable de cet interféromètre est un guide courbe de rayon faible dont le fort confinement latéral diminue les pertes d'énergie pendant la propagation. De plus nous avons modélisé l'effet électrooptique permettant d'influer sur le déphasage existant entre les deux branches du composant. La fin du chapitre 4 est dédiée à la modélisation numérique de l'effet des rugosités des interfaces. Ce problème délicat est abordé avec succès dans le cadre de la méthode des faisceaux propagés. Sont ainsi analysées les pertes d'énergie optique par réflexion et radiation.

## Références

1. Aboudou. A., Goutain. E., Vilcot. J.P., François. M., Joannes. L., Decoster. D., "Monolithic integration of GaAs MSM photodetector and SiO<sub>2</sub> / Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> dielectric optical waveguide", Electron. Lett., Vol.28, pp.52-53, 1992.
2. Berry. G.M., et al, "Exact and variation Fourier transform methods for analysis of multilayered planar waveguides", IEE. Proc. -Optoelectron., Vol. 142, pp. 66-75, 1996.
3. Chiang. K.S., "Performance of the effective-index method for the analysis of dielectric waveguides", Opt. Lett., Vol. 16, pp.714-716, 1991.
4. Chung. Y., et al., "An assessment of finite difference beam propagation method", IEEE. J.Q.E., Vol., 26, pp. 1335-1339, 1990.
5. Hansen. P.B., et al, "InGaAsP monolithic extened-cavity lasers with integrated saturable absorbers for active, passive, and hybrid mode locking at 8.6 GHz", Appl. Phys. Lett., Vol.62, pp.1445-1447, 1993.
6. Hill. G.R., et al, "A transport Network Layer Based on Optical Network Elements", IEEE. J. Lightwave Tech., Vol. 11, pp.667-678, 1993.
7. Li. Y.P., Henry. C.H., "Silica-based optical integrated circuits", IEE. Proc. -Optoelectron., Vol.143, pp263-280, 1996.
8. Mawchi. M., "Recent progress in silica-based planar light wave circuits on silicon", IEE. Proc. -Optoelectron., Vol.143, pp.257-262, 1996.
9. Miki. T., "Fiber-Optic subscriber networks and system development ", IEICE. Trans., E-74, pp.93-100, 1991.
10. Moerman. I., et al., "Monolithic integration of a spot-size transformer with a planar buried heterostructure InGaAsP/InP laser using shadow-masked growth technique", IEEE. Phot. Tech. Lett., pp.888-890, 1994.
11. Paul. W.A., et al "Spectral index method for polarized modes in semiconductor rib waveguides", IEEE. J. Lightwave Tech., Vol. 8, pp.113-117, 1990.
12. Rahman. B.M.A., et al "Finite-element solution for integrated optical waveguides", J. Lightwave Tech., Vol. 2, pp.682-687, 1984.
13. Rogge. U., et al, Method of lines for the analysis of strip-loaded optical waveguides", J. Opt. Soc. Am. B., Vol. 8, pp.459-463, 1991.
14. Ross. I.M., "Telecommunications in the area of photonics", Solid State Technology, pp. 36-43, April, 1992.
15. Stern. M.S., "Semivectorial polarised finite difference method for optical waveguide with arbitrary index profiles", IEE. Proc. -Optoelectron., Vol. 135, pp. 56-63, 1988.
- 16.

## **Chapitre I**

### **Introduction à la méthode des faisceaux propagés**

## I-1: Introduction

Historiquement, c'est la BPM-FFT (Fast Fourier Transformation Beam Propagation Method) qui fut développée la première (M.D. Feit and J.A. Fleck, 1980). 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  $\Delta z$ . Ensuite, les ondes planes sont sommées pour former le champ en  $z+\Delta z$ , auquel est appliqué une correction qui tient compte de la distribution d'indice de réfraction sur la structure. Cette technique a permis, entre autres, d'étudier la propagation guidée dans les fibres optiques multimodes et dans des structures absorbantes (M.D. Feit, 1981). La BPM-FFT est adaptée à l'étude des pertes par radiation dans les composants tels que les transitions, les jonctions Y (R. Baets, 1982), les guides courbes (R. Baets, 1983), les modulateurs électro-optiques (P. Danilsen, 1984), les intersections entre guides (A. Neyer, 1985). Cette simulation a été étendue par la suite de façon à modéliser les réflexions frontales (P. Kacsmarski, 1988; G.H. Jin, 1995) et même à des études ne prenant pas en compte l'approximation paraxiale (P. Kacsmarski, 1991, J. Yamauchi et al, 1995).

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

Depuis le début des années 90, l'utilisation des différences finies a été proposée et parallèlement, de nouvelles approches de la BPM sont apparues. Les premières résolvent l'équation de propagation à l'aide du schéma des différences finies à l'ordre 2 (Y. Chung, 1990) et à l'ordre 4 (L.Z. Sun, 1993; J. Yamauchi 1995), d'autres considèrent de nouvelles résolutions en exprimant le champ électrique en fonction 'd'opérateurs séparés', toujours dans le cadre de l'approximation paraxiale (D. Yevick & B. Hermanson, 1989; S. Helfert, 1995), d'autres enfin abandonnent cette dernière (D. Yevick & M. Glasner., 1989; Y. Tsuji, 1996) pour étudier les guides à fort confinement ou les guides à variations longitudinales importantes. Les efforts permettent à la fois de résoudre directement l'équation de Helmholtz (R. Ratowsky, 1992; H.E. Hernandez-Figeroa, 1994) et de simuler les réflexions, la diffraction et les modes radiants (J. Gerdes.; 1991; R. Baets, 1993).

Les intentions les plus récentes sont de résoudre l'équation vectorielle de Fresnel ou de Helmholtz à deux dimensions (F. Xiang, 1994; P.L. Liu, 1993) et à 3 dimensions (W.P. Huang,

1993; P.C. Lee 1994; C.L. Xu, 1994; F. Ma, 1996), ainsi que de chercher des algorithmes plus rapides et plus stables pour la BPM 3D vectorielle (I. Mansour, 1996; S.M. Lee, 1996).

Chaque méthode peut être traitée,  $z$  étant à chaque pas la direction privilégiée de propagation, 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 étude que nous avons faite montre que la distribution d'énergie optique au cours de la propagation, obtenue en simulant le couplage entre deux guides parallèles ou bien une jonction Y, est identique dans le cas de la BPM-2D ou 3D. Par conséquent, dans la plupart des cas où le confinement latéral du guide est faible, aucune erreur majeure dans la conception des circuits optiques intégrés ne sera introduite si l'on utilise la BPM-2D (M. Munowitz, 1993).

Ce chapitre est consacré à la description des outils de modélisation nécessaires à l'étude des circuits photoniques.

Partant des équations de MAXWELL, nous déduisons les équations d'onde vectorielles dans un milieu diélectrique, ainsi que les équations d'onde scalaires. Puis, nous présentons deux méthodes des faisceaux propagés (la BPM-FD-2D et la BPM-FFT-2D) qui permettent l'étude de la propagation d'ondes optiques dans l'espace ainsi que dans les guides à géométrie variable. Ensuite, l'accent sera porté sur deux méthodes spéciales permettant d'améliorer la BPM-FD-2D, l'une, diminuant nettement l'erreur numérique due aux différences finies, l'autre, limitant les conséquences de l'approximation paraxiale de façon à traiter correctement les propagations fortement inclinées.

Finalement, nous abordons le problème des conditions aux limites avec la possibilité de les rendre transparentes, ce qui sera très important pour réduire la fenêtre de simulation.

## **I-2: Equations vectorielles de propagation des ondes optiques**

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:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(\mathbf{r},t) = -\frac{\partial \vec{B}(\mathbf{r},t)}{\partial t} \quad (\text{I-1})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(\mathbf{r},t) = \frac{\partial \vec{D}(\mathbf{r},t)}{\partial t} + \vec{J}(\mathbf{r},t) \quad (\text{I-2})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D}(\mathbf{r},t) = \rho(\mathbf{r},t) \quad (\text{I-3})$$

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

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

La perméabilité magnétique  $\mu(r)$  et la permittivité  $\varepsilon(r)$  du milieu relie champs et inductions:

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

$$\vec{D}(r,t) = \varepsilon(r)\vec{E}(r,t) \quad (I-5b)$$

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

Afin de simplifier la résolution 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  $\omega$  qui se propage dans le milieu. La dépendance temporelle des champs est en  $\exp(j\omega t)$  et les équations de MAXWELL deviennent:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(r) = -j\omega\mu_0\vec{H}(r) \quad (I-6)$$

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

$$\vec{\nabla} \cdot (\varepsilon(r)\vec{E}(r)) = 0 \quad (I-8)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H}(r) = 0 \quad (I-9)$$

avec,

$$\varepsilon(r) = \varepsilon_0\varepsilon_r(r) \quad (I-10)$$

Les équations(6-10) peuvent se réécrire en séparant les champs électrique et magnétique.

De la règle suivante:

$$\vec{A} \times (\vec{B} \times \vec{C}) = \vec{B}(\vec{A} \cdot \vec{C}) - \vec{C}(\vec{A} \cdot \vec{B}) \quad (I-11)$$

l'opération  $\vec{\nabla} \times$  à l'équation (I-6) nous donne:

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

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

Des équations (7) et (8), on tire

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

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

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

d'où:

$$\Delta\vec{E}(r) + \vec{\nabla}\left(\frac{\vec{\nabla}\varepsilon_r(r)}{\varepsilon_r(r)} \cdot \vec{E}(r)\right) + k_0^2\varepsilon_r(r)\vec{E}(r) = 0 \quad (\text{I-12a})$$

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

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

$$\Delta\vec{H}(r) + \frac{\vec{\nabla}\varepsilon_r(r)}{\varepsilon_r(r)} \times (\vec{\nabla} \times \vec{H}(r)) + k_0^2\varepsilon_r(r)\vec{H}(r) = 0 \quad (\text{I-12b})$$

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

$$k_0 = \sqrt{\omega^2\varepsilon_0\mu_0} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad (\text{I-12c})$$

Considérant la variation d'indice de réfraction faible selon la direction de propagation  $z$ , on néglige les termes :

$$\nabla_z\varepsilon_r(r) \approx 0; \nabla_z\varepsilon_r(r) \cdot \vec{E}(r) \approx 0 \quad (\text{I-13a})$$

$$\nabla_z\varepsilon_r(r) \approx 0; \nabla_z\varepsilon_r(r) \cdot \nabla_z\vec{H}(r) \approx 0 \quad (\text{I-13b})$$

et les équations vectorielles (I-13a) et (I-13b) deviennent pour les champs transversaux:

$$\Delta E_t(r) + \nabla_t\left(\frac{\nabla_t\varepsilon_r(r)}{\varepsilon_r(r)} \cdot E_t(r)\right) + k_0^2\varepsilon_r(r)E_t(r) = 0 \quad (\text{I-14a})$$

$$\Delta H_t(r) - \frac{\nabla_{t'}\varepsilon_r(r)}{\varepsilon_r(r)}[\nabla_{t'}H_t(r) - \nabla_t H_{t'}(r)] + k_0^2\varepsilon_r(r)H_t(r) = 0, t' \perp t \quad (\text{I-14b})$$

Le sous-indice  $t$  et  $t'$  représentent ici les directions transversales à la direction de propagation.

### **I-3: Principe de la méthode des faisceaux propagés (Beam Propagation Method, BPM)**

#### **I-3.1 Concepts généraux**

Il s'agit d'une méthode qui, à partir d'un champ électromagnétique incident permet de calculer le champ à l'intérieur d'une structure, aussi complexe soit-elle. Ce calcul est effectué en divisant la structure en 'tranches' espacées de  $\Delta z$  et en résolvant les équations de propagation



dans chaque tranche  $j+1$  à partir du champ connu en  $j$ . En toute rigueur, les équations de propagation à résoudre sont celles vectorielles citées en deuxième partie de ce chapitre, mais, en pratique, étant donnée la complexité de ces équations, on admet certaines approximations. 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 BPM-FFT lorsqu'on utilise la transformée de Fourier rapide pour résoudre les équations, de BPM-FD pour les modèles utilisant les différences finies, ou de Wide Angle-BPM pour les BPM qui ne sont pas limitées par l'approximation paraxiale,...

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. On supposera donc que si un faisceau polarisé entre dans un guide optique, il restera polarisé dans la même direction tout au long de la propagation. 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 selon un mode quasi-TM ou quasi-TE proche de modes TM ou TE dans les guides plans.

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.

### **I-3.2 Formulation mathématique de la BPM**

Les équations de propagation que l'on résout dans une méthode des faisceaux propagés sont déduites des équations d'onde vectorielles (I-14a,14b). Nous négligeons le couplage entre les différentes composantes du champ électrique, l'équation de propagation a donc la forme suivante:

$$\bar{\Delta}_{x,y,z} E(x, y, z) + k_0^2 \cdot n^2(x, y, z) \cdot E(x, y, z) = 0 \quad (\text{I-18})$$

avec,

$$\bar{\Delta}_{x,y,z} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{n^2(x,y)} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \right) n^2(x,y) + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad \text{pour } E_x \quad (\text{I-18a})$$

$$\bar{\Delta}_{x,y,z} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{1}{n^2(x,y)} \cdot \frac{\partial}{\partial y} \right) n^2(x,y) + \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad \text{pour } E_y \quad (\text{I-18b})$$

si l'on considère le cas d'une onde transverse électrique, et

$$\bar{\Delta}_{x,y,z} = n^2(x,y) \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{n^2(x,y)} \frac{\partial}{\partial x} \right) + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad \text{pour } H_y \quad (\text{I-18c})$$

$$\bar{\Delta}_{x,y,z} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + n^2(x,y) \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{1}{n^2(x,y)} \frac{\partial}{\partial y} \right) + \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad \text{pour } H_x \quad (\text{I-18d})$$

si l'on considère le cas d'une onde transverse magnétique, et

$$\bar{\Delta}_{x,y,z} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad (\text{I-18e})$$

si l'on considère une onde transverse sous l'approximation scalaire.

En admettant une solution du type,

$$E_i(x, y, z) = \Psi(x, y, z) \cdot e^{-i\beta z}, \quad i = x, y \quad (\text{I-19})$$

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

$$\left| \frac{\partial^2 \Psi(x, y, z)}{\partial z^2} \right| \ll \left| 2i\beta \cdot \frac{\partial \Psi(x, y, z)}{\partial z} \right| \quad (\text{I-20})$$

l'équation du champ prend la forme suivante,

$$\bar{\Delta}_{x,y} \Psi(x, y, z) - 2i\beta \cdot \frac{\partial \Psi(x, y, z)}{\partial z} + (k_0^2 \cdot n^2(x, y, z) - \beta^2) \Psi(x, y, z) = 0 \quad (\text{I-21})$$

où  $\beta$  est la constante de propagation.

Cette équation bien connue est appelée équation de Fresnel.

Si nous présentons cette équation sous forme discrète, nous obtenons :

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

$$\text{avec } l = 1, 2, \dots, L; m = 1, 2, \dots, M; n = 1, 2, \dots, N \quad (\text{I-22})$$

ou bien

$$2i\beta \cdot \frac{\Psi(x_l, y_m, z_{n+1}) - \Psi(x_l, y_m, z_n)}{z_{n+1} - z_n} = \bar{\Delta}_{x,y} \Psi(x_l, y_m, z_n) + (k_0^2 \cdot n^2(x_l, y_m, z_n) - \beta^2) \Psi(x_l, y_m, z_n) \quad (\text{I-23})$$

$$l = 1, 2, \dots, L; m = 1, 2, \dots, M; n = 1, 2, \dots, N$$

Nous pouvons ainsi calculer le champ en "n+1" à partir du champ connu en "n" et le principe de ce calcul explique le nom de la méthode.

## I-4: Principe de la BPM à transformée de Fourier rapide (BPM-FFT)

### I-4.1 Intérêt de la Transformée de Fourier

La transformée de Fourier est la méthode qui relie une fonction dans l'espace réel à sa transformée dans le domaine spectral; elle est caractérisée par :

$$F(\mu) = \int f(x) e^{i\mu x} dx \quad f(x) = \int F(\mu) e^{-i\mu x} d\mu \quad (\text{I-24a})$$

$$\frac{df(x)}{dx} = \int -i\mu F(\mu) e^{-i\mu x} d\mu \quad (\text{I-24b})$$

$$\frac{d^2f(x)}{dx^2} = \int -\mu^2 F(\mu) e^{-i\mu x} d\mu \quad (\text{I-24c})$$

soit, sous forme discrète,

$$f(x_l) = \sum_{\mu_m} F(\mu_m) e^{-i\mu_m x_l} \quad (\text{I-25a})$$

$$\frac{d^2f(x_l)}{dx^2} = \sum_{\mu_m} -\mu_m^2 F(\mu_m) e^{-i\mu_m x_l} \quad (\text{I-25b})$$

avec  $\mu_m = m\mu_0$ ,  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm M$ ,  $l = 0, 1, \dots, L$

Elle peut donc permettre de linéariser le laplacien  $\Delta_{x,y} \Psi(x_l, y_m, z_n)$ . Pour un cas à deux dimensions, en utilisant la transformée de Fourier discrète

$$\Psi(x_l, y_m, z_n) = \sum_{\mu_h, \eta_j} \Psi_F(\mu_h, \eta_j, z_n) e^{-i(\mu_h x_l + \eta_j y_m)} \quad (\text{I-26a})$$

$$l = 1, 2, \dots, N, m = 1, 2, \dots, M$$

on a :

$$\Delta_{x,y} \Psi(x_l, y_m, z_n) = \sum_{\mu_h, \eta_j} \left[ -(\mu_h^2 + \eta_j^2) \right] \Psi_F(\mu_h, \eta_j, z_n) e^{-i(\mu_h x_l + \eta_j y_m)} \quad (\text{I-26b})$$

$$l = 1, 2, \dots, L, m = 1, 2, \dots, M$$

Dans ce cadre, résoudre les équations (I-21,23) revient à appliquer la transformée de Fourier aux termes  $\{\Psi(x_l, y_m, z_n)\}$ .

#### I-4.2 Principe de la BPM-FFT

Mettons l'équation de Fresnel à deux dimensions sous la forme suivante :

$$\frac{\partial \Psi(x, z)}{\partial z} = \left( \hat{A} + \hat{B} \right) \Psi(x, z) \quad \text{mode-TE} \quad (\text{I-27a})$$

avec

$$\hat{A} = -\frac{i}{2\beta} \frac{\partial^2}{\partial x^2}, \quad \hat{B} = -\frac{i}{2\beta} \left( k_0^2 \varepsilon(x, z) - \beta^2 \right)$$

$\hat{A}$ ,  $\hat{B}$  sont des opérateurs.

On peut en déduire la solution formelle suivante

$$\frac{\partial \Psi(x, z)}{\Psi} = \left( \hat{A} + \hat{B} \right) dz$$

soit

$$\Psi(x, z + dz) = e^{\left( \hat{A} + \hat{B} \right) dz} \times \Psi(x, z) \quad (\text{I-27b})$$

où  $\times$  indique l'application des opérateurs,

et sa forme discrète

$$\Psi(x_l, z_n + \delta z) = e^{\left( \hat{A} \delta z + \hat{B} \delta z \right)} \times \Psi(x_l, z_n) \quad (\text{I-27c})$$

avec,

$$\hat{A} = -\frac{i}{2\beta} \frac{\partial^2}{\partial x^2}, \quad \hat{B} = -\frac{i}{2\beta} \left( k_0^2 \cdot \varepsilon(x_l, z_n + \delta z / 2) - \beta^2 \right) \quad (\text{I-27d})$$

$$(l = 1, 2, \dots, L \quad n = 1, 2, \dots, N)$$

Nous allons maintenant montrer comment on utilise la FFT pour résoudre cette équation. On suppose que le champ s'exprime par  $\Psi(x_l, z_n)$ ,  $l = 1, 2, \dots, L$ ,  $n = 1, 2, \dots, N$ .

Posons d'abord :

$$\Phi(x_l, z_n) = \exp\left( \hat{B} dz \right) \Psi(x_l, z_n) \quad (\text{I-28})$$

$$l = 1, 2, \dots, L; n = 1, 2, \dots, N$$

puis, en appliquant la transformée de Fourier à  $\Phi(x_l, z_n)$ ,

$$\Phi_F(\mu_h, z_n) = \sum_l \Phi(x_l, z_n) e^{i\mu_h x_l} \quad (\text{I-29})$$

$$h, l = 1, 2, \dots, L; n = 1, 2, \dots, N$$

c'est à dire que

$$\Phi(x_l, z_n) = \sum_h \Phi_F(\mu_h, z_n) e^{-i\mu_h x_l} \quad (\text{I-30})$$

et

$$\begin{aligned} e^{\left(\hat{A}\delta z\right)} \times \Phi(x_l, z_n) &= \sum_h e^{\left(\hat{A}\delta z\right)} \left\{ \Phi_F(\mu_h, z_n) e^{-i\mu_h x_l} \right\} \\ &= \sum_h \exp\left(\frac{-i\delta z}{2\beta} \cdot \frac{\partial^2}{\partial^2 x}\right) \times \Phi_F(\mu_h, z_n) e^{-i\mu_h x_l} \\ &= \sum_h \exp\left(\frac{-i\delta z}{2\beta} \mu_h^2\right) \cdot \Phi_F(\mu_h, z_n) e^{-i\mu_h x_l} \end{aligned} \quad (\text{I-31})$$

$$h = 1, 2, \dots, L; n = 1, 2, \dots, N$$

Ce qui donne :

$$\begin{aligned} \Psi(x_l, z_n + \delta z) &= \exp\left(\delta z \left(\hat{A} + \hat{B}\right)\right) \Psi(x_l, z_n) \\ &= \sum_h \exp\left(\frac{-i\delta z}{2\beta} \mu_h^2\right) \Phi_F(\mu_h, z_n) e^{-i\mu_h x_l} \end{aligned} \quad (\text{I-32})$$

$$h, l = 1, 2, \dots, L; n = 1, 2, \dots, N$$

Ainsi, par ce procédé, connaissant le champ optique au pas  $z_n$ , on peut le calculer au pas  $z_n + \delta z$  en tenant compte des modifications du milieu de propagation. Cependant, quelques remarques sont nécessaires :

1) L'utilisation de la FFT demande que le nombre de points selon  $x$  soit une puissance de 2,

$$\delta x = W_x / L \quad \text{avec} \quad L = 2^k, k = 1, 2, \dots, K$$

2) De plus,  $\delta z$  doit être suffisamment petit pour qu'on puisse négliger les termes d'ordre trois ( $\delta z^3$ ).

3) Enfin, la FFT permet de simuler la propagation de modes TE ou quasi-TE. Pour le cas des modes TM ou quasi-TM, on ne peut pas simplement remplacer l'opérateur suivant par des multiplications après FFT :

$$\bar{\Delta}_{y,z} = n^2(x, y) \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{1}{n^2(x, y)} \frac{\partial}{\partial y} \right) + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

Ceci reste problématique.

## I-5: Principe de la BPM aux différences finies à 2 dimensions (BPM-FD-2D)

### I-5.1 Formulation mathématique

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 que les premières dérivées de la fonction  $f(x)$  peuvent s'écrire :

$$\frac{df(x)}{dx} = \frac{f(x - \Delta x) - f(x + \Delta x)}{2\Delta x} + O(\Delta x^2) \quad (\text{I-33})$$

$$\frac{d^2f(x)}{dx^2} = \frac{f(x - \Delta x) + f(x + \Delta x) - 2f(x)}{\Delta x^2} + O(\Delta x^2) \quad (\text{I-34})$$

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

Partant des équations (I-22), (I-33, 34), on peut écrire en détail les équations d'onde des modes TE et TM (W.P. Huang, 1992, M.S. Stern, 1988) :

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

$l = 1, \dots, L; n = 1, \dots, N$  mode-quasi TE (I-35a)

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

$l = 1, \dots, L, n = 1, \dots, N$  mode-quasi TM (I-35b)

où

$$T_{l\pm 1} = \frac{2n^2(x_{l\pm 1}, z_n)}{n^2(x_{l\pm 1}, z_n) + n^2(x_l, z_n)} \quad (\text{I-35c})$$

$$R_{l\pm 1} = T_{l\pm 1} - 1 \quad (\text{I-35d})$$

Ici,  $R$  et  $T$  sont respectivement les coefficients de réflexion et de transmission à l'interface interne d'un guide.

On exprime le champ en  $z_n + \delta z$ , en fonction de celui en  $z_n$ , en intégrant l'équation (I-35) et en calculant les intégrales des membres de droite selon la méthode des trapèzes. Ainsi, l'équation (I-35) devient :

$$-a'E_{i-1}(z + \Delta z) + b_i E_i(z + \Delta z) - aE_{i+1}(z + \Delta z) = a'E_{i-1}(z) + c_i E_i(z) + aE_{i+1}(z) \quad \dots \quad (I-36a)$$

avec  $a = a' = \frac{\Delta z}{2\Delta x^2}$ ,

$$b_i = 2a - \frac{\Delta z}{2} k_0^2 (n_i^2(z + \Delta z) - n_0^2) + 2jk_0 n_0;$$

$$c_i = -2a + \frac{\Delta z}{2} k_0^2 (n_i^2(z) - n_0^2) + 2jk_0 n_0 \quad \text{mode quasi TE}$$

$$a = \frac{\Delta z}{2\Delta x^2} T_{i+1}, \quad a' = \frac{\Delta z}{2\Delta x^2} T_{i-1},$$

$$b_i = \frac{\Delta z}{2\Delta x^2} (2 - R_{i+1} + R_{i-1}) - \frac{\Delta z}{2} k_0^2 (n_i^2(z + \Delta z) - n_0^2) + 2jk_0 n_0;$$

$$c_i = -\frac{\Delta z}{2\Delta x^2} (2 - R_{i+1} + R_{i-1}) + \frac{\Delta z}{2} k_0^2 (n_i^2(z) - n_0^2) + 2jk_0 n_0$$

mode quasi TM

Cela correspond à un système linéaire dont la matrice est tridiagonale :

$$\begin{pmatrix} b_1 & -a' & 0 & \dots & 0 \\ -a & b_2 & -a' & 0 & \dots \\ 0 & \dots & \dots & \dots & 0 \\ \dots & 0 & -a & b_{L-1} & -a' \\ 0 & \dots & 0 & -a & b_L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1(z + \Delta z) \\ \dots \\ \dots \\ \dots \\ E_L(z + \Delta z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} y_1(z) \\ \dots \\ \dots \\ \dots \\ y_L(z) \end{pmatrix} \quad (I-36b)$$

avec  $y_i(z) = a'E_{i-1}(z) + c_i E_i(z) + aE_{i+1}(z)$  qui est résolu par la méthode du double balayage de Choleski.

### I-5.2 Analyse de la stabilité de l'algorithme

Nous avons étudié la stabilité de l'algorithme à partir de la méthode de Von Neumann [Smith. G.D]. On remplace d'abord, le terme  $E(x_i, z_n)$  par  $\phi_n \exp(-j\alpha l \Delta x)$  dans l'équation (I-36a), puis on calcule le facteur d'amplification de l'algorithme :

$$g = E(x_i, z_{n+1})/E(x_i, z_n),$$

Ce qui donne :

$$g_{TE} = \frac{1 + j\left[\frac{\Delta z}{2k_0 n_0 \Delta x^2} (1 - \cos(\alpha \Delta x)) - \frac{\Delta z}{4k_0 n_0} k_0^2 (n^2(x_1) - n_0^2)\right]}{1 - j\left[\frac{\Delta z}{2k_0 n_0 \Delta x^2} (1 - \cos(\alpha \Delta x)) - \frac{\Delta z}{4k_0 n_0} k_0^2 (n^2(x_1) - n_0^2)\right]} \quad (I-37a)$$

$$g_{TM} = \frac{1 - \frac{\Delta z}{4k_0 n_0 \Delta x^2} p_1 - j \frac{\Delta z}{2k_0 n_0} q_1}{1 + \frac{\Delta z}{4k_0 n_0 \Delta x^2} p_1 + j \frac{\Delta z}{2k_0 n_0} q_1} \quad (I-37b)$$

avec,

$$p_1 = (T_{l+1} - T_{l-1}) \sin(\alpha \Delta x)$$

$$q_1 = k_0^2 (n^2(x_1) - n_0^2) - \frac{4}{\Delta x^2} \left[1 - \frac{1}{2} (T_{l+1} + T_{l-1}) \cos^2(\alpha \Delta x / 2)\right]$$

Comme  $|g_{TE}|$  est égal à 1 et  $|g_{TM}|$  est généralement inférieur à 1, l'algorithme est extrêmement stable. Toutefois, la stabilité n'est une condition suffisante pour la parfaite conservation de l'énergie optique au cours de la propagation que dans le cas où le facteur d'amplification est égal à 1. L'algorithme (I-36) est donc stable pour tous les modes, et ne conserve parfaitement l'énergie optique que pour le mode TE. La dissipation numérique de puissance pour le mode TM a déjà été étudiée [W.P. Huang, 1992]; les résultats ont montré que la dissipation de puissance est négligeable dès lors que l'échantillonnage en x et z est correctement choisi.

## I-6: Comparaison entre la BPM-FFT et la BPM-FD

Depuis quelques années, la BPM devient une méthode efficace pour simuler les composants et les circuits optiques intégrés. Néanmoins, il est important de connaître les avantages et désavantages des différentes méthodes afin de bien adapter la méthode à la structure à simuler. Nous allons donc faire une brève comparaison entre la BPM-FD et la BPM-FFT. Afin de 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 au 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.



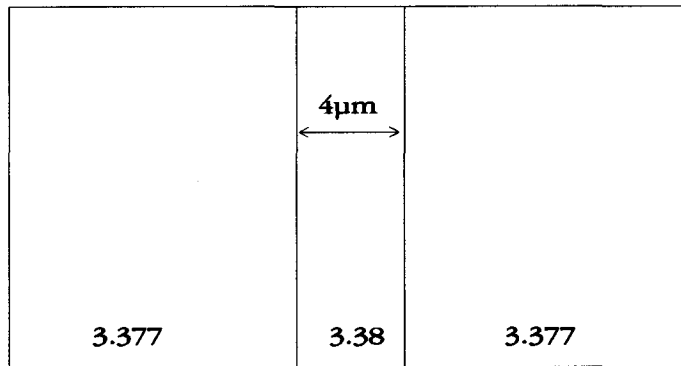


Fig. I-6.1 : Structure de guide considérée pour la vérification de la méthode

L'intégrale de recouvrement, exprimée en décibel, est définie par :

$$L_p(\text{dB}) = -10 \log \left[ \frac{\left| \int E_1(x) E_2^*(x) dx \right|^2}{\int E_1(x) E_1^*(x) dx \int E_2(x) E_2^*(x) dx} \right] \quad (\text{I-38})$$

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

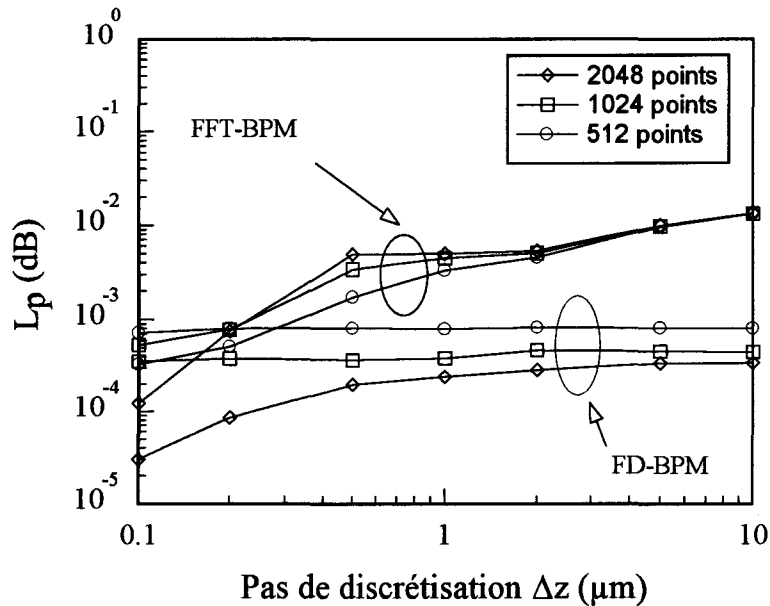


Fig. I-6.2: Evolution de l'intégrale de recouvrement entre le champ initial et le champ final en fonction des pas de discrétisation  $\Delta x$  et  $\Delta z$  après 1 mm de propagation ( $W_x = 20.48 \mu\text{m}$ )

Le profil d'indice introduit pour cette vérification a été obtenu à partir du guide en arête semiconductor réduit à un guide plan par la méthode des indices effectifs. Il s'agit donc d'un guide symétrique de  $4 \mu\text{m}$  de large formé par les indices de réfraction 3.38 pour le cœur et 3.377 pour la gaine, Fig. I-6.1. Ce guide est monomode à la longueur d'onde  $\lambda_0 = 1.15 \mu\text{m}$ , l'indice effectif de propagation de l'onde  $\text{TE}_0$  est de 3.3789282 et celui de l'onde  $\text{TM}_0$  de 3.3789271. Dans la Fig. I-6.2, nous présentons le bilan de propagation pour les différentes méthodes. Il faut garder en mémoire que la BPM-FFT à l'avantage de nous donner un accès à

ce qui se passe dans l'espace des phases ( $\vec{k}_i$ ), ce qui la rendra particulièrement intéressante dès lors qu'on aura à simuler les réflexions frontales.

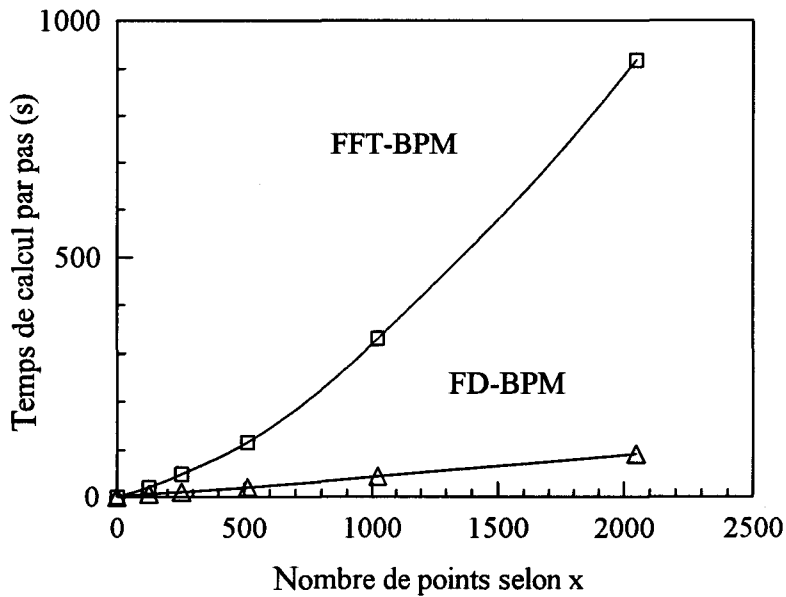


Fig. I-6.3. Temps de calcul par pas de propagation en fonction du nombre de points selon x. (sur PC de type Pentium)

Le temps de calcul étant un des facteurs importants, nous l'avons montré en fonction de la discrétisation dans la Fig. I-6.3. Les figures permettent de constater que l'algorithme de BPM-FD est globalement plus pratique, rapide et exact que celui de BPM-FFT pour simuler les systèmes optiques longs et larges. La BPM-FFT consomme beaucoup de temps à faire les Transformées de Fourier.

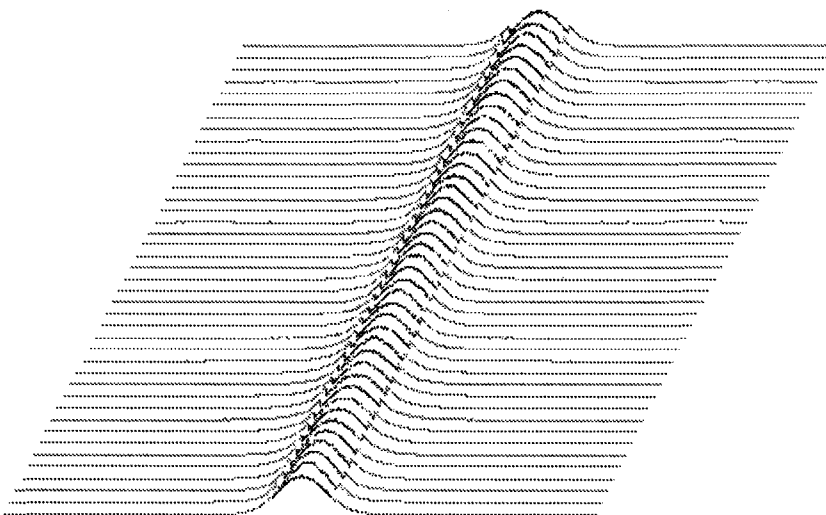


Fig. I-6.4 : Propagation du mode TM<sub>0</sub> dans le guide précédemment défini

En plus, la BPM-FD simule facilement la propagation des modes TM. La Fig. I-6.4 présente la propagation d'un mode TM dans ce guide.

## I-7: Amélioration de la BPM-FD-2D

L'enjeu de cette section est de présenter deux algorithmes permettant d'améliorer la BPM-FD-2D, que nous allons utiliser dans le chapitre suivant. La première méthode porte la précision des différences finies jusqu'à  $O(\Delta x^4)$ . La deuxième utilise l'approximation de Padé afin de diminuer l'erreur numérique dans le cas de la propagation inclinée.

### I-7.1 Amélioration de la BPM-FD-2D par schéma de Douglas

Dans l'approche classique des différences finies, l'erreur due aux différences finies est  $O(\Delta x^2)$ . On peut diminuer cette erreur en introduisant un schéma de Douglas dans la formulation de la méthode, l'erreur sera alors repoussée jusqu'à  $O(\Delta x^4)$ . Le principe de cette nouvelle approche est le suivant [Yamauchi. J, 1995] :

Le développement en série de Taylor s'écrit, pour la dérivée d'ordre deux :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \frac{\delta^2 E}{\Delta x^2} - \frac{1}{12} \frac{\partial^4 E}{\partial x^4} \Delta x^2 + O(\Delta x^4) \quad (\text{I-39a})$$

avec  $\delta^2 E = E_{i+1} - 2E_i + E_{i-1}$ .

Dans l'approche classique, seul, le premier terme de gauche est considéré; l'erreur introduite est  $O(\Delta x^2)$ . Pour augmenter la précision de la méthode, on considère d'abord l'équation de propagation d'onde.

$$\sigma \frac{\partial E}{\partial z} = \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \nu E, \quad (\text{I-39b})$$

soit,

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \sigma \frac{\partial E}{\partial z} - \nu E \quad (\text{I-39c})$$

avec  $\sigma = 2jk_0 n_0$  et  $\nu = k_0^2 (n^2 - n_0^2)$ .

puis on remplace le second terme à gauche de (I-39a) par l'expression (I-39c),

$$\frac{\partial^4 E}{\partial x^4} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left[ \sigma \frac{\partial E}{\partial z} - \nu E \right] \approx \frac{\delta^2}{\Delta x^2} \left[ \sigma \frac{\partial E}{\partial z} - \nu E \right] - O(\Delta x^2) \quad (\text{I-40})$$

On remplace enfin cette expression dans (I-39a), on obtient :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \frac{\delta^2 E}{\Delta x^2} - \frac{1}{12} \frac{\delta^2}{\Delta x^2} \left[ \sigma \frac{\partial E}{\partial z} - \nu E \right] \Delta x^2 + O(\Delta x^4) \quad (\text{I-41a})$$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \frac{E_{i+1}(1 - v_{i+1}\Delta x^2 / 12) - 2E_i(1 - v_i\Delta x^2 / 12) + E_{i-1}(1 - v_{i-1}\Delta x^2 / 12)}{\Delta x^2} - \frac{\sigma}{12} \left[ \left( \frac{\partial E}{\partial z} \right)_{i+1} - 2 \left( \frac{\partial E}{\partial z} \right)_i + \left( \frac{\partial E}{\partial z} \right)_{i-1} \right] + O(\Delta x^4)$$

..... (I-41b)

la formulation de la BPM-FD devient

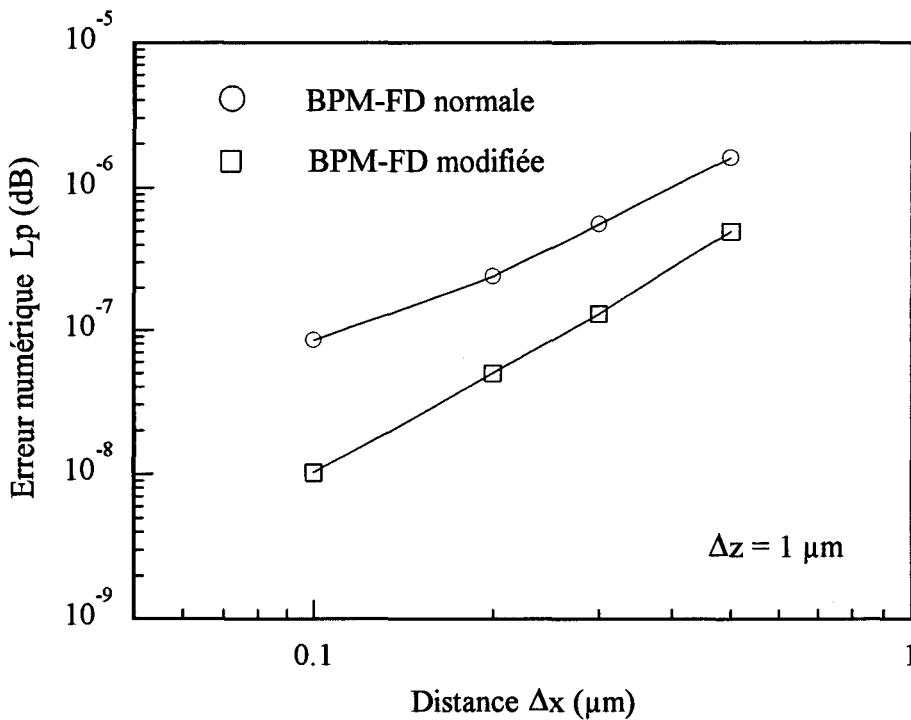
$$\begin{aligned} \sigma[E_{i+1}(z + \Delta z) - E_i(z)] &= \frac{\Delta z}{2\Delta x^2} [(1 - v_{i+1}\Delta x^2 / 12)E_{i+1}(z + \Delta z) - 2(1 - v_i\Delta x^2 / 12)E_i(z + \Delta z) \\ &+ (1 - v_{i-1}\Delta x^2 / 12)E_{i-1}(z + \Delta z)] + \frac{\Delta z}{2\Delta x^2} [(1 - v_{i+1}\Delta x^2 / 12)E_{i+1}(z) - 2(1 - v_i\Delta x^2 / 12)E_i(z) \\ &(1 - v_{i-1}\Delta x^2 / 12)E_{i-1}(z)] + \frac{\Delta z v_i}{2} [E_i(z + \Delta z) + E_i(z)] + \frac{\sigma}{12} [E_{i+1}(z + \Delta z) - E_{i+1}(z) \\ &- 2(E_i(z + \Delta z) - E_i(z)) + E_{i-1}(z + \Delta z) - E_{i-1}(z - \Delta z)] \end{aligned}$$

..... (I-42)

Evidemment, cette formule conduit encore à un système tridiagonal d'équations linéaires, l'algorithme correspondant reste donc similaire à l'algorithme classique, mais l'erreur due à la discrétisation est  $O(\Delta x^4)$ .

Pour le vérifier, nous avons calculé les pertes numériques de la façon suivante

$$L_p \text{ (dB)} = -10 \log \left[ \frac{\left| \int E_i E_p dx \right|^2}{\left[ \int E_i E_i^* dx \cdot \int E_p E_p^* dx \right]} \right] \text{ (dB)} \quad \text{(I-43)}$$



(a): Erreur numérique en fonction de discrétisation  $\Delta x$

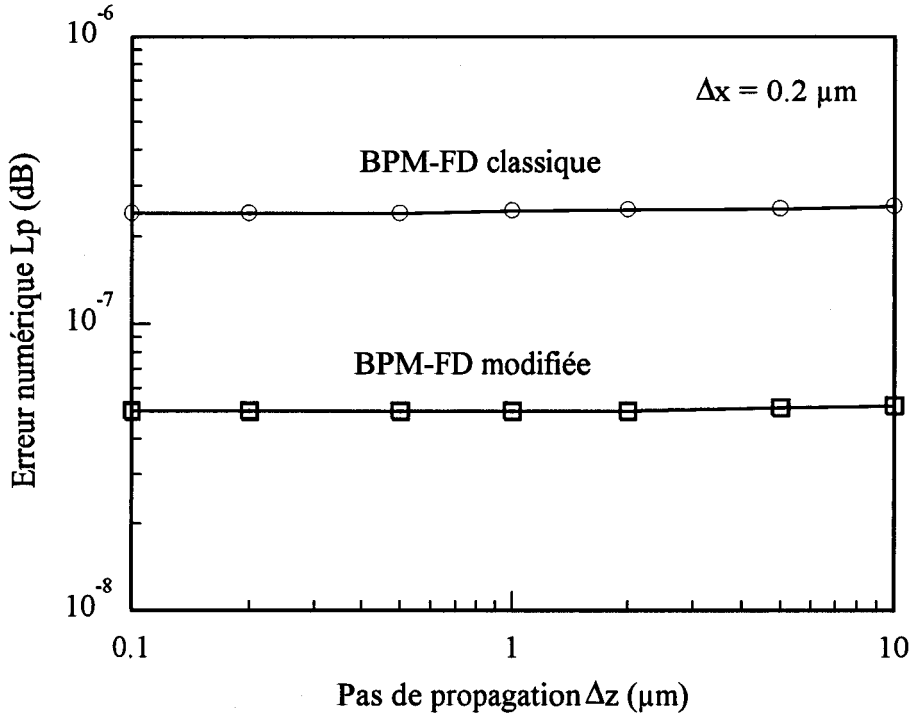


Fig. I-7.1: Erreurs numériques en fonction des discrétisations  $\Delta x$  et  $\Delta z$

Dans le guide plan calculé, l'épaisseur du cœur du guide est  $7.5\mu\text{m}$ , les indices de réfraction sont respectivement  $n_{co} = 1.002$ ;  $n_{cl} = 1.000$ ;  $\lambda = 1.0\mu\text{m}$ ; la distance globale de propagation est  $500\mu\text{m}$ . Les résultats de la comparaison apparaissent dans la Fig. I-7.1. La précision de l'algorithme augmente d'un ordre de grandeur.

### I-7.2 Introduction de l'approximation de Padé

Dans la BPM-FD classique, l'approximation paraxiale s'écrit de la façon suivante :

$$\left| \frac{\partial^2 E(x, y, z)}{\partial z^2} \right| \ll \left| 2i\beta \cdot \frac{\partial E(x, y, z)}{\partial z} \right| \quad (\text{I-44})$$

Cette approximation diminue nettement la précision de la BPM-FD dans le cas des grands angles de propagation, de diffraction et de réflexion. Certains travaux récents visent à éliminer cette approximation [Yevick. D, 1991, Raowsky R.P, 1992]; parmi eux, la méthode de l'approximation de Padé [Ronald. Hadley. G, 1992] est la plus typique.

Partons de la forme scalaire de l'équation de Helmholtz :

$$\frac{\partial E}{\partial z} - \frac{j}{2k} \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = \frac{j\hat{P}}{2k} E \quad (\text{I-45})$$

où  $\hat{P}$  est l'opérateur de dérivation suivant :

$$\hat{P} = k_0^2 [n^2 - n_0^2] + \nabla_{x,y}^2$$

Mathématiquement, on peut réécrire l'Eq.(I-45) ainsi

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{j\hat{P}}{2k} \frac{1}{1 - \frac{j}{2k} \frac{\partial}{\partial z}} E \quad (I-46)$$

Dans cette formule, on peut introduire la relation de récurrence suivante

$$\left. \frac{\partial}{\partial z} \right|_n = \frac{j\hat{P}}{2k} \frac{1}{1 - \frac{j}{2k} \left. \frac{\partial}{\partial z} \right|_{n-1}} \quad (I-47)$$

l'équation (I-46) devient :

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{j\hat{N}}{\hat{D}} E \quad (I-48)$$

où, les opérateurs  $\hat{N}$  et  $\hat{D}$  sont les polynômes de l'opérateur  $\hat{P}$ .

En comparant cela avec la formulation suivante de l'Eq (I-45) :

$$\frac{\partial E}{\partial z} = j(\sqrt{\hat{P} + k^2} - k)E \quad (I-49)$$

on constate qu'il y a un approximation de Padé d'ordre (n,d) dans la formule (I-48) où n et d sont respectivement les plus hauts degrés de P dans les polynômes  $\hat{N}$  et  $\hat{D}$  présentés ci-dessous. Les opérateurs de Padé les plus utiles sont présentés dans le tableau (I-7.1).

Ordre	Expression ( $\hat{N}/\hat{D}$ )
(0,1)	$\hat{P}/2k$
(1,1)	$\frac{\hat{P}/2k}{1 + \hat{P}/4k^2}$
(2,2)	$\frac{\hat{P}/2k + \hat{P}^2/4k^3}{1 + 3\hat{P}/4k^2 + \hat{P}^2/16k^4}$
(3,3)	$\frac{\hat{P}/2k + \hat{P}^2/2k^3 + 3\hat{P}^3/32k^5}{1 + 5\hat{P}/4k^2 + 3\hat{P}^2/8k^4 + \hat{P}^3/64k^6}$

Tableau. I-7.1: approximation de Padé les plus utiles  
 $\hat{P}^n(E)$  représente  $\hat{P} \dots \hat{P}(E)$ , (application n fois de l'opérateur  $\hat{P}$ )

Partant de l'équation (I-48), on a donc :

$$\hat{D}(E^{n+1} - E^n) = \frac{j\Delta z}{2} \hat{N}(E^{n+1} + E^n) \quad (\text{I-50a})$$

avec

$$\hat{P}E_i = \frac{1}{\Delta x^2} (v_i E_i + E_{i+1} + E_{i-1}) \quad (\text{I-50b})$$

$$\text{où } v_i = k_0^2 \Delta x^2 (n_i^2 - n_0^2) - 2$$

Même si la méthode de l'approximation de Padé se comprend aisément, l'algorithme n'en est pas facile à réaliser, excepté pour les ordres (0,1) et (1,1). L'ordre (0,1) conduit évidemment à l'algorithme implicite de Crank-Nicholson qui est bien connue.

Pour l'ordre (1,1), on a

$$\begin{aligned} \hat{D}E^{n+1} &= \left(1 + \frac{\hat{P}}{4k^2}\right) E^{n+1} \\ &= E_i^{n+1} + \frac{1}{4k^2 \Delta x^2} (v_i E_i^{n+1} + E_{i+1}^{n+1} + E_{i-1}^{n+1}) \end{aligned} \quad (\text{I-51a})$$

$$\begin{aligned} \hat{D}E^n &= \left(1 + \frac{\hat{P}}{4k^2}\right) E^n \\ &= E_i^n + \frac{1}{4k^2 \Delta x^2} (v_i E_i^n + E_{i+1}^n + E_{i-1}^n) \end{aligned} \quad (\text{I-51b})$$

$$\hat{N}E_i^{n+1} = \frac{1}{2k\Delta x^2} (v_i E_i^{n+1} + E_{i+1}^{n+1} + E_{i-1}^{n+1}) \quad (\text{I-51c})$$

$$\hat{N}E_i^n = \frac{1}{2k\Delta x^2} (v_i E_i^n + E_{i+1}^n + E_{i-1}^n) \quad (\text{I-51d})$$

Après le réarrangement des équations (I-50) et (I-51), on a :

$$\begin{aligned} & \left[1 + \frac{v_i}{4k^2 \Delta x^2} (1 - jk\Delta z)\right] E_i^{n+1} + \frac{1}{4k^2 \Delta x^2} (1 - jk\Delta z) \cdot (E_{i+1}^{n+1} + E_{i-1}^{n+1}) \\ &= \left[1 + \frac{v_i}{4k^2 \Delta x^2} (1 + jk\Delta z)\right] E_i^n + \frac{1}{4k^2 \Delta x^2} (1 + jk\Delta z) \cdot (E_{i+1}^n + E_{i-1}^n) \end{aligned} \quad (\text{I-52})$$

Ce qui peut aussi s'écrire :

$$BE_i^{n+1} + A(E_{i+1}^{n+1} + E_{i-1}^{n+1}) = bE_i^n + a(E_{i+1}^n + E_{i-1}^n) \quad (\text{I-53a})$$

$$\text{où } B = \left[1 + \frac{v_i}{4k^2 \Delta x^2} (1 - jk\Delta z)\right], \quad A = \frac{1}{4k^2 \Delta x^2} (1 - jk\Delta z) \quad (\text{I-53b})$$

$$b = \left[1 + \frac{v_i}{4k^2 \Delta x^2} (1 + jk\Delta z)\right] = B^*, \quad a = \frac{1}{4k^2 \Delta x^2} (1 + jk\Delta z) = A^* \quad (\text{I-53c})$$

$$\text{ici, } B^* = \text{conjg}(B), \quad A^* = \text{conjg}(A)$$

Cette formulation conduit à un système tridiagonal d'équations linéaires qui peut être efficacement résolu par la méthode du double balayage. Nous avons testé la stabilité numérique de cet algorithme comme précédemment. On remplace d'abord  $E(x_l, z_n)$  par le terme  $\phi_n \exp(-j\alpha l \Delta x)$  dans l'équation (I-53a), puis, les facteurs d'amplification sont obtenus par  $E(x_l, z_{n+1})/E(x_l, z_n)$  :

$$|\xi|^2 = \frac{b + a \cdot 2 \cos(\alpha \Delta x)}{B^* + A^* \cdot 2 \cos(\alpha \Delta x)} \cdot \frac{b^* + a^* \cdot 2 \cos(\alpha \Delta x)}{B + A \cdot 2 \cos(\alpha \Delta x)} \quad (\text{I-54})$$

Comme  $B^* = b$  et  $A^* = a$ ,  $|\xi|$  est toujours égal à 1. L'algorithme (I-53) est donc inconditionnellement stable et non dissipatif. Il va théoriquement conserver l'énergie optique au cours de la propagation. Nous testerons son erreur numérique au chapitre suivant.

## I-8: Méthode standard pour la BPM à 3 dimensions

Dans les sections précédentes, nous avons discuté des algorithmes de la méthode des faisceaux propagés à deux dimensions. Cette approche n'est parfois pas suffisante pour simuler les performances des composants optiques intégrés. En particulier dans le cas des guides à fort confinement, la réduction du problème à deux dimensions par la méthode des indices effectifs conduit à des erreurs importantes, et il y a des cas où le problème n'est pas réductible à deux dimensions. Comme dans la plupart des simulations numériques, l'approche tridimensionnelle de la propagation optique conduit à de gros calculs, avec la nécessité de reformer les algorithmes qui en deviennent plus compliqués et beaucoup plus coûteux en temps de calcul. C'est la raison pour laquelle la BPM-3D a été en général moins développée que celles à deux dimensions. Dans cette section, nous allons présenter deux BPM-3D typiques.

### I-8.1 La méthode explicite

On part de l'équation de Fresnel suivante,

$$\bar{\Delta}_{x,y} E(x, y, z) - 2i\beta \cdot \frac{\partial E(x, y, z)}{\partial z} + \left( k_0^2 \cdot \varepsilon(x, y, z) - \beta^2 \right) E(x, y, z) = 0 \quad (\text{I-51})$$

$$\text{ici, } \bar{\Delta}_{x,y} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{n^2(x, y)} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \right) n^2(x, y) + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \quad \text{pour } E_x \quad (\text{TE-mode}) \quad (\text{I-52a})$$

$$\bar{\Delta}_{x,y} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{1}{n^2(x, y)} \cdot \frac{\partial}{\partial y} \right) n^2(x, y) \quad \text{pour } E_y \quad (\text{TM-mode}) \quad (\text{I-52b})$$



$\frac{\partial E}{\partial z}$  est défini par la différence finie centrale :

$$\left. \frac{\partial E}{\partial z} \right|_{z=k} = \frac{E(i, j, k+1) - E(i, j, k-1)}{2\Delta z} + O(\Delta z^2)$$

et les dérivées secondes de la façon suivante :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} \approx \frac{T_{i+1,j}E(i+1, j, k) - (2 - R_{i+1,j} - R_{i-1,j})E(i, j, k) + T_{i-1,j}E(i-1, j, k)}{\Delta x^2} \quad \text{q-TE mode} \quad \dots \quad (\text{I-53a})$$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} \approx \frac{E(i+1, j, k) - 2E(i, j, k) + E(i-1, j, k)}{\Delta x^2}, \quad \text{q-TM mode} \quad \dots \quad (\text{I-53b})$$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial y^2} \approx \frac{T_{i,j+1}E(i, j+1, k) - (2 - R_{i,j+1} - R_{i,j-1})E(i, j, k) + T_{i,j-1}E(i, j-1, k)}{\Delta y^2} \quad \text{q-TM mode} \quad \dots \quad (\text{I-53c})$$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial y^2} \approx \frac{E(i, j+1, k) - 2E(i, j, k) + E(i, j-1, k)}{\Delta y^2}, \quad \text{q-TE mode} \quad \dots \quad (\text{I-53d})$$

ici, T et R sont les coefficients de transmission et de réflexion aux interfaces internes du guide. En considérant la discontinuité du champ à ces interfaces (M.S. Stern, 1988, W.P.Huang, 1993), on a :

$$T_{i\pm 1,j} = \frac{2n^2(i \pm 1, j)}{n^2(i \pm 1, j) + n^2(i, j)}, \quad R_{i\pm 1,j} = T_{i\pm 1,j} - 1 \quad (\text{I-54a})$$

$$T_{i,j\pm 1} = \frac{2n^2(i, j \pm 1)}{n^2(i, j \pm 1) + n^2(i, j)}, \quad R_{i,j\pm 1} = T_{i,j\pm 1} - 1 \quad (\text{I-54b})$$

Si bien que l'équation de propagation prend la forme suivante

$$E(i, j, k+1) = E(i, j, k-1) + aE(i+1, j, k) + a^*E(i-1, j, k) + bE(i, j+1, k) + b^*E(i, j-1, k) + cE(i, j, k) \quad (\text{I-55})$$

où

$$a \approx \frac{\Delta z}{jk_0 n_0} \frac{T_{i+1,j}}{\Delta x^2}, \quad a^* = \frac{\Delta z}{jk_0 n_0} \frac{T_{i-1,j}}{\Delta x^2}, \quad \text{q-TE mode} \quad (\text{I-56a})$$

$$a \approx \frac{\Delta z}{jk_0 n_0} \frac{1}{\Delta x^2}, \quad a^* = \frac{\Delta z}{jk_0 n_0} \frac{1}{\Delta x^2}, \quad \text{q-TM mode} \quad (\text{I-56b})$$

$$b \approx \frac{\Delta z}{jk_0 n_0} \frac{1}{\Delta y^2}, \quad b^* = \frac{\Delta z}{jk_0 n_0} \frac{1}{\Delta y^2}, \quad \text{q-TE mode} \quad (\text{I-56c})$$

$$b \approx \frac{\Delta z}{jk_0 n_0} \frac{T_{i,j+1}}{\Delta y^2}, \quad b^* = \frac{\Delta z}{jk_0 n_0} \frac{T_{i,j-1}}{\Delta y^2}, \quad \text{q-TM mode} \quad (\text{I-56d})$$

$$c = \frac{\Delta z}{jk_0 n_0} \left[ -\frac{(2 - R_{i+1,j} - R_{i-1,j})}{\Delta x^2} - \frac{2}{\Delta y^2} + k_0^2 (n^2(i,j) - n_0^2) \right] \quad \text{q-TE mode} \quad (\text{I-56e})$$

$$c = \frac{\Delta z}{jk_0 n_0} \left[ -\frac{(2 - R_{i,j+1} - R_{i,j-1})}{\Delta y^2} - \frac{2}{\Delta x^2} + k_0^2 (n^2(i,j) - n_0^2) \right] \quad \text{q-TM mode} \quad (\text{I-56f})$$

La méthode explicite est simple, et son algorithme facile à réaliser. Pourtant, en analysant sa stabilité numérique, on trouve qu'il y a une restriction sérieuse à observer pour l'utiliser :

$$\Delta z < 2k_0 n_0 \left[ \frac{4}{\Delta x^2} + \frac{4}{\Delta y^2} + k_0^2 (n^2 - n_0^2) \right]^{-1} \quad (\text{I-57})$$

Par exemple, si  $\Delta x = \Delta y = 0.1 \mu\text{m}$ ,  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ , pour un guide en arête dont les indices sont respectivement 3.34, 3.4, 1 (substrat, cœur et couverture),  $\Delta z$  doit être inférieur à  $0.033 \mu\text{m}$ . Si l'on veut améliorer la précision de la simulation, il faut diminuer  $\Delta x$  et  $\Delta y$ , ce qui conduit à une valeur de  $\Delta z$  encore plus faible, et à un temps de calcul très long.

## I-8.2 Méthode de la série de Taylor

L'équation de Fresnel peut être formulée ainsi :

$$E(x,y,z + \delta z) = \exp(\hat{A}\delta z)E(x,y,z) \quad (\text{I-58})$$

$$\hat{A} = -\frac{i}{2\beta} \bar{\Delta}_{x,y} - \frac{i}{2\beta} \left( k_0^2 \cdot \varepsilon(x,y,z) - \beta^2 \right) \quad (\text{I-59a})$$

$$\text{avec } \bar{\Delta}_{x,y} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{n^2(x,y)} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \right) n^2(x,y) + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \quad \text{pour } E_x, \quad (\text{TE-mode}) \quad (\text{I-59b})$$

$$\bar{\Delta}_{x,y} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{1}{n^2(x,y)} \cdot \frac{\partial}{\partial y} \right) n^2(x,y) \quad \text{pour } E_y, \quad (\text{Tm-mode}) \quad (\text{I-59c})$$

En développant  $\exp(\hat{A}\delta z)$  en série de Taylor [Splett. A, 1991], on obtient :

$$\exp(\hat{A}\delta z) = \sum_{v=0}^N \frac{\hat{A}^v}{v!} \delta z^v + O(\delta z^{N+1}) \quad (\text{I-60})$$

L'équation (I-58) devient :

$$E(x,y,z + \delta z) = \sum_{v=0}^N E_v + \delta_N \quad (\text{I-61a})$$

avec  $E_v$  défini par :

$$E_0 = E(x,y,z) \quad (\text{I-61b})$$

$$E_v = \frac{\delta z}{v} \hat{A} E_{v-1} \quad v = 1, 2, \dots, N \quad (\text{I-61c})$$

L'erreur numérique  $\delta_N$  dépend directement de  $N$  :

$$\|\delta_N\| \leq \frac{(\alpha \delta z)^N}{N!} \|E_0\| \quad (\text{I-62a})$$

$$\text{avec } \alpha \leq \frac{1}{2\beta} \left( \frac{4}{(\Delta x)^2} + \frac{4}{(\Delta y)^2} + k_0^2 \Delta n^2 \right) \quad (\text{I-62b})$$

$$\Delta n^2 \geq |n^2(x, y, z) - n_e^2| \quad \text{pour tous } x, y, z \quad (\text{I-62c})$$

où  $n_e = \beta/k_0$ .

Ceci permet de conclure que  $N$  doit être assez grand pour assurer la convergence du résultat calculé. Par exemple,  $N$  doit être supérieur à 50 pour le cas où  $\Delta x = 0.1 \mu\text{m}$  et  $\Delta y = 0.1 \mu\text{m}$ . De plus,  $N$  étant le nombre d'itérations à chaque pas, l'algorithme va consommer beaucoup de temps de calcul.

### I-9: Les conditions aux limites transparentes

Le problème des conditions aux limites est important en ce qui concerne la BPM. Si la fenêtre de calcul est trop étroite, les faisceaux optiques qui devraient en sortir sont réintroduits par réflexion spéculaire à la limite de la fenêtre. Cette réflexion parasite peut perturber le résultat finalement observé. L'utilisation de matériau absorbant aux limites ne permet pas d'éliminer complètement cet effet. Dans le cadre d'une approche bidimensionnelle, en choisissant une fenêtre de calcul très large, on trouve aisément un compromis entre le temps de simulation et l'exactitude du résultat. Dans le cadre d'une approche tridimensionnelle, ce compromis est impossible à réaliser car le temps de calcul devient prohibitif. L'utilisation de conditions aux limites transparentes est donc très importante pour simuler les structures optiques intégrées en trois dimensions [Ronald Hadley G, 1992].

La technique introduite par cette méthode prend source dans l'équation scalaire de Helmholtz. Comme on s'intéresse seulement à la zone proche d'une limite de fenêtre, on se concentre sur le terme de diffraction :

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{i}{2k} \Delta_t E \quad (\text{I-84})$$

Pour faire simple, considérons un cas à deux dimensions.

Après quelques manipulations, l'équation (I-84) peut être écrite :

$$\frac{\partial}{\partial z} \int_a^b |E|^2 dx = \frac{i}{2k} \left( E^* \frac{\partial E}{\partial x} - E \frac{\partial E^*}{\partial x} \right) \Big|_a^b = F_b + F_a \quad (\text{I-85})$$

Physiquement, le terme de droite représente la variation d'énergie optique selon  $z$ ,  $F_b$  et  $F_a$  représentent donc respectivement les énergies sorties ou entrées aux côtes droite 'b' et côte gauche 'a'.

On admet ensuite qu'au voisinage de la limite de la fenêtre de calcul, le champ peut être écrit :

$$E = E_0 \exp(+ik_x x)$$

où  $E_0$  et  $k_x$  sont complexes,  $k_x$  est inconnu.

Les flux d'énergie aux côtes 'b' et 'a' sont :

$$F_b = -\frac{\operatorname{Re}(k_x) |E(b)|^2}{k} \quad (\text{I-86a})$$

$$F_a = \frac{\operatorname{Re}(k_x) |E(a)|^2}{k} \quad (\text{I-86b})$$

Si la partie réelle de  $k_x$  est positive du côté droit 'b', le flux d'énergie sort de la fenêtre. Il suffit donc de bien définir le champ et le vecteur d'onde  $k_x$  à cette limite, d'assurer  $\operatorname{Re}(k_x) > 0$ , pour éliminer toute réflexion spéculaire à cet endroit. De la même façon, à gauche de la fenêtre, si on impose  $\operatorname{Re}(k_x) < 0$ , on y élimine toute réflexion parasite.

Ainsi, au niveau de la limite, on a :

$$\frac{E(x_m, z_n)}{E(x_{m-1}, z_n)} = \frac{E(x_{m-1}, z_n)}{E(x_{m-2}, z_n)} = \exp(ik_x \Delta x) \quad (\text{I-87})$$

on détermine  $k_x$  de la façon suivante:

$$k_x = \operatorname{ABS}(\operatorname{Re}(k_x)) + j \operatorname{Im}(k_x) \quad \text{à la limite droite } (x = x_m)$$

$$k_x = -\operatorname{ABS}(\operatorname{Re}(k_x)) + j \operatorname{Im}(k_x) \quad \text{à la limite gauche } (x = 0)$$

Puis, en utilisant cette valeur de  $k_x$ , on impose la condition limite au pas suivant  $z_{n+1}$  par

$$E(x_m, z_{n+1}) = E(x_{m-1}, z_{n+1}) \exp(ik_x \Delta x) \quad (\text{I-88})$$

Dans le cadre d'une BPM tridimensionnelle, on va de même construire les relations suivantes au pas  $z_n$  :

$$\frac{E(x_m, y_{1/2}, z_n)}{E(x_{m-1}, y_{1/2}, z_n)} = \frac{E(x_{m-1}, y_{1/2}, z_n)}{E(x_{m-2}, y_{1/2}, z_n)} = \exp(ik_x \Delta x) \quad (\text{I-89})$$

$$\frac{E(x_{m/2}, y_1, z_n)}{E(x_{m/2}, y_{1-1}, z_n)} = \frac{E(x_{m/2}, y_{1-1}, z_n)}{E(x_{m/2}, y_{1-2}, z_n)} = \exp(ik_y \Delta x) \quad (\text{I-90})$$

on détermine les valeurs  $k_x, k_y$  par

$$k_x = \operatorname{ABS}(\operatorname{Re}(k_x)) + j \operatorname{Im}(k_x) \quad \text{à la limite droite } (x = x_m)$$

$$k_x = -\operatorname{ABS}(\operatorname{Re}(k_x)) + j \operatorname{Im}(k_x) \quad \text{à la limite gauche } (x = 0)$$

$$k_y = \text{ABS}(\text{Re}(k_y)) + j * \text{Im}(k_y) \quad \text{à la limite haute } (y = y_l)$$

$$k_y = -\text{ABS}(\text{Re}(k_y)) + j * \text{Im}(k_y) \quad \text{à la limite basse } (y = 0)$$

Enfin on obtient :

$$E(x_m, y_j, z_{n+1}) = E(x_{m-1}, y_j, z_{n+1}) \exp(ik_x \Delta x) \quad j = 1, \dots, l \quad (\text{I-91a})$$

$$E(x_i, y_l, z_{n+1}) = E(x_i, y_{l-1}, z_{n+1}) \exp(ik_y \Delta x) \quad i = 1, \dots, m \quad (\text{I-91b})$$

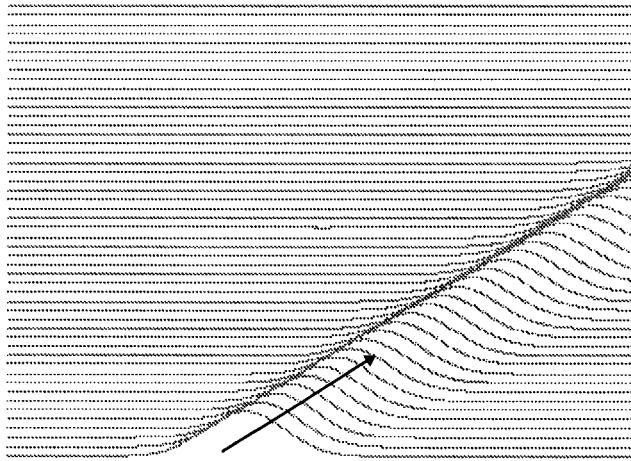


Fig. I-9.1a: Utilisation des conditions aux limites transparentes

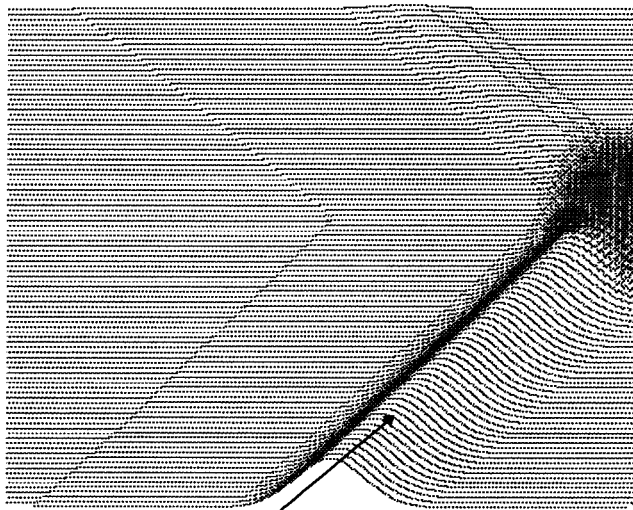


Fig. I-9.1b: Même analyse, mais en utilisant un absorbant sur les bords

L'intérêt présenté par cette méthode est manifeste si l'on examine la Fig. I-9.1, résultat d'une simulation par BPM-FD-2D avec conditions aux limites transparentes. Les faisceaux optiques sortant bien sans réflexion parasite, (Fig. I-9.1a), nous pouvons choisir une fenêtre de calcul étroite sans être gêné. Par contre, dans le cas des limites absorbantes, bien qu'on ait

soigneusement choisi la structure des couches absorbantes aux bords (indice imaginaire à variation linéaire) (Fig.I-9.1b), il subsiste encore une réflexion qui n'est pas en accord avec la situation réelle. Le coefficient de réflexion à la limite de la fenêtre est en effet fortement dépendant de la nature et de l'épaisseur de l'absorbant. Ceci montre les limites de cette technique et l'intérêt des limites transparentes: elles permettent de ne simuler que la partie qui nous intéresse, ce qui économise du temps de calcul, notamment en BPM tridimensionnelle. Nous les utiliserons si nécessaire.

### I-10: Calcul du flux d'énergie pour faisceaux quelconques

Le bilan des énergies optiques réfléchies ou transmises est l'un des résultats principaux de l'analyse optique. Nous présentons donc l'expression du flux d'énergie dans le cas d'un profil de champ optique quelconque.

Le vecteur de Poynting d'une onde plane est :

$$\begin{aligned}
 \vec{I}(\vec{k}) &= \frac{c}{4\pi} \vec{E}(\vec{k}) \times \vec{H}^*(\vec{k}) \\
 &= \frac{c}{4\pi} \vec{E}(\vec{k}) \times \left( \frac{c}{\omega \epsilon} \vec{k} \times \vec{E}^*(\vec{k}) \right) \\
 &= \frac{c}{4\pi k} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \vec{k} [\vec{E}(\vec{k}) \cdot \vec{E}^*(\vec{k})] \tag{I-92}
 \end{aligned}$$

Tout faisceau peut être décomposé en somme d'ondes planes :

$$\vec{E}(x, y, z) = \sum_{k_x, k_y} \vec{E}(k_x, k_y, z) \exp(-jk_x x - jk_y y) \tag{I-93}$$

Ce qui permet d'écrire le flux d'énergie du faisceau quelconque :

$$\begin{aligned}
 \vec{I}_{\text{total}} &= \sum_{k_x, k_y} \vec{I}(k_x, k_y) \\
 &= \sum_{k_x, k_y} \frac{c}{4\pi k} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \vec{k} [\vec{E}(k_x, k_y, z) \cdot \vec{E}^*(k_x, k_y, z)] \tag{I-94a}
 \end{aligned}$$

Le flux total d'énergie passant à travers une surface est alors :

$$\begin{aligned}
 e &= \vec{I}_{\text{total}} \cdot \vec{s} \\
 &= \sum_{\Delta s_i} \sum_{k_x, k_y} \frac{c}{4\pi k} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \vec{k} \cdot \Delta \vec{s}_i [\vec{E}(k_x, k_y, z) \cdot \vec{E}^*(k_x, k_y, z)] \tag{I-95b}
 \end{aligned}$$

Dans le cadre d'une formulation bidimensionnelle, les énergies des ondes incidente, réfléchie et transmise s'écrivent donc respectivement :

$$e_I = \frac{c}{4\pi} \sum_{\Delta s_i} \sum_{k_x} E_I(k_x, z_I) \cdot E_I^*(k_x, z_I) \Delta \vec{s}_i \cdot \vec{k}_I \quad (\text{I-96a})$$

$$e_R = \frac{c}{4\pi} \sum_{\Delta s_i} \sum_{k_x} E_R(k_x, z_N) \cdot E_R^*(k_x, z_N) \Delta \vec{s}_i \cdot \vec{k}_R \quad (\text{I-96b})$$

$$e_T = \frac{c}{4\pi} \sum_{\Delta s_i} \sum_{k_x} E_T(k_x, z_T) \cdot E_T^*(k_x, z_T) \Delta \vec{s}_i \cdot \vec{k}_T \quad (\text{I-96c})$$

Les coefficients de réflexion et de transmission de l'énergie sont donc :

$$R = e_R / e_I; \quad T = e_T / e_I \quad (\text{I-97})$$

## I-11: Conclusion du chapitre I

Dans ce chapitre portant sur les principes de la méthode des faisceaux propagés, nous avons présenté les différentes propriétés des algorithmes de BPM à deux ou trois dimensions. En fait, cette méthode permet de déterminer les principales caractéristiques des circuits intégrés photoniques. Pourtant, à cause de l'approche qui consiste à mettre implicitement le champ optique sous la forme  $\Phi = \Phi_0 \exp(-jk_z z)$ , ce type d'algorithme ne peut pas traiter les réflexions frontales. D'autre part il reste des approximations qui limitent nettement les applications de la BPM : la nécessité de faibles variations d'indice de réfraction selon la direction de propagation Z, et l'erreur numérique encore élevée subsistant pour les grands angles de propagation. Enfin, la BPM-3D doit être améliorée notamment pour diminuer le temps de calcul. Tous ces problèmes seront traités aux chapitres suivants.

## I.12 Références

1. Anilsen. P, "Two-dimensional propagation beam analysis of an electrooptic waveguide modulator", IEEE. J.Q.E., 20(9), pp.1093-1097, 1984.
2. Ahmed. S, Glytsis. E.N, "Comparison de beam propagation method and rigorous coupled-wave analysis for single and multiplexed volume gratings", Appl. Opt., Vol.35, pp.4426, 1996.
3. Baets. R & Lagasse. P.E, "Calculation of radiation in integrated-optics tapers and Y junction", Appl.Opt., 21(11), pp.1972-1978, 1982.
4. Baets. R & Lagasse. P.E, "Loss calculation and design of arbitrary curved integrated-optics waveguides, J. Opt. Soc. Amer., 73(2), pp.177-182, 1983
5. Baets. R , Willems. J & Haes. J, "Diversity in beam propagation method" Proc. ECIO, pp.13.1-13.3, 1993.
6. Bierwirth. K, Schulz. N, & Arndt. F, "Finite-difference analysis of rectangular dielectric waveguide structures" IEEE. Trans. MTT-34(11). pp.1104-1113, 1986.
7. Carnahan. B, Luther.H.A, Wilks.J.O, "Applied numerical method", John Wiley & Sons, New York.
8. Chamorro-Posada. P, Fraile-Pelaez. F.J, "Volume integral formulation of finite difference beam propagation method for studying planar optical waveguides", Journ. Modern. Optics, Vol.42, pp.491, 1995.
9. Chen. J.C, Jungling. S, "Computation of higher-order waveguide modes by imaginary - distance beam propagation method", Opt. & Quantum. Elect., Vol.26, pp.199, 1994.
10. Chinag. K.S, "Dual effective-index method for the analysis of rectangular dielectric waveguide", Appl. Opt., 25(13), pp.2169-2174, 1986.
11. Chinag. K.S, "Effective-index method for the analysis of optical waveguide couplers and arrays: an asymptotic theory", J. Light. Tech, 9(1), pp.62-72, 1991.
12. Chinag. K.S, "Performance of the effective-index method for the analysis of dielectric waveguide", Opt. Lett., 16(10), pp.714-716, 1991.
13. Chung. Y & Dagli. N, "An assessment of finite difference beam propagation method", IEEE. J.Q.E., 26(8), pp.1335-1339, 1990.
14. Chung. Y & Dagli. N, "Explicit finite difference beam propagation method: application to semiconductor rib waveguide Y-junction analysis", Elect. Lett., Vol.26, pp.711-713, 1990.
15. Danilsen. P., "Two-dimensional propagating beam analysis of an electrooptic waveguide modulator", IEEE. J.Q.E., Vol. 20, pp.1093-1097, 1984.



16. Feit. M.D & Fleck. J.A, "Light propagation in graded-index optical fiber", *Appl. Opt.*, 17(24), pp.3900-3998, 1978.
17. Feit. M.D & Fleck. J.A, "Computation of mode properties in optical fiber waveguides by a propagation beam method", *Appl. Opt.*, 19(7), pp.1154-1164,1980.
18. Feit. M.D & Fleck. J.A, "Mode properties of optical fibers with lossy components by propagation beam method", *Appl. Opt.*, 20(5), pp.848-856, 1981.
19. Gerdes. J & Pregla. R., "Beam propagation method based on method of lines", *J. Opt. Soc. Am.*, 8(2), pp.389-394, 1991.
20. Golovnin. I.V, Kovrigin. A.I, Laptev. G.D, "Description of propagation of a Gaussian beam with general astigmatism by the ray method and application of this method to calculation of the parameters of nonplanar ring cavities", *IEEE. J. Quantum. Elect.*, Vol. 25, pp.436, 1995.
21. Hawkins. R.J, " Propagation properties of single-mode dielectric waveguide structures: a path integral approach", *Appl. Opt.*, Vol.26, pp.1183-1188, 1987
22. Helfert. S, Pregla. R, "New developments of a beam propagation algorithm based on the method of lines", *Opt. & Quantum. Elect.*, Vol.27, pp.943, 1995.
23. Hernandez-Figueroa. H.E, "Simple nonparaxial beam propagation method for integrated optics", *J. Lightwave. Tech.*, Vol.12, pp.644, 1994.
24. Hernandez-Figueroa. H.F, "Nonlinear nonparaxial beam propagation method", *Elect. Lett.*, Vol.30, pp.352, 1994.
25. Hoekstra. H.J.W.M, Krijnen. G.J.M, Lambeck. P.V, "New formulation of the beam propagation method based on the slowly varying envelope approximation", *Opt. Commun.*, Vol.97, pp.301, 1993.
26. Hotta. M, Geshiro. M, Sawa. S, "Application of beam propagation method to discontinuities of weakly guiding structures", *IEICE Transactions on electronics*, Vol.76, pp.1333, 1993.
27. Hotta. M, Geshiro. M, Sawa. S, "Analysis of abrupt discontinuities in weakly guiding waveguide by a modified beam propagation method", *IEICE Transactions on electronics*, Vol.76, pp.1552, 1993.
28. Huang. W.P, Xu. C.L, Chu. S.T, & Chaudhuri. S.K, "The finite-difference beam propagation method: Analysis and Assessment", *IEEE. J. Light. Tech.*, Vol. 10, pp.295-305, 1992.
29. Huang. W.P, Xu. C.L, & Yokoyama. K, "The perfectly matched layer (PML) boundary condition for the beam propagation method", *IEEE. Phot. Tech. Lett.*, Vol. 8, pp.649, 1996
30. Huang. W.P, Xu. C.L, "Simulation of three-dimensional optical waveguides by a full-vector beam propagation method" , *IEEE. J. Quantum. Elect.*, Vol.29, pp.2639, 1993.

31. Jin. G.H, Harari. J, Vilcot. J.P, Decoster. D, "Improved bi-directional beam propagation method", *Elect. Lett.*, Vol.31, pp., 1995.
32. Joannes. Luc, "Etude et réalisation de circuits optiques avec micromiroirs intégrés sur matériaux diélectriques", Thèse, 1994, Université des Science et Technologies de Lille.
33. Jungling. S, Chen. J.C, "A study and optimization of eigenmode calculations using the imaginary-distance beam propagation method", *IEEE. J. Quantum. Elect.*, Vol.30, pp.2098, 1994.
34. Kacsmarski. P & Lagasse. P.E, "Bi-directional beam propagation method", *Elec. Lett.*, 24(11), pp.675-676, 1988.
35. Kacsmarski. P & Haes. J, "Beam propagation method", COMOPTEC Courses, Gent, (nov.1991)
36. Kupka. R.K, "k-space TE/TM beam propagation method: derivation, assessment, and accurate correction for reflected field and multiple reflections", *J. Opt. Soc. Am.*, Vol.12, pp.404, 1995.
37. Lee. P.C, Voges. E, "Three-dimensional semi-vectorial wide angle beam propagation method", *IEEE. J. Lightwave. Tech.*, Vol.12, pp.215, 1994.
38. Lee. S.M, "Finite-difference vectorial beam propagation method using Yee's discretization scheme for modal fields", *J. Opt. Soc. Am.*, Vol.13, pp.1369, 1996.
39. Liu. J.M, & Gomelski. L, "Vectorial beam propagation method", *J. Opt. Soc. Am. A*, 9(9), pp.1574-1585, 1992.
40. Liu. P.L, Yang. S.L, Yuan. D.M, "The semivectorial beam propagation method", *IEEE. J. Quantum. Elect.*, Vol.29, pp.1205, 1993.
41. Liu. P.L, Zhao. Q, Chao. F.S, "Slow-wave finite difference beam propagation method", *IEEE. Phot. Tech. Lett.*, Vol.7, pp.890, 1995.
42. Ma. F, Xu. C.L, & Huang. W.P, "Wide-angle full vectorial beam propagation method", *IEE. Proc.-Optoelectron.*, Vol.143, pp.139-143, 1996.
43. Mansour. I, Capobianco. A.D, Rosa. C, "Noniterative vectorial beam propagation method with a smoothing digital filter", *IEEE. J. Lightwave. Tech.*, Vol.14, pp.761, 1996.
44. Masoudi. H.M, Arnold. J.M, "Parallel beam propagation method for the analysis of second harmonic generation", *IEEE. Phot. Tech. Lett.*, Vol.7, pp.400, 1995.
45. Munwitz. M & Vezzetti. D.J, "Beam propagation computation in one and two transverse dimensions", *Opt. Commun.*, 100(1-4), pp.43-47, 1993.
46. Pu. G.S, Mizumoto. T, Naito. Y, "Modified numerical technique for beam propagation method on the Galerkin's technique", *IEICE transaction on electronics*, Vol.77, pp.510, 1994.

47. Rasumussen. T, Povlsen. J.H, Bjarklev. A, "Improved two-dimensional beam propagation method for three-dimensional integrated optical waveguide structure having rectangular-core cross sections", *Opt. Lett.*, Vol.19, pp.1128, 1994.
48. Raowsky R.P, Fleck J.A. & Jr., Feit M.D, "Helmholtz beam propagation in rib waveguide and couplers by iterative Lanczos reduction", *J. Opt. Soc. Am. A.*, 9(2), pp.265-273, 1992.
49. Rivera. M, "A finite difference BPM analysis of bent dielectric waveguides", *IEEE. J. Light. Tech.*, vol.13, pp.233-238, 1995.
50. Ronald Hadley G, "Transparent boundary condition for beam propagation", *Opt. Lett.*, 16(9), pp. 624-626, 1991.
51. Ronald Hadley G, "Transparent boundary condition for beam propagation method", *IEEE. J. Light. Tech.*, Vol.28, pp. 363-370, 1992
52. Ronald Hadley G, "Wide-angle beam propagation using Padé approximant operators", *Opt. Lett.*, 17, pp. 1426-1428, 1992.
53. Scalora. M, Crenshaw. M.E, "A beam propagation method that handles reflections", *Opt. Commun.*, Vol.108, pp.191, 1994.
54. Scarmozzino R., & Osgood Jr., "Comparison of finite-difference and Fourier transform solutions of the parabolic wave equation with emphasis on integrated-optics applications", *J. Opt. Soc. Am.*,8(5), pp.724-731, 1991.
55. Schulz. D, Glingener. C, Voges. E, "Novel generalized finite difference beam propagation method", *IEEE. J. Quantum. Elect.*, Vol.30, pp.1132, 1994.
56. Seo. C, "Analysis of an optical bent rib waveguide by the imaginary-distance beam propagation method", *Micro. & Opt. Tech. Lett.*, Vol.10, pp.45, 1995.
57. Smith. G.D, "Numerical solution of partial differential equation: Finite difference methods", Clarendon Press Oxford, 1985.
58. Splett A., Majd M. & Petermann K., "A novel beam propagation method for large refractive index steps and large propagation distances", *IEEE. Phot. Tech. Lett.*, 3(5), pp.466-468, 1991.
59. Ster. M.S, "Semivectorial polarised finite difference method for optical waveguide with arbitrary index profiles", *IEE. Proc. -Optoelectron.*, Vol.135, pp.56-63, 1988.
60. Sun. L.H, Yip. G.L, "Modified finite difference beam propagation method based on the Douglas scheme", *Opt. Lett.*, Vol.18, pp.1229, 1993.
61. Tsuji. Y, & Koshiba. M, "A finite element beam propagation method for strongly guiding and longitudinally varying optical waveguides", *IEEE. J. Light. Tech.*, Vol.14, pp.217-222, 1996.

62. Vanroey J., Vander donk J. & Lagasse P.E., "Beam propagation method: analysis and assessment", *J. Opt. Soc. Am.*, 71(7), pp.803-810, 1981.
63. Vassallo. C, Collino. F, "Highly effective absorbing boundary conditions for beam propagation method", *IEEE. J. Lightwave. Tech.*, Vol.14, pp.1570,1996.
64. Vassallo. C, "Limitations of the wide-angle beam propagation method in nonuniform systems", *J. Opt. Soc. Am.*, Vol.13, pp.761, 1996.
65. Vassallo. C, "Reformulation for beam propagation method", *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol.10, pp.2208, 1993.
66. Weitzman. P.S, Osterberg. U, Dominic. V, " A time-dependent beam propagation method to model photoinduced effects in glass", *IEEE. J. Quantum. Elect.*, Vol.30, pp.2970, 1994.
67. Wijnands. F, Hoekstra. H.J.W, de Ridder. R.M, "Modal fields calculation using finite difference beam propagation method", *IEEE. J. Lightwave. Tech.*, Vol.12, pp.2066, 1994.
68. Wijnands. F, Hoekstra. H.J.W, de Ridder. R.M, "Efficient interface conditions for the semi-vectorial finite beam propagation method", *Opt. & Quantum. Elect.*, Vol.27, pp.961, 1995.
69. Xiang. F, Yip. G.L, "An explicit and stable finite difference 2D vector beam propagation method", *IEEE. Phot. Tech. Lett.*, Vol.6, pp.1248, 1994.
70. Xu. C.L, Huang. W.P, Chaudhuri. S.K, "Efficient and accurate vector mode calculations by beam propagation method", *IEEE. J. Lightwave. Tech.*, Vol.11, pp.1209, 1993.
71. Xu. C.L, Huang. W.P, Chaudhuri. S.K, "A full vectorial beam propagation method for anisotropic waveguide", *IEEE. J. Lightwave. Tech.*, Vol.12, pp.1926, 1994.
72. Yamauchi J., Shibayama. J. & Nakano H., "Modified finite-difference beam propagation method based on the generalized douglas scheme for variable coefficients", *IEEE. Phot. Tech. Lett.*, 7(6), pp.661-663, 1995.
73. Yamauchi J., Shibayama. J. & Nakano H., "Finite difference beam propagation method using the oblique coordinate systems", *Elect. & Commun in Japan*, Vol.78, pp.20, 1995.
74. Yamauchi J., Shibayama. J. & Nakano H., "Fast Fourier transform beam propagation method using Padé approximant operators", *J. Modern. Opt.*, Vol.42, pp.491, 1995.
75. Yevick. D. & Glasner. M., "Analysis of forward wide-angle light propagation in semiconductor rib waveguides and integrated-optics structures", *Electron. Lett.*, Vol. 25, pp. 1611, 1989.
76. Yevick.D., Hermansson. B., "A split-step finite difference analysis of rib waveguides", *Electron. Lett.*, Vol.25, pp. 461, 1989.

## **Chapitre II**

### **Nos apports à la méthode des faisceaux propagés**

## II-1: Introduction

L'analyse numérique est une étape nécessaire pour concevoir et optimiser les circuits photoniques et les composants intégrés optoélectroniques. Parmi les nombreuses techniques de simulation qui ont été développées [Fleck. J.R, 1976, Feit. M.D, 1978, Danielsen.P, 1983, Thylèn.L, 1989], la méthode des faisceaux propagés (BPM) est intéressante parce qu'elle permet de traiter directement les faisceaux dans leur forme concrète. Dans la BPM traditionnelle, l'approximation scalaire présuppose la continuité du champ optique et de sa dérivée dans l'espace aux interfaces internes des guides. Pourtant, la plupart des guides considérés, qu'ils soient à base de semiconducteur ou de diélectrique présentent un changement abrupt d'indice au niveau des interfaces internes. C'est pourquoi il importe de considérer l'équation vectorielle de propagation pour tenir compte des caractéristiques de polarisation du champ dans ce cas. Cette équation a été étudiée par les analyses du champ magnétique [Rahman. B.M.A, 1985], du champ électrique [Stern. M.S, 1988], la méthode spectrale [Stern. M.S, 1990], l'approche vectorielle [Huang. W.P, 1991] et la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FD-TD) [Huang. W.P, 1991].

Dans ce chapitre, nous allons présenter un nouvel algorithme de BPM-FD-3D vectorielle fondée sur la méthode implicite à direction alternée et la méthode de Choleski. Puis, appliquant cet algorithme aux coordonnées cylindriques, nous proposerons une BPM-FD-3D vectorielle spécialement adaptée aux guides courbes, nous testerons ensuite ses erreurs numériques et sa stabilité. Enfin, nous développerons une amélioration de la BPM dans le domaine temporel comme outil complémentaire des BPM-FD et FFT pour certaines applications.

## II-2: Méthode implicite alternée appliquée à la BPM-3D

Pour résoudre l'équation de propagation suivante, on peut utiliser la méthode explicite ou bien celle de la série de Taylor :

$$\bar{\Delta}_{x,y} \Phi(x, y, z) - 2i\beta \cdot \frac{\partial \Phi(x, y, z)}{\partial z} + (k_0^2 \cdot n^2(x, y, z) - \beta^2) \Phi(x, y, z) = 0 \quad (\text{II-1})$$

ici,

$$\bar{\Delta}_{x,y} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{n^2(x, y)} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \right) n^2(x, y) + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \quad \text{pour } E_x \text{ (TE-mode)} \quad (\text{II-2a})$$

$$\bar{\Delta}_{x,y} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{1}{n^2(x, y)} \cdot \frac{\partial}{\partial y} \right) n^2(x, y) \quad \text{pour } E_y \text{ (TM-mode)} \quad (\text{II-2b})$$

Comme nous l'avons déjà dit, (section (I-8)), ces méthodes ne sont pas pratiques, surtout pour des composants de grande dimension. A titre d'exemple, pour un coupleur directionnel dont la longueur est de quelques millimètres, le temps de simulation ( $10\mu\text{m} \times 10\mu\text{m} \times 2000\mu\text{m}$ ,  $\Delta x = \Delta y = 0.1 \mu\text{m}$ ) excède 30 heures sur PC de type pentium. D'autre part, l'utilisation d'une méthode implicite pour la résolution conduit à une matrice à cinq diagonales non nulles. Il faut donc poursuivre par une méthode de Gauss ou bien par une méthode itérative, ce qui rend le temps de simulation rédhibitoire avec une précision numérique inférieure à ce que l'on avait avec une BPM-2D.

### II-2.1 Principe de la méthode implicite alternée

La méthode implicite alternée a déjà été utilisée pour résoudre l'équation parabolique [Carnahan. B]. Elle consiste à résoudre l'équation des différences finies en utilisant deux étapes implicites successives, chacune de pas  $\Delta z/2$ , l'une résolvant selon  $x$ , l'autre selon  $y$ . Supposant que  $\Phi^*$  est la valeur du champ à la fin de la première étape, la formule de l'équation (II-1) devient

$$\begin{aligned} & -j2k_0 n_0 \frac{\Phi^*(i, j) - \Phi(i, j, k)}{\Delta z / 2} \\ & = \delta_x^2 \Phi^*(i, j) + \delta_y^2 \Phi(i, j, k) + \frac{1}{2} k_0^2 (n^2(i, j) - n_0^2) (\Phi^*(i, j) + \Phi(i, j, k)) \end{aligned} \quad (\text{II-3a})$$

suivi par

$$\begin{aligned} & -j2k_0 n_0 \frac{\Phi(i, j, k+1) - \Phi^*(i, j)}{\Delta z / 2} \\ & = \delta_x^2 \Phi^*(i, j) + \delta_y^2 \Phi(i, j, k+1) + \frac{1}{2} k_0^2 (n^2(i, j) - n_0^2) (\Phi^*(i, j) + \Phi(i, j, k+1)) \end{aligned} \quad \dots \quad (\text{II-3b})$$

En considérant les discontinuités du champ électrique à l'interface des milieux (W.P. Huang, 1992, M.S. Stern, 1988), on a :

$$\delta_x^2 \Phi = \frac{T_{i+1,j} \Phi(i+1, j) - (2 - R_{i+1,j} - R_{i-1,j}) \Phi(i, j) + T_{i-1,j} \Phi(i-1, j)}{\Delta x^2}, \quad \text{mode TE} \quad (\text{II-4a})$$

$$\delta_x^2 \Phi = \frac{\Phi(i+1, j) - 2\Phi(i, j) + \Phi(i-1, j)}{\Delta x^2}, \quad \text{mode TM} \quad (\text{II-4b})$$

$$\delta_y^2 \Phi = \frac{T_{i,j+1} \Phi(i, j+1) - (2 - R_{i,j+1} - R_{i,j-1}) \Phi(i, j) + T_{i,j-1} \Phi(i, j-1)}{\Delta y^2},$$

$$\text{mode TM} \quad (\text{II-4c})$$

$$\delta_y^2 \Phi = \frac{\Phi(i, j+1) - 2\Phi(i, j) + \Phi(i, j-1)}{\Delta y^2}, \quad \text{mode TE} \quad (\text{II-4d})$$

où

$$T_{i\pm 1, j} = \frac{2n^2(i \pm 1, j)}{n^2(i \pm 1, j) + n^2(i, j)}, \quad R_{i\pm 1, j} = T_{i\pm 1, j} - 1 \quad (\text{II-4e})$$

$$T_{i, j\pm 1} = \frac{2n^2(i, j \pm 1)}{n^2(i, j \pm 1) + n^2(i, j)}, \quad R_{i, j\pm 1} = T_{i, j\pm 1} - 1 \quad (\text{II-4f})$$

sont les coefficients de transmission et de réflexion aux interfaces transverses du guide.

Après avoir réarrangé les formules précédentes, on obtient :

$$\begin{aligned} & A\Phi^*(i+1, j) + B\Phi^*(i, j) + C\Phi^*(i-1, j) \\ & = a\Phi(i, j+1, k) + b\Phi(i, j, k) + c\Phi(i, j-1, k) \end{aligned} \quad (\text{II-5})$$

$$\begin{aligned} & A^*\Phi(i, j+1, k+1) + B^*\Phi(i, j, k+1) + C^*\Phi(i, j-1, k+1) \\ & = a^*\Phi^*(i+1, j) + b^*\Phi^*(i, j) + c^*\Phi^*(i-1, j) \end{aligned} \quad (\text{II-6})$$

avec,

$$A = \frac{-\Delta z}{2} \frac{T_{i+1, j}}{\Delta x^2}, \quad C = \frac{-\Delta z}{2} \frac{T_{i-1, j}}{\Delta x^2}, \quad \text{mode TE} \quad (\text{II-7a})$$

$$A = \frac{-\Delta z}{2} \frac{1}{\Delta x^2}, \quad C = \frac{-\Delta z}{2} \frac{1}{\Delta x^2}, \quad \text{mode TM} \quad (\text{II-7b})$$

$$a = \frac{\Delta z}{2} \frac{T_{i, j+1}}{\Delta y^2}, \quad c = \frac{\Delta z}{2} \frac{T_{i, j-1}}{\Delta y^2}, \quad \text{mode TM} \quad (\text{II-7c})$$

$$a = \frac{\Delta z}{2} \frac{1}{\Delta y^2}, \quad c = \frac{\Delta z}{2} \frac{1}{\Delta y^2}, \quad \text{mode TE} \quad (\text{II-7d})$$

$$B = \frac{\Delta z}{2} \left( \frac{2 - R_{i+1, j} - R_{i-1, j}}{\Delta x^2} - \frac{1}{2} k_0^2 (n^2 - n_0^2) \right) - j2k_0 n_0, \quad \text{mode TE} \quad (\text{II-7e})$$

$$B = \frac{\Delta z}{2} \left( \frac{2}{\Delta x^2} - \frac{1}{2} k_0^2 (n^2 - n_0^2) \right) - j2k_0 n_0, \quad \text{mode TM} \quad (\text{II-7f})$$

$$b = -\frac{\Delta z}{2} \left( \frac{2 - R_{i, j+1} - R_{i, j-1}}{\Delta y^2} - \frac{1}{2} k_0^2 (n^2 - n_0^2) \right) - j2k_0 n_0, \quad \text{mode TM} \quad (\text{II-7g})$$

$$b = -\frac{\Delta z}{2} \left( \frac{2}{\Delta y^2} - \frac{1}{2} k_0^2 (n^2 - n_0^2) \right) - j2k_0 n_0, \quad \text{mode TE} \quad (\text{II-7h})$$

$$A^* = -a; \quad C^* = -c; \quad a^* = -A; \quad c^* = -C; \quad (\text{II-7i})$$

$$B^* = -\text{conjg}(b); \quad b^* = -\text{conjg}(B) \quad (\text{II-7j})$$



Evidemment, les équations II-5 et II-6 constituent respectivement deux systèmes tridiagonaux qui sont résolus par la méthode du double balayage. On peut donc ainsi déterminer rapidement les valeurs du champ au pas "z+Δz" à partir de celle au pas "z".

## II-2.2 Stabilité et erreur numérique

Le champ arbitraire E(x,y) peut être développé en série de Fourier de la façon suivante :

$$E(x,y) = \sum \phi_h \exp[j(\alpha_h m \Delta x + \beta_h n \Delta y)], \quad \phi_h \text{ est complexe.} \quad (\text{II-8})$$

Rappelons que selon la définition de Lax-Richtmyer [G.D Smith], l'algorithme sera stable pour la propagation du champ global si le module d'amplification du champ est inférieur ou égal à 1 à chaque pas de propagation Δz. D'autre part, pour analyser la stabilité liée à la fonction E(x,y), il suffit d'analyser celle liée à chaque fonction élémentaire  $\phi_h \exp[-(j\alpha m \Delta x + \beta n \Delta y)]$ . On calcule donc le module d'amplification correspondant à une fonction élémentaire :

$$\phi = \phi_0 \exp[-(j\alpha m \Delta x + \beta n \Delta y)]$$

en remplaçant E(x<sub>m</sub>, y<sub>n</sub>, z<sub>n</sub>) par φ dans les équations (II-5) et (II-6). On obtient l'amplitude du champ φ\* à la fin de la première étape de calcul,

$$\phi^* = \frac{a \cdot e^{-j\beta \Delta y} + b + c \cdot e^{j\beta \Delta y}}{A \cdot e^{-j\alpha \Delta x} + B + C \cdot e^{j\alpha \Delta x}} \phi_0 \quad (\text{II-9a})$$

et l'amplitude du champ φ<sub>1</sub> à la fin de la deuxième étape :

$$\phi_1 = \frac{a^* \cdot e^{-j\alpha \Delta x} + b^* + c^* \cdot e^{j\alpha \Delta x}}{A^* \cdot e^{-j\beta \Delta y} + B^* + C^* \cdot e^{j\beta \Delta y}} \phi^* \quad (\text{II-9b})$$

Enfin, en éliminant le champ intermédiaire Φ\*, le facteur d'amplification du champ pour un pas entier Δz est :

$$\begin{aligned} G = \frac{\phi_1}{\phi_0} &= \frac{a^* \cdot e^{-j\alpha \Delta x} + b^* + c^* \cdot e^{j\alpha \Delta x}}{A \cdot e^{-j\alpha \Delta x} + B + C \cdot e^{j\alpha \Delta x}} \cdot \frac{a \cdot e^{-j\beta \Delta y} + b + c \cdot e^{j\beta \Delta y}}{A^* \cdot e^{-j\beta \Delta y} + B^* + C^* \cdot e^{j\beta \Delta y}} \\ &= \frac{\frac{\Delta z}{2} Q_i^n - j[2k_0 n_0 - \frac{\Delta z}{2} P_i^n]}{\frac{\Delta z}{2} Q_i^n + j[2k_0 n_0 + \frac{\Delta z}{2} P_i^n]} \cdot \frac{\frac{\Delta z}{2} q_i^n - j[2k_0 n_0 - \frac{\Delta z}{2} p_i^n]}{\frac{\Delta z}{2} q_i^n + j[2k_0 n_0 + \frac{\Delta z}{2} p_i^n]} \end{aligned} \quad (\text{II-10})$$

avec

$$Q_i^n = \frac{1}{2} k_0^2 [n_{i,j}^2 - n_0^2] - \frac{4}{\Delta x^2} \left[ 1 - \frac{1}{2} (T_{i+1,j}^n + T_{i-1,j}^n) \cos^2 \left( \frac{\alpha \Delta x}{2} \right) \right], \quad \text{mode TE} \quad (\text{II-11a})$$

$$Q_i^n = \frac{1}{2} k_0^2 [n_{i,j}^2 - n_0^2] - \frac{2}{\Delta x^2} \sin^2\left(\frac{\alpha \Delta x}{2}\right) \quad \text{mode TM} \quad (\text{II-11b})$$

$$q_i^n = \frac{1}{2} k_0^2 [n_{i,j}^2 - n_0^2] - \frac{2}{\Delta y^2} \sin^2\left(\frac{\beta \Delta y}{2}\right) \quad \text{mode TE} \quad (\text{II-11c})$$

$$q_i^n = \frac{1}{2} k_0^2 [n_{i,j}^2 - n_0^2] - \frac{4}{\Delta y^2} \left[1 - \frac{1}{2} (T_{i,j+1}^n + T_{i,j-1}^n) \cos^2\left(\frac{\beta \Delta y}{2}\right)\right],$$

mode TM (II-11d)

$$P_i^n = \frac{1}{\Delta x^2} (T_{i+1,j}^n - T_{i-1,j}^n) \sin(\alpha \Delta x) \quad \text{mode TE} \quad (\text{II-11e})$$

$$P_i^n = 0 \quad \text{mode TM} \quad (\text{II-11f})$$

$$p_i^n = 0 \quad \text{mode TE} \quad (\text{II-11h})$$

$$p_i^n = \frac{1}{\Delta y^2} (T_{i,j+1}^n - T_{i,j-1}^n) \sin(\beta \Delta y) \quad \text{mode TM} \quad (\text{II-11g})$$

Le module  $|G|$  du facteur d'amplification du champ à chaque pas est toujours inférieur à 1. L'algorithme est donc stable. Toutefois, lorsque  $|G|$  est inférieur à l'unité, l'algorithme est dissipatif. Il faut donc tester la conservation de l'énergie optique au cours de la propagation. Mais avant cela, examinons la distribution du champ optique et ses discontinuités pour différentes polarisations dans un guide où les indices sont :  $n_0 = 1.0$ ,  $n_g = 1.7$ ,  $n_s = 1.5$ . La largeur et la hauteur du ruban sont respectivement  $1.5$  et  $0.5 \mu\text{m}$ ; l'épaisseur de la couche guidante est  $1.0 \mu\text{m}$ . Le confinement latéral du guide est très fort. Les distributions pour les modes TE et TM sont présentées aux Fig.II-2.1a et b.

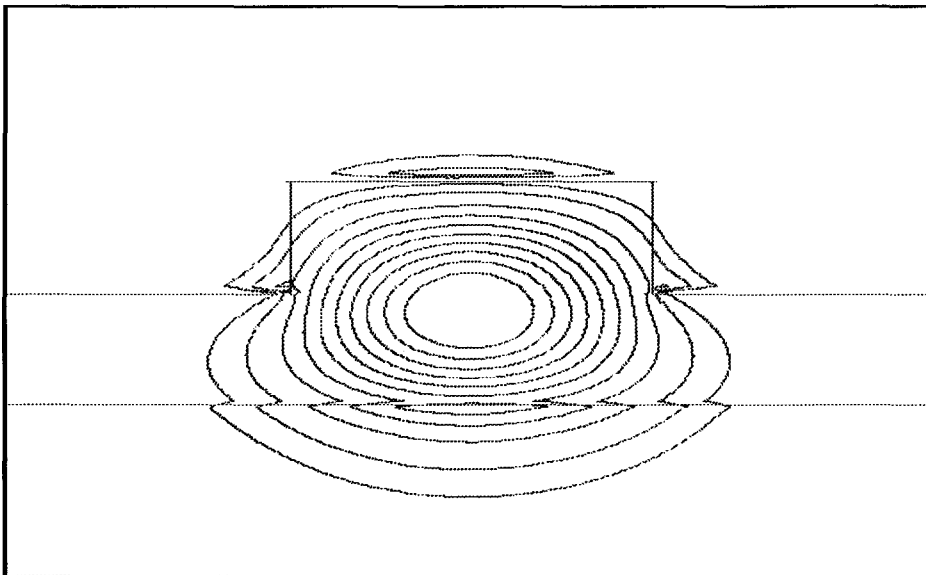


Fig.II-2.1a: Distribution du champ de mode-TM (polarisation verticale)

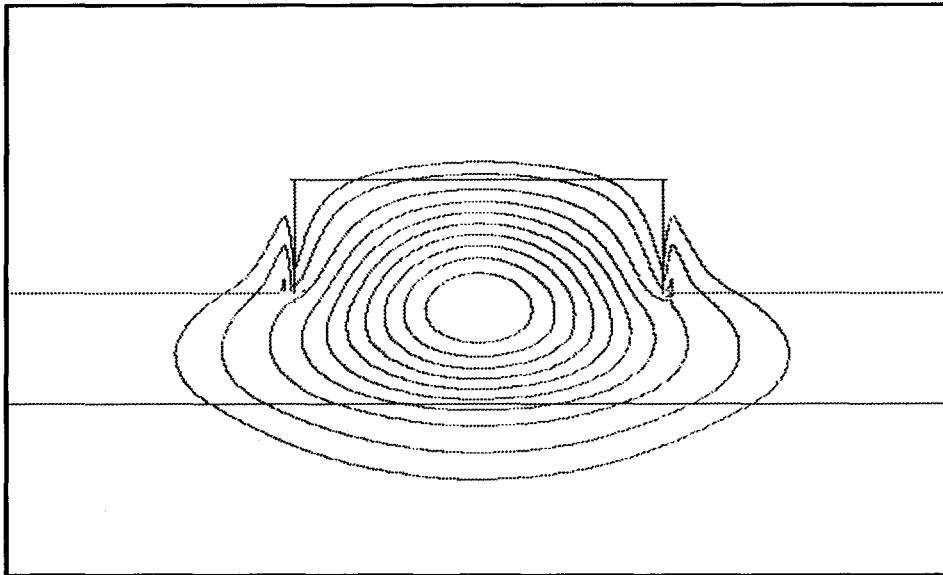


Fig.II-2.1b: Distribution du champ de mode TE (polarisation horizontale)

Pour le mode TM, les discontinuités n'apparaissent qu'aux interfaces horizontales, alors qu'elles marquent les interfaces verticales pour le mode TE. La raison peut en être facilement comprise si l'on considère la loi générale régissant le champ à l'interface :

$$E_t^2 = E_t^1, \quad E_n^1 \neq E_n^2 \quad (\text{II-12})$$

ici, n et t représentent respectivement les directions normale et parallèle à l'interface. Il y a continuité de la composante parallèle du champ et discontinuité de la composante normale.

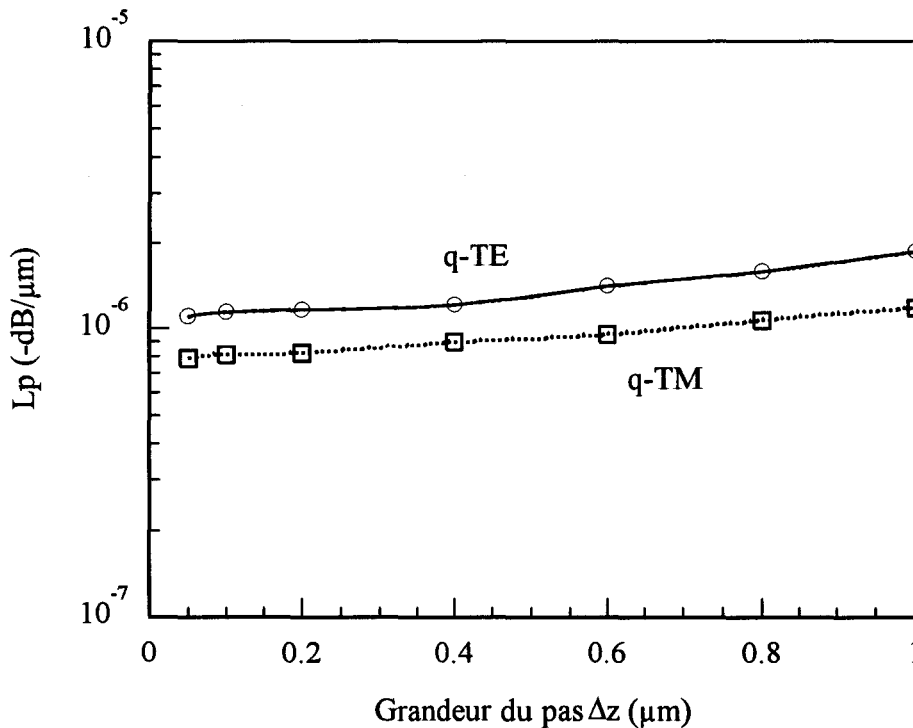


Fig.II-2.2a: Erreur numérique en fonction de la valeur de  $\Delta z$ , ( $\Delta x = \Delta y = 0.05 \mu\text{m}$ )

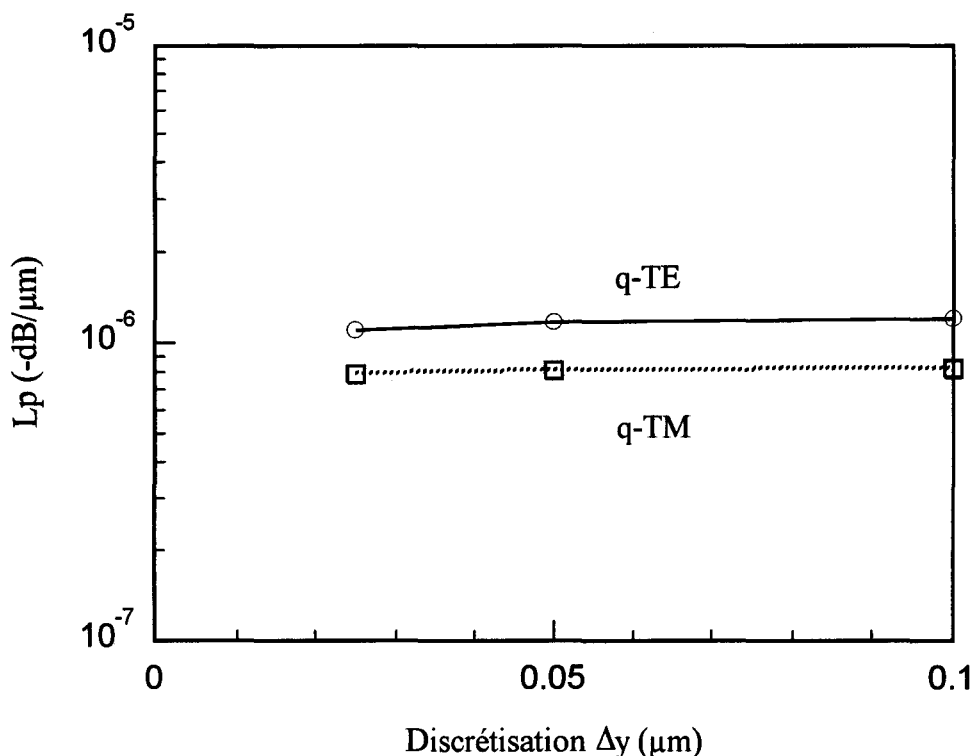


Fig. II-2.2b: Erreur numérique en fonction de la discrétisation  $\Delta x = \Delta y$ , ( $\Delta z = 0.2\mu\text{m}$ )

En ce qui concerne maintenant l'erreur numérique, l'intégrale de recouvrement du champ initial  $E_i$  et du champ final  $E_p$  étant :

$$L_p(\text{dB}) = 10 \log \left[ \frac{\left| \int E_i E_p dx \right|^2}{\left[ \int E_i E_i^* dx \cdot \int E_p E_p^* dx \right]} \right] (\text{dB}) \quad (\text{II-13})$$

les Fig. II-2.2a et b montrent l'évolution de  $L_p$  en fonction des pas de discrétisation  $\Delta z$ ,  $\Delta x$  et  $\Delta y$ . Dans tous les cas, l'erreur numérique de l'algorithme ne dépasse pas  $2 \cdot 10^{-6}$  dB/ $\mu\text{m}$ , ce qui est vraiment petit pour un algorithme à 3 dimensions. Puisque personne n'a montré l'erreur numérique de l'algorithme à 3 dimensions, nous l'avons comparé à  $4.5 \cdot 10^{-7}/\mu\text{m} \sim 1.2 \cdot 10^{-6}$  dB/ $\mu\text{m}$  pour le même guide à 2 dimensions ce qui se reconside en utilisant la méthode des indices effectifs.

Pour finir, la Fig. II-2.3 présente un bilan de la puissance optique passant dans le guide après plusieurs centaines de microns de propagation, la diminution de puissance étant liée à la dissipation numérique de l'algorithme-3D. Dans cette simulation, nous avons pris que  $\Delta x = \Delta y = 0.05\mu\text{m}$ ,  $\Delta z = 0.3\mu\text{m}$ ,  $\lambda = 1.55\mu\text{m}$ . Le fait que nous ne commençons pas à 1 tient à l'intégration de la puissance optique qui a été faite dans une zone proche du guide (la même pour les modes TE et TM), plus petite que la fenêtre complète de simulation.

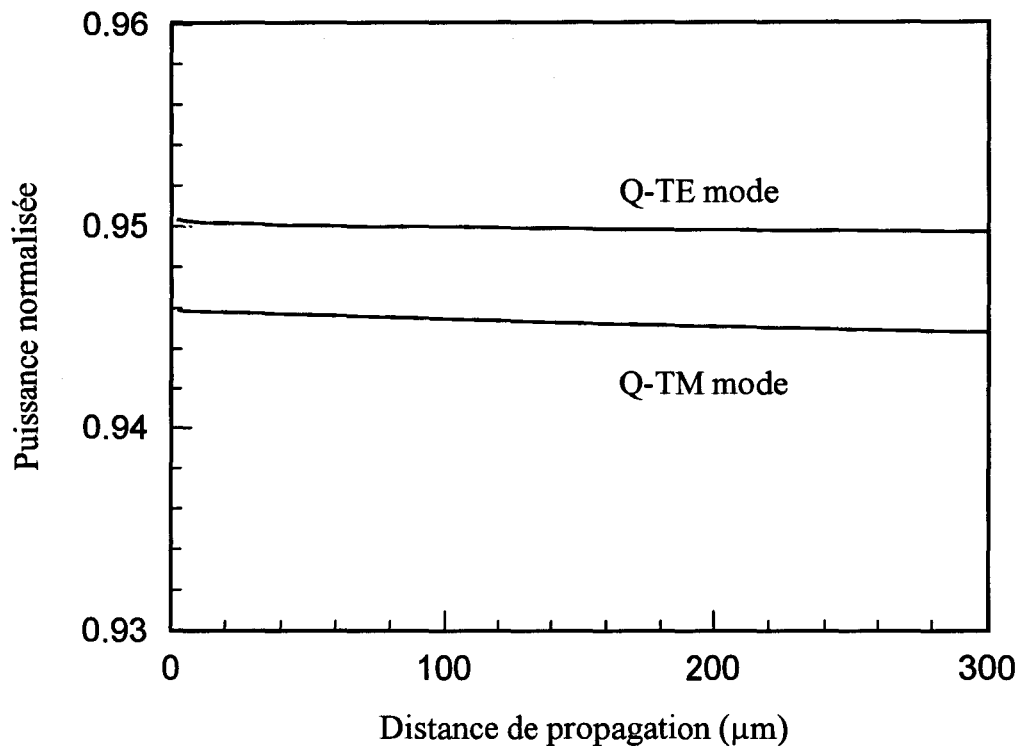


Fig.II-2.3: Bilan de puissance mettant en évidence les pertes numériques

En conclusion, toutes ces vérifications ont montré que notre méthode implicite alternée est stable et exacte. De plus, à cause de la stabilité inconditionnelle, on peut choisir un grand pas de propagation  $\Delta z$ , ce qui réduit nettement la durée des calculs et permet de traiter la plupart des composants de l'optique intégrée. Une comparaison a été faite, portant sur la simulation de la propagation dans une photodiode PIN-guide de 20  $\mu\text{m}$  de longueur, éclairée par la tranche, et discrétisée transversalement de 200\*300 points. Dans ces conditions, l'algorithme de la méthode explicite nécessite deux heures de calcul alors que le nôtre ne prend que huit minutes.

### II-3: BPM-3D adaptée aux guides courbes

Dans les méthodes courantes de faisceaux propagés fondées sur l'équation vectorielle, la direction principale  $z$  de la propagation ne change pas. Pourtant, certaines structures optiques intégrées sont composées de guides courbes pour lesquels la direction de propagation change tellement qu'on ne peut plus les simuler de cette façon. Un certain nombre de chercheurs [Danielson. P, 1983, Yamauchi. J, 1990, Rivera. M, 1995] ont donc proposé des algorithmes de BPM scalaire basés sur les coordonnées cylindriques. Nous sommes partis de ces contributions pour proposer un algorithme tridimensionnel de BPM vectorielle à coordonnées cylindriques.

### II-3.1 Algorithme

La propagation d'onde optique dans un milieu est gouvernée par l'équation (I-12a)

$$\nabla^2 \vec{E}(\mathbf{r}) + \vec{\nabla} \left( \frac{\vec{\nabla} \epsilon_r(\mathbf{r})}{\epsilon_r(\mathbf{r})} \cdot \vec{E}(\mathbf{r}) \right) + k_0^2 \epsilon_r(\mathbf{r}) \vec{E}(\mathbf{r}) = 0 \quad (\text{II-14})$$

où  $k^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0$  et  $\epsilon_r = n^2$  l'indice de réfraction de milieu.

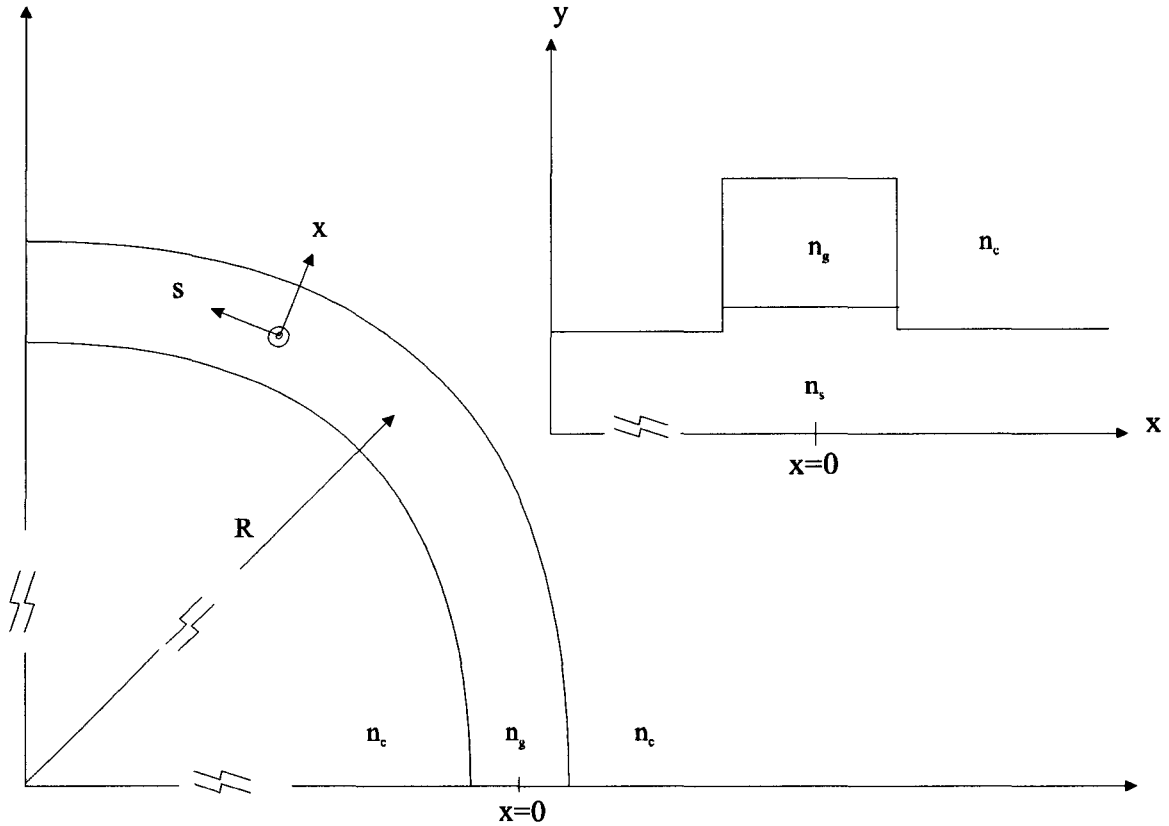


Fig.II-3.1: Schéma des coordonnées cylindriques et du guide courbe

Dans les coordonnées cylindriques, le gradient devient :

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial r} \vec{i} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \vec{j} + \frac{\partial}{\partial y} \vec{k} \quad (\text{II-15})$$

où  $\vec{i}$ ,  $\vec{j}$ ,  $\vec{k}$  sont respectivement les vecteurs unitaires sur les directions des coordonnées.

Si l'indice de réfraction du milieu varie lentement selon l'angle  $\theta$ , ce qui est le cas du guide courbe, l'équation (II-14) peut être écrite de la façon suivante:

$$\frac{\partial^2 E_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_r}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 E_r}{\partial \theta^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{E_r}{n^2} \cdot \frac{\partial n^2}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{E_y}{n^2} \cdot \frac{\partial n^2}{\partial y} \right) + \frac{\partial^2 E_r}{\partial y^2} + k^2 E_r = 0 \quad \dots \quad (\text{II-16a})$$

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_y}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 E_y}{\partial \theta^2} + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{E_r}{n^2} \cdot \frac{\partial n^2}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{E_y}{n^2} \cdot \frac{\partial n^2}{\partial y} \right) + \frac{\partial^2 E_y}{\partial y^2} + k^2 E_y = 0$$

..... (II-16b)

Supposant que

$$E_t = \Psi_t \cdot \exp(+j \cdot n_0 k_0 R \theta), \quad t = r, y$$

et qu'il n'y a aucun couplage entre différentes composants du champ, alors, les équations (II-16) deviennent :

$$-j \frac{2k_0 n_0 R}{r^2} \frac{\partial \Psi_r}{\partial \theta} = \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{n^2} \cdot \frac{\partial (n^2 \Psi_r)}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \Psi_r}{\partial r} + k_0^2 (n^2 - n_0^2 \frac{R^2}{r^2}) \Psi_r + \frac{\partial^2 \Psi_r}{\partial y^2}$$

..... (II-17a)

$$-j \frac{2k_0 n_0 R}{r^2} \frac{\partial \Psi_y}{\partial \theta} = \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{1}{n^2} \cdot \frac{\partial (n^2 \Psi_y)}{\partial y} \right) + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \Psi_y}{\partial r} + k_0^2 (n^2 - n_0^2 \frac{R^2}{r^2}) \Psi_y + \frac{\partial^2 \Psi_y}{\partial r^2}$$

..... (II-17b)

ici, R est le diamètre mesuré à partir du centre du guide courbe.

En utilisant les changements de variable suivants :

$$s = R \cdot \theta, \quad r = R + x \tag{II-18}$$

le facteur de courbure  $\kappa = 1/R$ , les équations (II-17) se réécrivent ainsi :

$$-j \frac{2k_0 n_0}{(1 + \kappa x)^2} \frac{\partial \Psi_x}{\partial s} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{n^2} \cdot \frac{\partial (n^2 \Psi_x)}{\partial x} \right) + \frac{\kappa}{(1 + \kappa x)} \cdot \frac{\partial \Psi_x}{\partial x} + k_0^2 \left( n^2 - \frac{n_0^2}{(1 + \kappa x)^2} \right) \Psi_x + \frac{\partial^2 \Psi_x}{\partial y^2}$$

..... (II-19a)

$$-j \frac{2k_0 n_0}{(1 + \kappa x)^2} \frac{\partial \Psi_y}{\partial s} = \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{1}{n^2} \cdot \frac{\partial (n^2 \Psi_y)}{\partial y} \right) + \frac{\kappa}{(1 + \kappa x)} \cdot \frac{\partial \Psi_y}{\partial x} + k_0^2 \left( n^2 - \frac{n_0^2}{(1 + \kappa x)^2} \right) \Psi_y + \frac{\partial^2 \Psi_y}{\partial x^2}$$

..... (II-19b)

Ces formules (II-19) constituent les équations vectorielles de propagation en coordonnées cylindriques. Elles seront résolues en utilisant la méthode implicite alternée, comme nous l'avons expliqué précédemment. Si  $\Phi^*$  est la valeur du champ au milieu du pas  $\Delta s$ , pour un champ de polarisation X (mode TE), on obtient :

$$\begin{aligned}
-j \frac{2k_0 n_0}{(1+\kappa x)^2} \frac{\Phi_x^* - \Psi_x}{\Delta s / 2} &= \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{n^2} \cdot \frac{\partial(n^2 \Phi_x^*)}{\partial x} \right) + \frac{\kappa}{(1+\kappa x)} \cdot \frac{\partial \Phi_x^*}{\partial x} \\
&+ \frac{1}{2} k_0^2 \left( n^2 - \frac{n_0^2}{(1+\kappa x)^2} \right) \cdot (\Psi_x + \Phi_x^*) + \frac{\partial^2 \Psi_x}{\partial y^2}
\end{aligned} \tag{II-20a}$$

suivi de :

$$\begin{aligned}
-j \frac{2k_0 n_0}{(1+\kappa x)^2} \frac{\Psi_x^* - \Phi_x^*}{\Delta s / 2} &= \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{n^2} \cdot \frac{\partial(n^2 \Phi_x^*)}{\partial x} \right) + \frac{\kappa}{(1+\kappa x)} \cdot \frac{\partial \Phi_x^*}{\partial x} \\
&+ \frac{1}{2} k_0^2 \left( n^2 - \frac{n_0^2}{(1+\kappa x)^2} \right) \cdot (\Psi_x^* + \Phi_x^*) + \frac{\partial^2 \Psi_x^*}{\partial y^2}
\end{aligned} \tag{II-20b}$$

où  $\Psi_x^*$  est la valeur du champ à la fin du pas entier  $\Delta s$ .

On peut référer que la discontinuité du champ aux interfaces et les dérivées peuvent être développées par les différences finies aux littératures (M.S. Stern, 1988, W.P. Huang, 1992).

Les formules (II-20) deviennent :

$$\begin{aligned}
&-j \frac{2k_0 n_0}{(1+\kappa x)^2} \frac{\Phi_x^*(m,n) - \Psi_x(m,n)}{\Delta s / 2} \\
&= \frac{T_{m+1,n} \Phi_x^*(m+1,n) - (2 - R_{m+1,n} - R_{m-1,n}) \Phi_x^*(m,n) + T_{m-1,n} \Phi_x^*(m-1,n)}{\Delta x^2} \\
&+ \frac{\kappa}{(1+\kappa x)} \cdot \frac{T_{m+1,n} \Phi_x^*(m+1,n) + (R_{m+1,n} - R_{m-1,n}) \Phi_x^*(m,n) - T_{m-1,n} \Phi_x^*(m-1,n)}{2\Delta x} \\
&+ \frac{1}{2} \cdot k_0^2 \left( n^2 - \frac{n_0^2}{(1+\kappa x)^2} \right) (\Phi_x^*(m,n) + \Psi_x(m,n)) + \frac{\Psi_x(m,n+1) - 2 \cdot \Psi_x(m,n) + \Psi_x(m,n-1)}{\Delta y^2} \\
&\dots \tag{II-21a}
\end{aligned}$$

et

$$\begin{aligned}
&-j \frac{2k_0 n_0}{(1+\kappa x)^2} \frac{\Psi_x^*(m,n) - \Phi_x^*(m,n)}{\Delta s / 2} \\
&= \frac{T_{m+1,n} \Phi_x^*(m+1,n) - (2 - R_{m+1,n} - R_{m-1,n}) \Phi_x^*(m,n) + T_{m-1,n} \Phi_x^*(m-1,n)}{\Delta x^2} \\
&+ \frac{\kappa}{(1+\kappa x)} \cdot \frac{T_{m+1,n} \Phi_x^*(m+1,n) + (R_{m+1,n} - R_{m-1,n}) \Phi_x^*(m,n) - T_{m-1,n} \Phi_x^*(m-1,n)}{2\Delta x} \\
&+ \frac{1}{2} \cdot k_0^2 \left( n^2 - \frac{n_0^2}{(1+\kappa x)^2} \right) (\Phi_x^*(m,n) + \Psi_x^*(m,n)) + \frac{\Psi_x^*(m,n+1) - 2 \cdot \Psi_x^*(m,n) + \Psi_x^*(m,n-1)}{\Delta y^2} \\
&\dots \tag{II-21b}
\end{aligned}$$

ici,



$$T_{m\pm 1,n} = \frac{2 \cdot n^2(m \pm 1, n)}{n^2(m \pm 1, n) + n^2(m, n)}, \quad (\text{II-21c})$$

$$R_{m\pm 1,n} = T_{m\pm 1,n} - 1, \quad (\text{II-21d})$$

sont les coefficients de transmission et réflexion en traversant l'interface entre  $m\Delta x$  and  $(m \pm 1)\Delta x$ .

Après arrangement des formules (II-21), on obtient :

$$\begin{aligned} & A_m \Phi_x^*(m-1, n) + B_m \Phi_x^*(m, n) + C_m \Phi_x^*(m+1, n) \\ &= a_m \Psi_x(m, n-1) + b_m \Psi_x(m, n) + c_m \Psi_x(m, n+1) \end{aligned} \quad (\text{II-22a})$$

$$\begin{aligned} & a'_m \Psi_x^*(m-1, n) + b'_m \Psi_x^*(m, n) + c'_m \Psi_x^*(m+1, n) \\ &= A'_m \Phi_x^*(m, n-1) + B'_m \Phi_x^*(m, n) + C'_m \Phi_x^*(m, n+1) \end{aligned} \quad (\text{II-22b})$$

ici

$$A_m = -\frac{\Delta s}{2} \left( \frac{T_{m-1,n}}{\Delta x^2} - \frac{\kappa}{1+\kappa x} \frac{T_{m-1,n}}{\Delta x} \right), \quad (\text{II-22c})$$

$$C_m = -\frac{\Delta s}{2} \left( \frac{T_{m+1,n}}{\Delta x^2} + \frac{\kappa}{1+\kappa x} \frac{T_{m+1,n}}{\Delta x} \right), \quad (\text{II-22d})$$

$$\begin{aligned} B_m &= \frac{\Delta s}{2} \left[ \frac{2 - R_{m+1,n} - R_{m-1,n}}{\Delta x^2} - \frac{\kappa}{1+\kappa x} \left( \frac{R_{m+1,n} - R_{m-1,n}}{2\Delta x} \right) \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{2} k_0^2 \left( n^2 - \frac{n_0^2}{(1+\kappa x)^2} \right) \right] - j \frac{2k_0 n_0}{(1+\kappa x)^2}, \end{aligned} \quad (\text{II-22e})$$

$$A'_m = -A_m, \quad C'_m = -C_m, \quad B'_m = -\text{conjg}(B_m) \quad (\text{II-22f})$$

$$a_m = \frac{\Delta s}{2} \frac{1}{\Delta y^2} = c_m \quad (\text{II-22g})$$

$$b_m = \frac{\Delta s}{2} \left[ \frac{-2}{\Delta y^2} + \frac{1}{2} k_0^2 \left( n^2 - \frac{n_0^2}{(1+\kappa x)^2} \right) \right] - j \frac{2k_0 n_0}{(1+\kappa x)^2} \quad (\text{II-22h})$$

$$a'_m = -a_m, \quad c'_m = -c_m, \quad b'_m = -\text{conjg}(b_m) \quad (\text{II-22i})$$

On peut, de la même manière, exprimer les équations à résoudre dans le cas de la polarisation Y (mode TM) :

$$\begin{aligned} & \gamma_m \Phi_y^*(m-1, n) + \eta_m \Phi_y^*(m, n) + \mu_m \Phi_y^*(m+1, n) \\ &= \varsigma_m \Psi_y(m, n-1) + \xi_m \Psi_y(m, n) + \zeta_m \Psi_y(m, n+1) \end{aligned} \quad (\text{II-23a})$$

$$\begin{aligned} & \varsigma'_m \Phi_y^*(m-1, n) + \xi'_m \Phi_y^*(m, n) + \zeta'_m \Phi_y^*(m+1, n) \\ &= \gamma'_m \Psi_y(m, n-1) + \eta'_m \Psi_y(m, n) + \mu'_m \Psi_y(m, n+1) \end{aligned} \quad (\text{II-23b})$$

ici

$$\gamma_m = -\frac{\Delta s}{2\Delta x^2} \left(1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{\kappa \Delta x}{1 + \kappa x}\right), \quad \mu_m = -\frac{\Delta s}{2\Delta x^2} \left(1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{\kappa \Delta x}{1 + \kappa x}\right) \quad (\text{II-23c})$$

$$\eta_m = \frac{\Delta s}{2} \left[ \frac{2}{\Delta x^2} - \frac{1}{2} k_0^2 \left( n^2 - \frac{n_0^2}{(1 + \kappa x)^2} \right) \right] - j \frac{2k_0 n_0}{(1 + \kappa x)^2} \quad (\text{II-23d})$$

$$\gamma'_m = -\gamma_m, \quad \mu'_m = -\mu_m, \quad \eta'_m = -\text{conjg}(\eta_m) \quad (\text{II-23e})$$

$$\varsigma_m = \frac{\Delta s}{2} \cdot \frac{T_{m,n-1}}{\Delta y^2}, \quad \zeta_m = \frac{\Delta s}{2} \cdot \frac{T_{m,n+1}}{\Delta y^2}, \quad (\text{II-23f})$$

$$\xi_m = -\frac{\Delta s}{2} \left[ \frac{2 - R_{m,n+1} - R_{m,n-1}}{\Delta y^2} - \frac{1}{2} k_0^2 \left( n^2 - \frac{n_0^2}{(1 + \kappa x)^2} \right) \right] - j \frac{2k_0 n_0}{(1 + \kappa x)^2}$$

$$\varsigma'_m = -\varsigma_m, \quad \zeta'_m = -\zeta_m, \quad \xi'_m = -\text{conjg}(\xi_m) \quad (\text{II-23g})$$

$$T_{m,n\pm 1} = \frac{2 \cdot n^2(m,n \pm 1)}{n^2(m,n \pm 1) + n^2(m,n)}, \quad R_{m,n\pm 1} = T_{m,n\pm 1} - 1 \quad (\text{II-23h})$$

Ceci permet de déterminer la valeur du champ à la  $(l+1)^{\text{ème}}$  tranche en utilisant les valeurs connues à la  $l^{\text{ème}}$  tranche. La méthode de Von Neumann déjà utilisée permet de constater que cet algorithme est stable inconditionnellement.

### II-3.2 Résultats numériques

Utilisant l'algorithme précédent, nous avons simulé la propagation modale dans un guide courbe présenté Fig.II-3.1, où les indices sont respectivement  $n_c = 1.0$ ,  $n_s = 1.5$ ,  $n_g = 1.7$ ; la largeur et l'épaisseur du guide sont  $w_t = w_g = 1.0 \mu\text{m}$ ; le rayon de courbure est de  $500\mu\text{m}$ . Le champ modal injecté est celui du guide droit. La longueur d'onde est  $1.55\mu\text{m}$ .

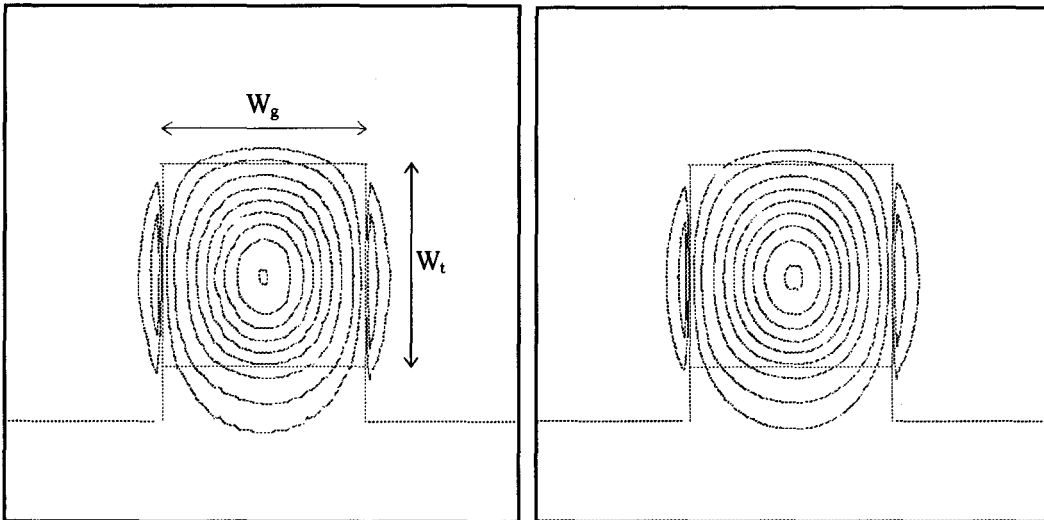


Fig.II-3.2a: Distributions du mode TE au début du guide courbe et après rotation de  $180^\circ$

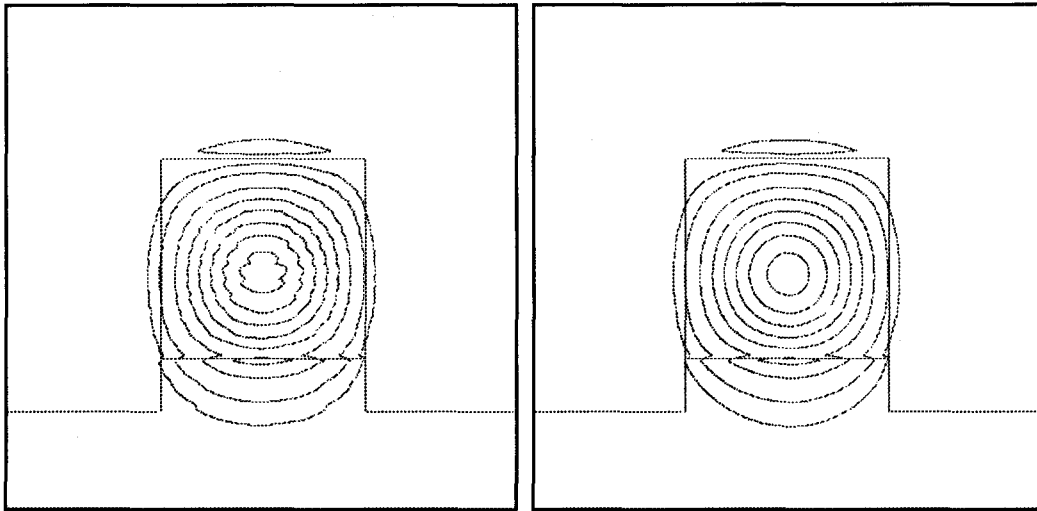


Fig.II-3.2b: Distributions du mode TM au début du guide courbe et après rotation de 180°

La Fig.II-3.2 montre les distributions du champ aux différents stades de la propagation. On constate que, premièrement, la distribution du champ est perturbée au début du guide à cause des différences existant entre les modes des guides droit et courbe. Deuxièmement, les discontinuités du champ à l'interface apparaissent bien pour les différentes polarisations. Nous avons ensuite calculé les erreurs numériques dans ce cas. Pour cela, nous avons considéré quatre cas :  $R = 50\mu\text{m}$ ,  $100\mu\text{m}$ ,  $200\mu\text{m}$ , et  $300\mu\text{m}$  dans les conditions  $\Delta x = \Delta y = 0.025\mu\text{m}$ ,  $\Delta s = 0.15\mu\text{m}$ . L'intégrale de recouvrement des champs par micron de propagation et la dissipation d'énergie sont calculées après rotation de 360°. Tous les résultats figurent dans le tableau T.II-3.1.

R ( $\mu\text{m}$ )	$L_g$ ( dB/ $\mu\text{m}$ )	$E_p / E_i$ ( Rotation de 360° )
50	$7.87 \cdot 10^{-6}$	0.9912
100	$6.87 \cdot 10^{-6}$	0.9908
200	$2.15 \cdot 10^{-6}$	0.9931
300	$8.85 \cdot 10^{-7}$	0.9919

T. II-3.1: Perte de l'intégrale des champs et énergie dans le guide

Les résultats obtenus concernant notamment, la polarisation du champ et les pertes dues aux erreurs numériques montrent bien l'intérêt et l'efficacité de cet algorithme adapté aux guides courbes. Son temps de calcul est le même que celui de la BPM-3D présentée auparavant, ceci, pour une même distance de propagation.

Finalement, nous avons étudié les pertes de couplage entre un guide droit et un guide courbe dans le cas d'un confinement latéral fort et d'un faible rayon de courbure.

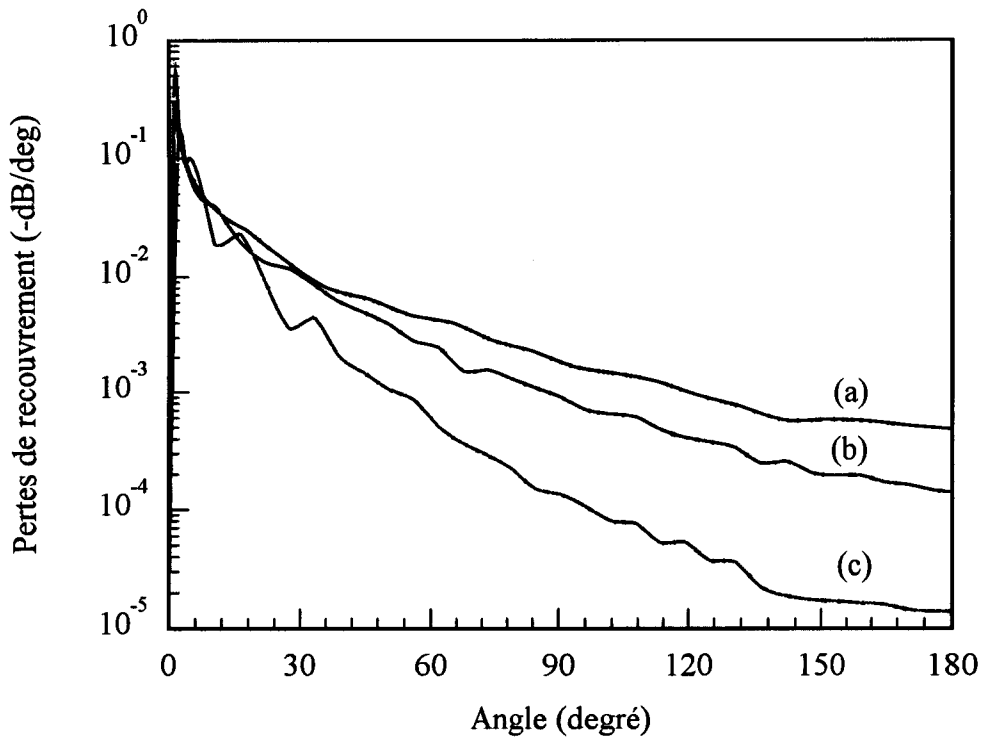


Fig.II-3.3a: Pertes de recouvrement des champs en fonction de l'angle de rotation  
 (a), (b), (c) correspondent aux rayons : 30 $\mu$ m, 50 $\mu$ m et 100 $\mu$ m

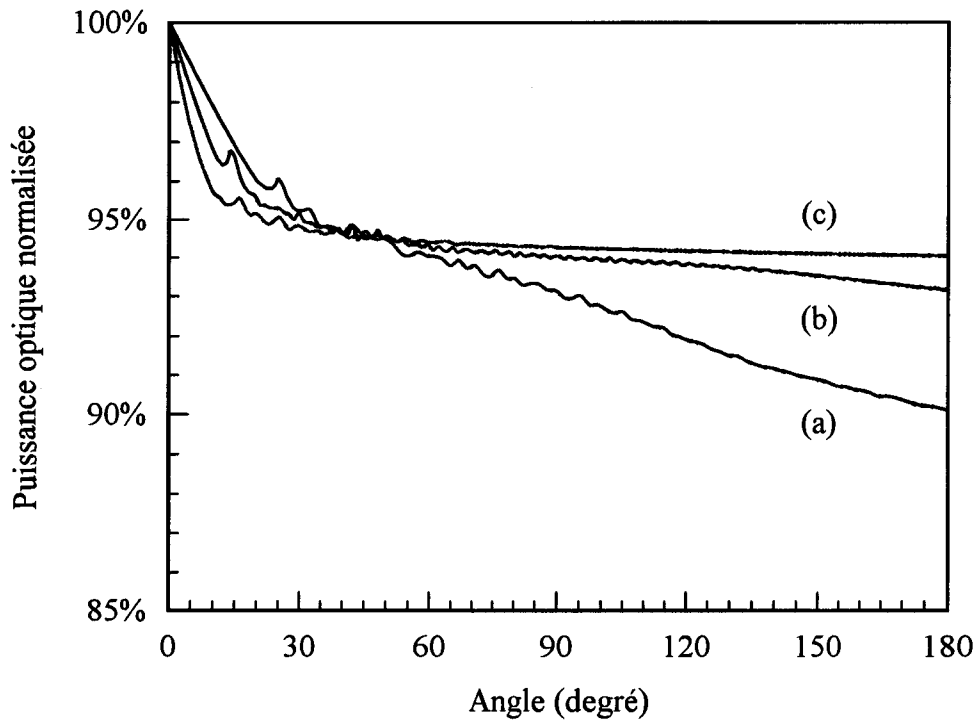


Fig.II-3.3b: Puissance normalisée dans un guide courbe en fonction de l'angle de rotation  
 (a), (b), (c) correspondent aux rayons : 30 $\mu$ m, 50 $\mu$ m et 100 $\mu$ m

Toutes les paramètres utilisés sont pareils aux précédents. Au cours de cette analyse, le mode du guide droit est utilisé comme solution initiale à l'entrée du guide courbe, la polarisation est

de type TE. Les pertes de recouvrement sont élevées en début de propagation à cause de la différence modale entre les guides droit et courbe, puis, progressivement, la distribution qui se propage s'approche du mode courbe et les pertes de recouvrement diminuent.

En conclusion, nous avons proposé un nouvel algorithme pour traiter de la propagation des faisceaux optiques dans les guides courbes en tenant compte de la polarisation. En utilisant cette méthode, on peut efficacement faire l'étude de la propagation dans un guide courbe. Toutefois, notre étude montre que la différence modale entre les guides droit et courbe est d'autant plus importante que le rayon de courbure du guide est faible, et il en est donc de même pour les pertes par radiation. L'accent doit donc être mis sur l'amélioration du couplage entre mode droit et mode courbe.

#### **II.4: Méthode des faisceaux propagés dans le domaine temporel**

La méthode des faisceaux propagés a déjà été utilisée avec succès pour analyser la réflexion par micromiroir intégré [Chung. Y, 1990, Joannes. L, 1994]. Dans ce cadre, l'un des inconvénients de ce type de traitement est la nécessité de placer l'interface du miroir soit parallèlement, soit perpendiculairement à l'axe Oz de la BPM. Bien qu'il soit possible, par une méthode spéciale d'incliner un peu le miroir [Chung. Y, 1990], l'analyse des réflexions multiples à l'intérieur d'un circuit photonique reste limitée. Récemment certains chercheurs ont proposé la résolution temporelle des équations de propagation pour simuler la propagation d'impulsions lumineuses courtes, ceci, en autorisant l'étude de la diffraction à grand angle ou de la réflexion selon des axes quelconques [Chan. R.A, 1994, Liu. P.L, 1995]. Lorsque nous avons essayé d'appliquer cette méthode à la modélisation des circuits d'optique intégrée, nous avons constaté que la forme de l'impulsion optique varie longitudinalement au cours de la propagation, cette variation étant directement liée à la discrétisation du problème. Ce phénomène est particulièrement grave dans le cas des réflexions totales. C'est cette difficulté qui nous a poussé à approfondir l'étude de l'approche temporelle.

Dans cette section, nous allons donc proposer une méthode améliorée des faisceaux propagés dans le domaine temporel. Nous y avons remplacé l'impulsion courte par une impulsion longue quasi-rectangulaire, de façon à étudier le passage complet à travers un circuit donné. Le principe de cette approche consiste à injecter l'impulsion longue d'un côté du circuit intégré en la faisant propager jusqu'à la sortie. Si la longueur de l'impulsion quasi-rectangulaire excède la durée de passage à travers le circuit entier, la distribution globale du champ électromagnétique

est rendue indépendante de l'aspect proprement temporel. On peut ainsi estimer les performances du circuit et l'optimiser.

#### II.4.1. Description de la méthode

Partant des équations de Maxwell dans un milieu non dispersif, on a

$$\nabla \times \nabla \times \vec{\Psi} + \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{\Psi}}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{II-24})$$

où  $\epsilon$  est la permittivité relative et  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide. Si l'impulsion est centrée à la fréquence  $\omega$ , cette fréquence peut être caractéristique d'une onde dont l'enveloppe varie lentement comme la suivante:

$$\vec{\Psi}(r, t) = \vec{E}(r, t) \exp(-j\omega t) \quad (\text{II-25})$$

Pour une impulsion plus longue que la longueur d'onde, la dérivée seconde temporelle de  $E$  peut être négligée, et l'équation (II-24) devient :

$$-2j \frac{\omega \epsilon}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = -\nabla \times \nabla \times \vec{E} + \frac{\omega^2 \epsilon}{c^2} \vec{E} \quad (\text{II-26})$$

Pour une impulsion de mode TE qui se propage dans le plan Oxz, cette équation devient :

$$-2j \frac{\omega n^2}{c^2} \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + k_0^2 n^2 E \quad (\text{II-27})$$

ici,  $k_0$  est la constante de propagation dans le vide et  $n$  l'indice de réfraction de milieu. Dans le cas d'une impulsion quasi-rectangulaire, le champ initial est :

$$E(x, z) = E_0(x) \cdot f(z) \quad (\text{II-28a})$$

avec 
$$f(z) = \exp\left(-\frac{z^2}{d^2}\right) \exp[jk_z z], \quad z > 0 \quad (\text{II-28b})$$

où  $E_0$  est la fonction transverse du champ;  $k_z = k_{0\text{eff}}$ .

Pour  $t > 0$ , le champ du côté injecté ( $z = 0$ ) peut être mis sous la forme suivante:

$$E(x, z) = E_0(x) \cdot \exp[j\phi(z)] \quad (\text{II-29a})$$

$$j\phi(t) = \ln \left[ \frac{E(x_0, z_1)}{E(x_0, z_1)} \right] \Bigg|_t - jk_z \Delta z, \quad z = 0 \quad (\text{II-29b})$$

ici,  $x_0$  est l'abscisse du centre de symétrie de la fonction  $E_0(x, 0)$ .

Aux autres côtés de la fenêtre de simulation, on introduit des conditions aux limites transparentes qui laissent la lumière passer sans réflexion. Au voisinage des limites, le champ doit satisfaire :

$$\frac{\partial E}{\partial R_n} = -jk_n E \quad (\text{II-30})$$

où ' $R_n$ ' représente la grandeur normale (x ou y) au côté considéré, et  $k_n$  la composante normale de la constante de propagation dans le milieu. Tous ces traitements permettent l'injection et la propagation d'une impulsion quasi rectangulaire dans le circuit optique simulé.

#### II.4.2. Algorithme de calcul

Evidemment, l'équation parabolique (II-27) est résolue en utilisant la méthode implicite alternée. Si  $E^*(i,j)$  est le champ intermédiaire de temps  $\Delta t$ , on a

$$\begin{aligned} -2jk_0 n^2 \frac{E^*(i,j) - E(i,j,k)}{\Delta t/2} &= \delta_x^2 E^*(i,j) + \delta_y^2 E(i,j,k) \\ &+ \frac{1}{2} [k_0^2 n^2(i,j) E^*(i,j) + k_0^2 n^2(i,j) E(i,j,k)] \end{aligned} \quad (\text{II-31a})$$

suivi de :

$$\begin{aligned} -2jk_0 n^2 \frac{E(i,j,k+1) - E^*(i,j)}{\Delta t/2} &= \delta_x^2 E^*(i,j) + \delta_y^2 E(i,j,k+1) \\ &+ \frac{1}{2} [k_0^2 n^2(i,j) E^*(i,j) + k_0^2 n^2(i,j) E(i,j,k+1)] \end{aligned} \quad (\text{II-31b})$$

ici,  $i, j, k$  représentent respectivement l'échantillonnage du plan (x, z) et du temps  $t$ ;  $j$  est l'imaginaire pur,  $\delta^2$  est la différence finie sur x ou y. La première phase du calcul donne le champ intermédiaire  $E^*$ , et le champ E correspondant au pas entier  $\Delta t$  est obtenu après la seconde phase. La stabilité de cet algorithme est vérifiée par la méthode de Von Neumann. En remplaçant le champ E de l'équation (II-31) par  $E(t)\exp(\alpha x + \beta z)$ , et puis, en éliminant le champ intermédiaire  $E(t+\Delta t/2)$ , le facteur d'amplification s'écrit :

$$\xi = \frac{E(t+\Delta t)}{E(t)} = \frac{1-j(\lambda-\eta)}{1+j(\lambda-\eta)} * \frac{1-j(\mu-\nu)}{1+j(\mu+\nu)} \quad (\text{II-32})$$

avec

$$\lambda = \frac{c\Delta t}{2k_0 n^2 \Delta x^2} \sin^2 \frac{\alpha \Delta x}{2}, \eta = \frac{k_0 c \Delta t}{4} \quad (\text{II-33a})$$

$$\mu = \frac{c\Delta t}{2k_0 n^2 \Delta z^2} \sin^2 \frac{\beta \Delta z}{2}, \nu = \frac{k_0 c \Delta t}{4} \quad (\text{II-33b})$$

On a :  $|\xi| = 1$  pour toutes variables  $\{\Delta x, \Delta z, \Delta t\}$ . L'algorithme est donc inconditionnellement stable et non dissipation.

### II.4.3. Résultats numériques

Pour détecter les erreurs numériques de cette méthode, nous avons propagé une impulsion quasi rectangulaire dans un guide droit dont les indices sont respectivement 1.70 et 1.75, la largeur du guide, de 2  $\mu\text{m}$ .

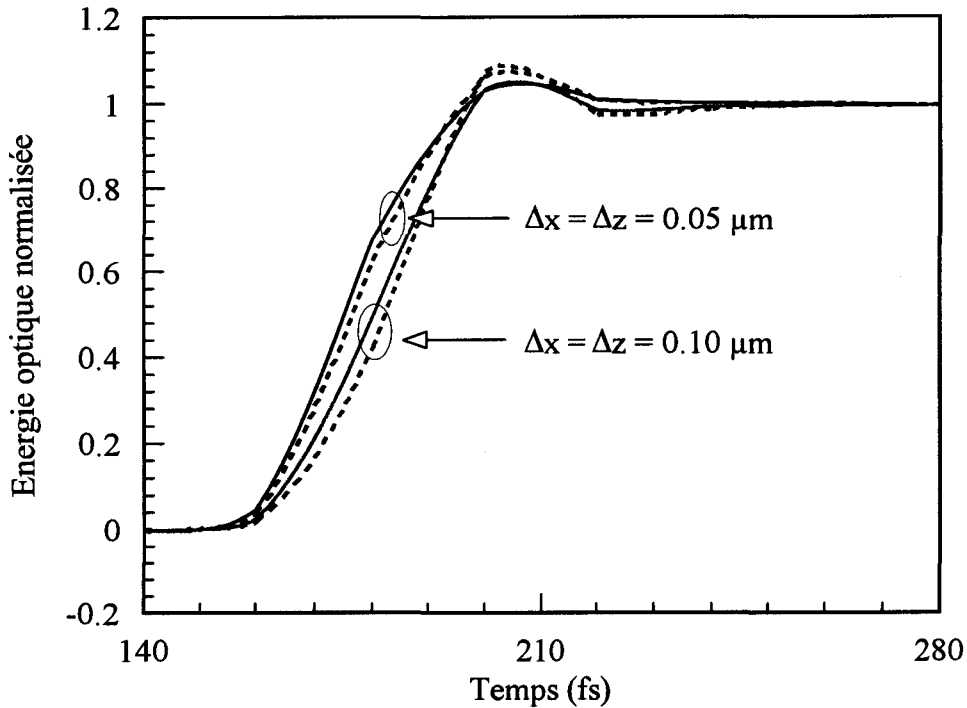


Fig.II-4.1: Evolution du flux normalisé d'énergie à la sortie du guide droit;  
ligne solide :  $\Delta t = 0.1\text{fs}$ , ligne pointillée :  $\Delta t = 1.0\text{ fs}$

Le champ initial introduit correspond au mode du guide et la taille de l'impulsion est gaussienne de demi longueur égale à quelques longueurs d'onde. L'énergie optique en sortie du guide droit a été calculée en fonction du temps, ce résultat apparait Fig.II-4.1. Le profil arrière de l'impulsion n'est plus de type Gaussien : le pic et le changement du front d'impulsion sont étroitement liés aux discrétisations du temps et de l'espace. Dans la période de stabilité, le bilan d'énergie issue du guide varie entre 0.995 et 0.997.

Ensuite, nous avons effectué un autre bilan de la corrélation entre le champ initial et celui propagé à travers ce guide par impulsion quasi-rectangulaire, grâce à la méthode de l'intégrale de recouvrement :

$$\xi = 10 \log_{10} \left[ \frac{\left| \int E_i E_d^* dx \right|^2}{\int E_d E_d^* dx \int E_i E_i^* dx} \right] \quad (\text{II-34})$$

ici,  $E_d$  et  $E_i$  sont respectivement les champs à la position  $z = d$  et initial;  $E^*$  représente le conjugué de  $E$ . Ce résultat est présenté Fig.II-4.2 avec des résultats similaires obtenus par FD-



BPM. Une comparaison des courbes montre que l'algorithme de notre méthode préserve bien le profil transverse du champ au cours de la propagation, l'erreur numérique est du même ordre que celle de la BPM-FD.

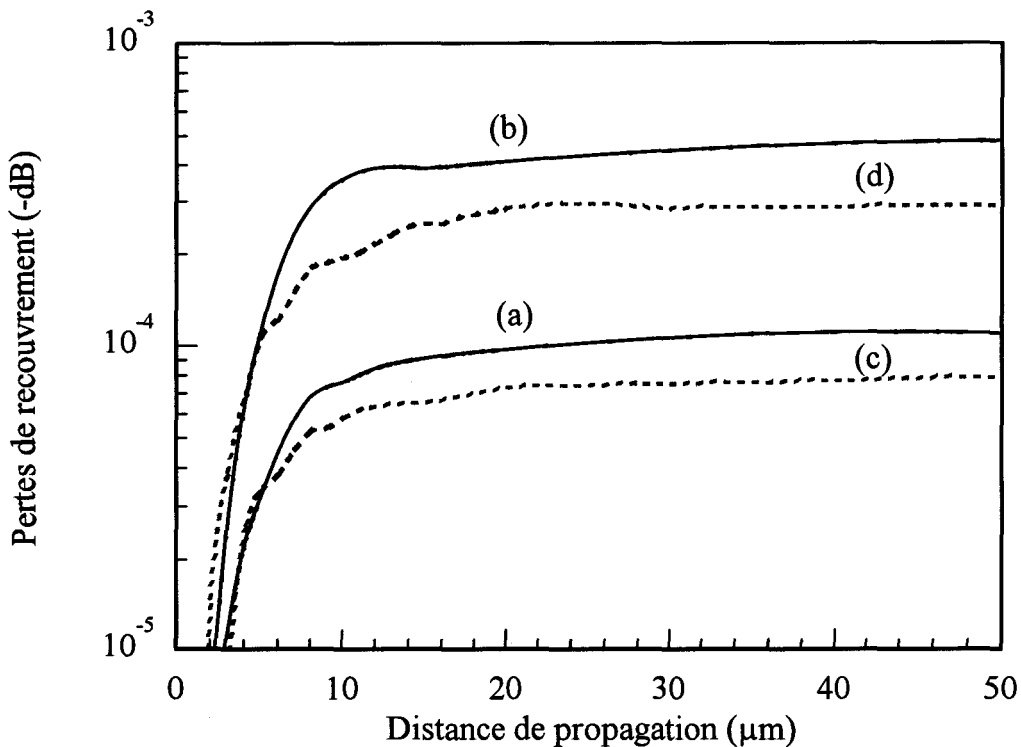
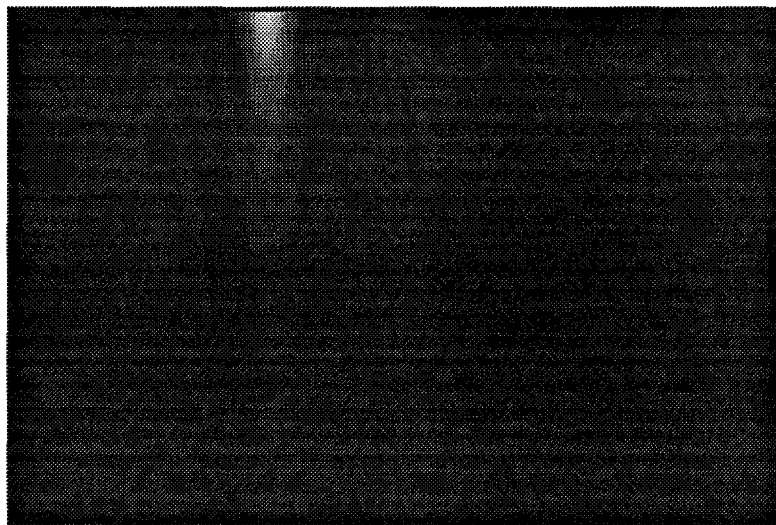


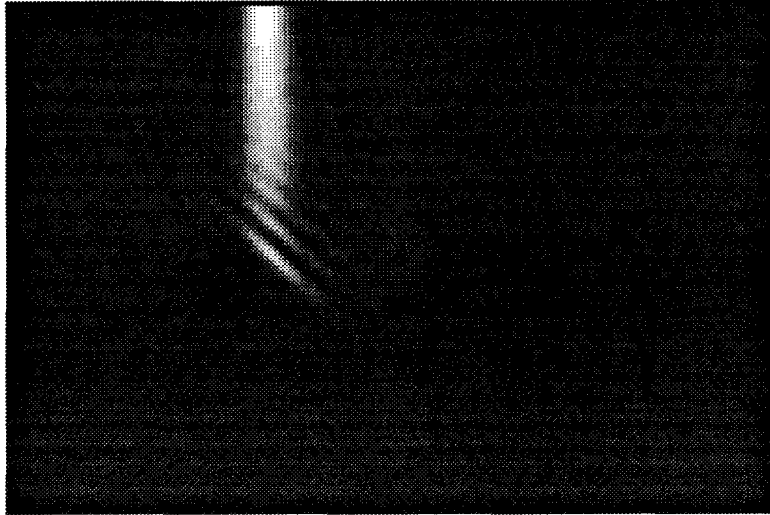
Fig.II-4.2: Pertes de l'intégrale de recouvrement des champs à la position  $z = d$  et initial en fonction de la distance de propagation

- (a):  $\Delta x = \Delta z = 0.05\mu\text{m}$ ,  $\Delta t = 0.1\text{fs}$ ; (b):  $\Delta x = \Delta z = 0.1\mu\text{m}$ ,  $\Delta t = 0.1\text{fs}$ ;
- (c):  $\Delta x = 0.05\mu\text{m}$ ,  $\Delta z = 0.2\mu\text{m}$ ; (d):  $\Delta x = 0.1\mu\text{m}$ ,  $\Delta z = 0.2\mu\text{m}$ ; (BPM-FD)

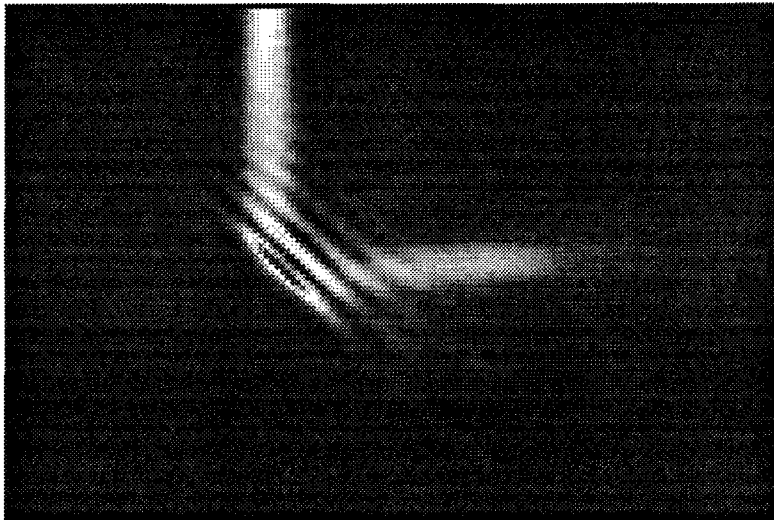
Pour approfondir le test, nous avons simulé la réflexion à  $90^\circ$  sur un micromiroir, la propagation de l'impulsion au cours du temps est montrée dans la Fig.II.4-3.



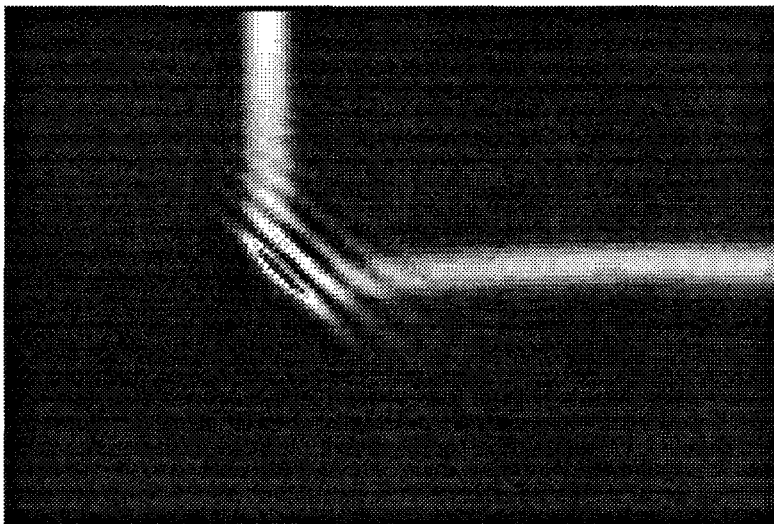
(a):  $t_1 = 0\text{ fs}$



(b):  $t_2 = 60$  fs



(c):  $t_3 = 120$  fs



(d):  $t_4 = 180$  fs

Fig.II-4.3: Propagation de l'impulsion en fonction du temps

Le bilan d'énergie à la sortie du guide après réflexion totale est présenté Fig.II-4.4 en fonction du temps.

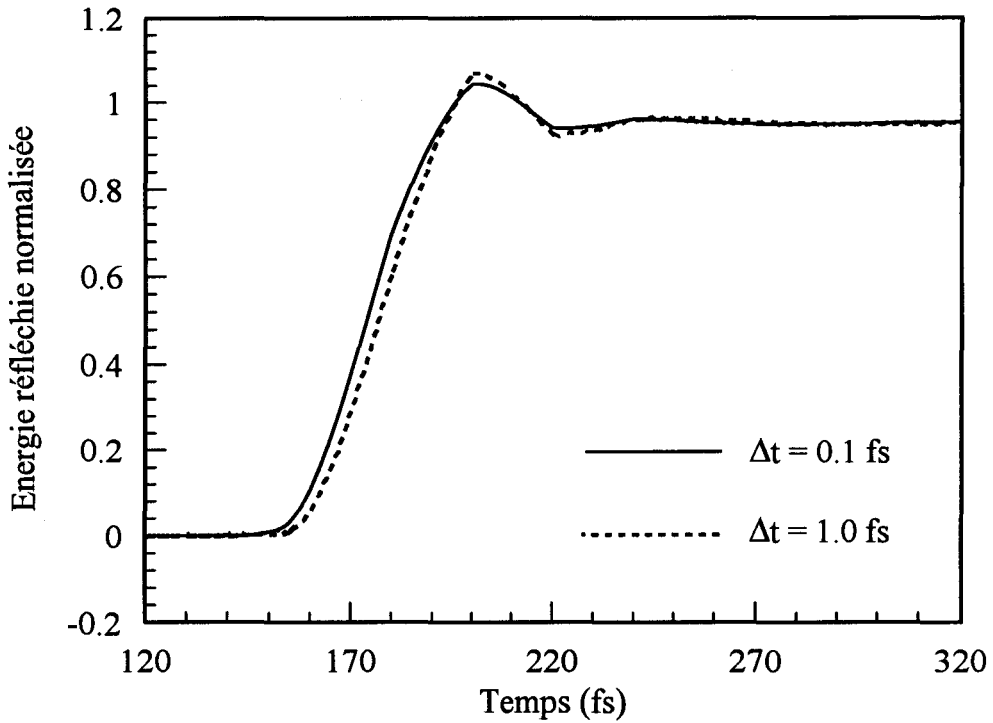


Fig.II-4.4: Evolution du flux d'énergie après la réflexion totale sur le micromiroir en fonction du temps

Le front d'impulsion quasi rectangulaire a été modifié dans le cas de la réflexion totale plus fortement que dans le cas de la propagation par guide droit, mais, le flux d'énergie à la sortie du guide sera stable après quelque retard. La perte après réflexion est de -0.145dB, comparable avec la valeur de -0.139dB calculée par la méthode de l'approximation de Padé présentée à la section I-7.

Cette étude montre que la modification du front d'impulsion et l'apparition du pic lumineux sont tous deux dus à l'erreur numérique et à l'approximation de la variation lente d'enveloppe de l'impulsion. Notamment, les discrétisations du temps et de l'espace sont la source principale de formation du pic. Ceci rend difficile l'utilisation de la propagation d'impulsions courtes pour estimer les performances des composants intégrés. Néanmoins, l'utilisation d'une impulsion longue quasi rectangulaire permet de dépasser ce problème parce qu'une distribution stable du champ peut être obtenue après un certain temps de propagation.

Pour conclure, nous présentons Fig.II-4.5 la simulation d'un circuit à trois micromiroirs à 90°. La dimension totale de la fenêtre est  $40 \times 30 \mu\text{m}^2$ ;  $\Delta x = \Delta z = 0.1 \mu\text{m}$ ; la largeur du guide est de

$2\mu\text{m}$ , les indices du guide et de la partie attaquée des miroirs sont respectivement  $n_1 = 1.75$ ;  $n_2 = 1.70$ ,  $n_0 = 1.0$ , la perte totale calculée est de  $-0.468\text{dB}$  après trois réflexions.

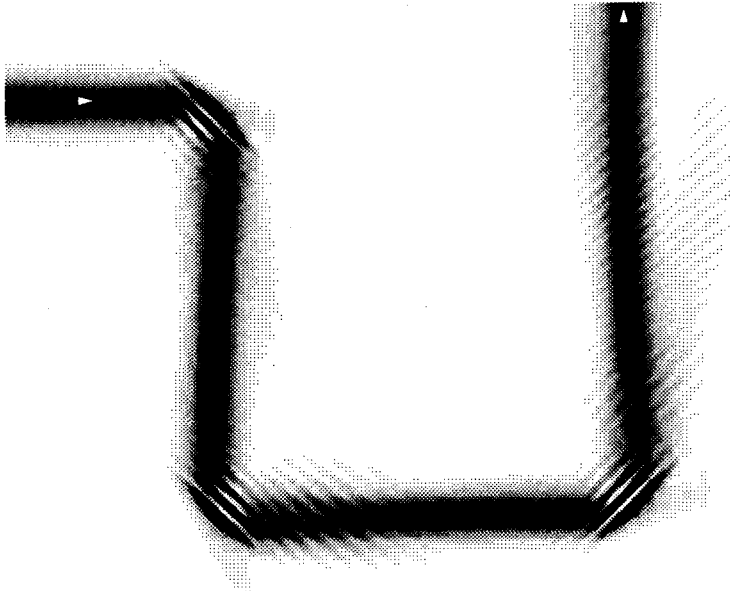


Fig.II-4.5: Distribution d'intensité optique dans un circuit intégré avec trois micromiroirs

Tout ceci constitue à notre sens une intéressante amélioration de la méthode des faisceaux propagés dans le domaine temporel, permettant de traiter les réflexions multiples et les diffractions à grand angle. Les principes mis en œuvre conduisent à une distribution stable du champ optique aussi bien transversale que longitudinale, et à une approche rigoureuse des bilans de puissance optique. Cette nouvelle méthode, associée à la BPM-FD, peut être largement appliquée à l'analyse des performances des composants intégrés.

## II.5. Conclusion du chapitre II

Dans ce chapitre, nous avons présenté nos apports à la méthode des faisceaux propagés. Un nouvel algorithme permettant une analyse vectorielle et tridimensionnelle a été implémenté en utilisant la méthode implicite à direction alternée. Il est rapide et stable quelques soient les conditions. Il permet de prendre en compte avec une précision suffisante, la polarisation de l'onde électromagnétique aux interfaces. La précision a été testée sur un guide droit par intégrale de recouvrement entre le champ modal et le champ issu des calculs de BPM. Ensuite, cet algorithme a été adapté en coordonnées cylindriques afin de simuler la propagation lumineuse dans les guides courbes, ces guides étant très intéressants pour effectuer les changements de direction dans les circuits photoniques. Enfin, afin de permettre le traitement des réflexions multiples pour des interfaces de direction quelconque, et des diffractions à grand

angle, nous avons amélioré la méthode des faisceaux propagés temporelle. Cette nouvelle méthode, associée à la BPM-FD, peut être largement appliquée à l'analyse des performances des composants dont la taille n'est pas trop grande.

## II.6. Références

1. Ahmed. S, Glytsis. E.N, "Comparison of beam propagation method and rigorous coupled-wave analysis for single and multiplexed volume gratings", *Appl. Opt.*, Vol.35, pp.4426, 1996.
2. Baets. R , Willems. J & Haes. J, "Diversity in beam propagation method" *Proc. ECIO*, pp.13.1-13.3, 1993.
3. Bierwirth. K, Schulz. N, & Arndt. F, "Finite-difference analysis of rectangular dielectric waveguide structures" *IEEE. Trans. MTT-34*(11). pp.1104-1113, 1986.
4. Carnahan. B, Luther.H.A, Wilks.J.O, "Applied numerical method", John Wiley & Sons, New York, 1969.
5. Chamorro-Posada. P, Fraile-Pelaez. F.J, "Volume integral formulation of finite difference beam propagation method for studying planar optical waveguides", *Journ. Modern. Optics*, Vol.42, pp.491, 1995.
6. Chan. R.Y, and Liu. J.M, "Time-domain wave propagation in optical structures", *IEEE. Phot. Tech. Lett.*, Vol. 6, pp. 1001, 1994.
7. Chen. J.C, Jungling. S, "Computation of higher-order waveguide modes by imaginary - distance beam propagation method", *Opt. & Quantum. Elect.*, Vol.26, pp.199, 1994.
8. Chung. Y &Dagli. N, "An assessment of finite difference beam propagation method", *IEEE. J.Q.E.*, 26(8), pp.1335-1339, 1990.
9. Chung. Y &Dagli. N, "Explicit finite difference beam propagation method: application to semiconductor rib waveguide Y-junction analysis", *Elect. Lett.*, Vol.26, pp.711-713, 1990.
10. Danilelsen. P, and D. Yevick, "Propagation beam analysis of bent optical waveguide", *J. Opt. Commun.*, Vol.4, pp.94, 1983.
11. Feit. M.D & Fleck. J.A, "Light propagation in graded-index optical fiber", *Appl. Opt.*, 17(24), pp.3900-3998, 1978.
12. Feit. M.D & Fleck. J.A, "Computation of mode properties in optical fiber waveguides by a propagation beam method", *Appl. Opt.*, 19(7), pp.1154-1164,1980.
13. Feit. M.D & Fleck. J.A, "Mode properties of optical fibers with lossy components by propagation beam method", *Appl. Opt.*, 20(5), pp.848-856, 1981.
14. Fleck. J.A, Jr., Morris. J.R, and Feit. M.D, "Time-dependent propagation of high energy laser beams through the atmosphere", *Appl. Phys.*, Vol.10, pp.129, 1976.
15. Hawkins. R.J, " Propagation properties of single-mode dielectric waveguide structures: a path integral approach", *Appl. Opt.*, Vol.26, pp.1183-1188, 1987

16. Helfert. S, Pregla. R, "New developments of a beam propagation algorithm based on the method of lines", *Opt. & Quantum. Elect.*, Vol.27, pp.943, 1995.
17. Hoekstra. H.J.W.M, Krijnen. G.J.M, Lambeck. P.V, "New formulation of the beam propagation method based on the slowly varying envelope approximation", *Opt. Commun.*, Vol.97, pp.301, 1993.
18. Hotta. M, Geshiro. M, Sawa. S, "Analysis of abrupt discontinuities in weakly guiding waveguide by a modified beam propagation method", *IEICE Transactions on electronics*, Vol.76, pp.1552, 1993.
19. Huang. W.P, Xu. C.L, Chu. S.T, & Chaudhuri. S.K, "The finite-difference beam propagation method: Analysis and Assessment", *IEEE. J. Light. Tech.*, Vol. 10, pp.295-305, 1992.
20. Huang. W.P, Xu. C.L, "Simulation of three-dimensional optical waveguides by a full-vector beam propagation method" , *IEEE. J. Quantum. Elect.*, Vol.29, pp.2639, 1993.
21. Gerdes. J & Pregla. R., "Beam propagation method based on method of lines", *J. Opt. Soc. Am.*, 8(2), pp.389-394, 1991.
22. Jungling. S, Chen. J.C, "A study and optimization of eigenmode calculations using the imaginary-distance beam propagation method", *IEEE. J. Quantum. Elect.*, Vol.30, pp.2098, 1994.
23. Kacsmarski. P & Haes. J, "Beam propagation method", *COMOPTEC Courses*, Gent, (nov.1991)
24. Kupka. R.K, "k-space TE/TM beam propagation method: derivation, assessment, and accurate correction for reflected field and multiple reflections", *J. Opt. Soc. Am.*, Vol.12, pp.404, 1995.
25. Lee. P.C, Voges. E, "Three-dimensional semi-vectorial wide angle beam propagation method", *IEEE. J. Lightwave. Tech.*, Vol.12, pp.215, 1994.
26. Lee. S.M, "Finite-difference vectorial beam propagation method using Yee's discretization scheme for modal fields", *J. Opt. Soc. Am.*, Vol.13, pp.1369, 1996.
27. Liu. J.M, & Gomelski. L, "Vectorial beam propagation method", *J. Opt. Soc. Am. A*, 9(9), pp.1574-1585, 1992.
28. Liu. P.L, Yang. S.L, Yuan. D.M, "The semivectorial beam propagation method", *IEEE. J. Quantum. Elect.*, Vol.29, pp.1205, 1993.
29. Liu. P.L, Zhao. Q, Chao. F.S, "Slow-wave finite difference beam propagation method", *IEEE. Phot. Tech. Lett.*, Vol.7, pp.890, 1995.
30. Ma. F, Xu. C.L, & Huang. W.P, "Wide-angle full vectorial beam propagation method", *IEE. Proc.-Optoelectron.*, Vol.143, pp.139-143, 1996.

31. Mansour. I, Capobianco. A.D, Rosa. C, "Noniterative vectorial beam propagation method with a smoothing digital filter", *IEEE. J. Lightwave. Tech.*, Vol.14, pp.761, 1996.
32. Munwitz. M & Vezzetti. D.J, "Beamp propagation computation in one and two transverse dimensions", *Opt. Commun.*, 100(1-4), pp.43-47, 1993.
33. Rahman. B.M.A, and Davis. J.B, "Vector-H finite element solution of GaAs/GaAlAs rib waveguide", *IEE. Proc. J. Optoelectron.*, Vol. 132, pp. 349, 1985.
34. Rasumussen. T, Povlsen. J.H, Bjarklev. A, "Improved two-dimensional beam propagation method for three-dimensional integrated optical waveguide structure having rectangular-core cross sections", *Opt. Lett.*, Vol.19, pp.1128, 1994.
35. Raowsky R.P, Fleck J.A. & Jr., Feit M.D, "Helmholtz beam propagation in rib waveguide and couplers by iterative Lanczos reduction", *J. Opt. Soc. Am. A.*, 9(2), pp.265-273, 1992.
36. Rivera. M, "A finite difference BPM analysis of bent dielectric waveguides", *"IEEE. J. Light. Tech.*, vol.13, pp.233-238, 1995.
37. Ronald Hadley G, "Wide-angle beam propagation using Padé approximant operators", *Opt. Lett.*, 17, pp. 1426-1428, 1992.
38. Schulz. D, Glingener. C, Voges. E, "Novel generalized finite difference beam propagation method", *IEEE. J. Quantum. Elect.*, Vol.30, pp.1132, 1994.
39. Seo. C, "Analysis of an optical bent rib xaveguide by the imaginar-distance beam propagation method", *Micro. & Opt. Tech. Lett.*, Vol.10, pp.45, 1995.
40. Smith. G.D, "Numerical solution of partial differential equation: Finite difference methods", Clarendon Press Oxford, 1985.
41. Splett A., Majd M. & Petermann K., "A novel beam propagation method for large refractive index steps and large propagation distances", *IEEE. Phot. Tech. Lett.*, 3(5), pp.466-468, 1991.
42. Stern. M.S, "Semivectorial polarised finite difference method for optical waveguide with arbitrary index profiles", *IEE. Proc. -Optoelectron.*, Vol.135, pp.56-63, 1988.
43. Stern. M.S, Kendall., and Mcllroy. P.W.A, "Analysis of spectral index method for vector modes of rib waveguide", *IEE. Proc. Part. J.*, Vol. 137, pp. 21, 1990.
44. Tsuji. Y, & Koshiha. M, "A finite element beam propagation method for strongly guiding and longitudinally varying optical waveguides", *IEEE. J. Light. Tech.*, Vol.14, pp.217-222, 1996.
45. Thylén. L, "Theory and applications of the beam propagation method", *Tech. Dig., OSA*, Vol.3, pp.20, 1989.
46. Vanroey J., Vander donk J. & Lagasse P.E., "Beam propagation method: analysis and assessment", *J. Opt. Soc. Am.*, 71(7), pp.803-810, 1981.



47. Vassallo. C, "Limitations of the wide-angle beam propagation method in nonuniform systems", *J. Opt. Soc. Am.*, Vol.13, pp.761, 1996.
48. Weitzman. P.S, Osterberg. U, Dominic. V, "A time-dependent beam propagation method to model photoinduced effects in galss", *IEEE. J. Quantum. Elect.*, Vol.30, pp.2970, 1994.
49. Wijnands. F, Hoekstra. H.J.W, de Ridder. R.M, "Efficient interface conditions for the semi-vectorial finite beam propagation method", *Opt. & Quantum. Elect.*, Vol.27, pp.961, 1995.
50. Wijnands. F, Hoekstra. H.J.W, Krijnen, & de Ridder. R.M, "Modal fields calculation using the finite differences beam propagation method", *IEEE. J. Light. Tech.*, Vol. 12, pp. 2066, 1994.
51. Xiang. F, Yip. G.L, "An explicit and stable finite difference 2D vector beam propagation method", *IEEE. Phot. Tech. Lett.*, Vol.6, pp.1248, 1994.
52. Xu. C.L, Huang. W.P, Chaudhuri. S.K, "Efficient and accurate vector mode calculations by beam propagation method", *IEEE. J. Lightwave. Tech.*, Vol.11, pp.1209, 1993.
53. Xu. C.L, Huang. W.P, Chaudhuri. S.K, "A full vectorial beam propagation method for anisotropic waveguide", *IEEE. J. Lightwave. Tech.*, Vol.12, pp.1926, 1994.
54. Yamauchi J., Shibayama. J. & Nakano H., "Finite difference beam propagation method using the oblique coordinate systems", *Elect. & Commun in Japan*, Vol.78, pp.20, 1995.
55. Yamauchi J., Shibayama. J. & Nakano H., "Fast Fourier transform beam propagation method using Padé approximant operators", *J. Modern. Opt.*, Vol.42, pp.491, 1995.
56. Yevick. D, & Hermansson, "New formulations of the matrix beam propagation method", *IEEE. J. Quantum. Elect.*, Vol. 26, pp. 221, 1990.

## **Chapitre III**

### **Etude de la réflexion à l'interface de deux milieux par la méthode des faisceaux propagés**

### III-1: Introduction

Le problème des réflexions a d'abord été étudié par la méthode de décomposition en ondes planes (MDOP) (Ogusu. K, 1985), notamment pour traiter le cas d'un faisceau laser en propagation libre (Born. M, 1959). Cette méthode repose sur un principe physique simple: toute onde limitée latéralement dans l'espace peut être considérée comme la superposition d'ondes planes élémentaires, illimitées, se propageant dans différentes directions. Connaissant la manière dont chaque onde plane élémentaire est réfléchi par un interface, il est alors possible, par une décomposition, réflexion et recombinaison du faisceau, de déduire le profil du champ réfléchi par l'interface. Bien que peu d'articles mentionnent la limite d'application de cette méthode, on sait qu'elle ne permet pas de simuler ce qui se passe directement au voisinage de l'interface, elle ne donne que les distributions du champ optique dans des plans de phase lointains. Elle ne s'applique en fait qu'aux faisceaux dont le diamètre est très grand devant la longueur d'onde. Or les faisceaux que l'on doit traiter dans le cadre de l'optique intégrée sont le plus souvent seulement larges de quelques longueurs d'onde. C'est pourquoi la méthode des faisceaux propagés, dont les principes sont purement physiques, le champ optique au pas  $z+dz$  étant déduit de celui au pas  $z$ , semble plus propice à l'étude des réflexions du point de vue général [P.Kaczarski, 1988; Y.Chung, 1991; L.Joannes, 1994; G.H.Jin, 1995].

Dans ce chapitre, nous décrivons les méthodes de modélisation nécessaires à l'étude de la réflexion à l'interface des milieux par résolution de l'équation d'onde de Fresnel à 2 dimensions. Partant des conditions aux limites, nous rappelons d'abord les formules de Fresnel de réflexion des ondes planes, puis l'expression de la réflexion d'un faisceau arbitraire par MDOP. Ensuite, nous montrons comment traiter la réflexion à la frontière séparant deux milieux avec la méthode des faisceaux propagés fondée sur les différences finies (BPM-FD) ou sur la transformée de Fourier (BPM-FFT) et enfin la BPM bidirectionnelle (BPM-B), avec ses limitations. La suite du chapitre est consacrée à l'étude des couches antiréfléchissantes et des réseaux par BPM Bidirectionnelle. Puis, nous présentons une nouvelle méthode améliorée de BPM bidirectionnelle pour simuler la réflexion d'onde optique dans le cas des interfaces non purement perpendiculaires ou parallèles. Nous finissons par l'étude de l'intégration monolithique d'un laser semi-conducteur et d'un guide diélectrique.

### III-2: Formule de Fresnel pour la réflexion

Considérons la réflexion et la réfraction d'une onde électromagnétique plane monochromatique sur la frontière plane de deux milieux, (Fig.III-2.1). L'onde incidente vient du milieu 1 supposé transparent; pour l'instant, le milieu 2 est quelconque.

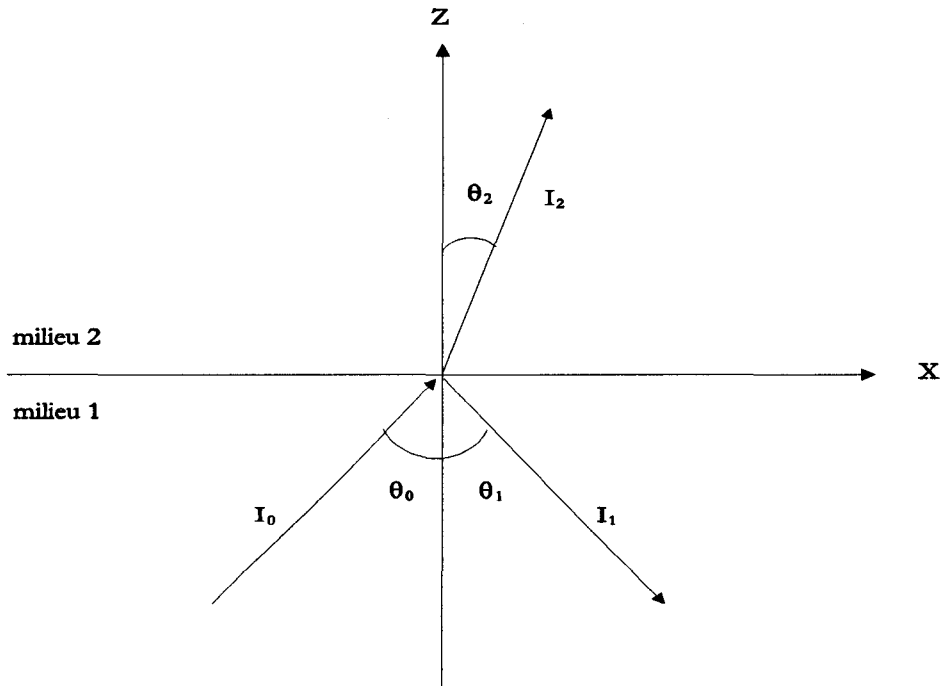


Fig.III-2.1: Schéma de rayon à la frontière

Les grandeurs relatives à l'onde incidente et à l'onde réfléchie seront dotées des indices 0 et 1 respectivement; quant à celles de l'onde réfractée, elles seront dotées de l'indice 2 (Fig.III-2.1). La direction de la normale au plan de séparation est choisie pour axe des z (la direction positive étant prise vers l'intérieur du milieu 2). Par suite de l'homogénéité complète dans le plan x-y, les équations du champ doivent dépendre d'une manière analogue de x et de y dans tout l'espace. Cela signifie que les composantes  $k_x$ ,  $k_y$  du vecteur d'onde pour les trois ondes sont identiques. Il s'ensuit immédiatement que la direction de propagation de toute les ondes se trouve dans un même plan; choisissons ce plan comme étant le plan xOz.

L'égalité

$$k_0 = \frac{\omega}{c}, \quad k_{0x} = k_{1x} = k_{2x} \quad (\text{III-1})$$

donne pour les composantes z du vecteur d'onde:

$$k_{1z} = -k_{0z} = -\frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_1} \cos \theta_0, \quad (\text{III-2a})$$

$$k_{2z} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 - k_{0x}^2} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon_1 \sin^2 \theta_0} \quad (\text{III-2b})$$

Le vecteur  $k_0$  est réel par définition. Le vecteur  $k_1$  est également réel. Quant à la grandeur  $k_{2z}$ , elle est complexe dans un milieu absorbant, le signe de la racine carrée est tel que  $\text{Im } k_{2z} > 0$  car l'onde réfractée est évanescence à l'intérieur du milieu 2. Si les deux milieux sont transparents, l'égalité (III-1) donne les lois bien connues de la réflexion et de la réfraction :

$$\theta_1 = \theta_2, \quad \frac{\sin \theta_2}{\sin \theta_1} = \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}} = \frac{n_1}{n_2} \quad (\text{III-3})$$

Pour déterminer l'amplitude des ondes réfléchie et réfractée, il faut considérer les conditions aux limites à la surface de séparation ( $z=0$ ). Nous allons considérer deux cas : lorsque le champ électrique  $E_0$  se trouve dans le plan d'incidence et lorsque le champ lui est perpendiculaire; cela signifie que nous étudions implicitement le cas général où  $E_0$  peut être décomposé en deux composantes, l'une dans le plan d'incidence, l'autre perpendiculaire.

Supposons d'abord que  $E_0$  est perpendiculaire au plan d'incidence. Des considérations de symétrie montrent qu'il en est de même pour  $E_1$  et  $E_2$  correspondant aux ondes réfléchie et réfractée. Quant au vecteur  $H$  (le champ magnétique), il se trouve dans le plan  $xOz$ . Les conditions aux limites exigent que  $E_y = E$  et  $H_x$  soient continues; conformément à (III-1)

$$H_x = -\frac{c}{\omega} k_z E_y \quad (\text{III-4})$$

Le champ dans le milieu 1 est la somme des champs des ondes incidente et réfléchie, de sorte que nous obtenons les deux équations suivantes :

$$E_0 + E_1 = E_2 \quad (\text{III-5a})$$

$$H_{x,0} + H_{x,1} = H_{x,2}$$

et la relation (III-4) donne :

$$k_{0z}(E_0 - E_1) = k_{2z}E_2 \quad (\text{III-5b})$$

Les facteurs exponentiels dans  $E$  disparaissent dans les deux membres de l'égalité, car  $k_x$  et la fréquence  $\omega$  sont les mêmes pour les trois ondes; donc nous allons toujours supposer que  $E$  est l'amplitude complexe des ondes. La solution des équations écrites donne les formules de Fresnel :

$$E_1 = \frac{k_{0z} - k_{2z}}{k_{0z} + k_{2z}} E_0 = \frac{\sqrt{\varepsilon_1} \cos \theta_0 - \sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon_1 \sin^2 \theta_0}}{\sqrt{\varepsilon_1} \cos \theta_0 + \sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon_1 \sin^2 \theta_0}} E_0 \quad (\text{III-6a})$$

$$r_{\perp} = \frac{E_1}{E_0} = \frac{\sqrt{\epsilon_1} \cos\theta_0 - \sqrt{\epsilon_2 - \epsilon_1 \sin^2 \theta_0}}{\sqrt{\epsilon_1} \cos\theta_0 + \sqrt{\epsilon_2 - \epsilon_1 \sin^2 \theta_0}} \quad (\text{III-6b})$$

$$E_2 = \frac{2k_{0z}}{k_{0z} + k_{2z}} E_0 = \frac{2\sqrt{\epsilon_1} \cos\theta_0}{\sqrt{\epsilon_1} \cos\theta_0 + \sqrt{\epsilon_2 - \epsilon_1 \sin^2 \theta_0}} E_0 \quad (\text{III-6c})$$

$$t_{\perp} = \frac{E_2}{E_0} = \frac{2\sqrt{\epsilon_1} \cos\theta_0}{\sqrt{\epsilon_1} \cos\theta_0 + \sqrt{\epsilon_2 - \epsilon_1 \sin^2 \theta_0}} \quad (\text{III-6d})$$

ici,  $r$ ,  $t$  sont respectivement les coefficients de réflexion et de transmission du champ, le sous-  
indice représente la polarisation perpendiculaire au plan incident.

D'une manière analogue on peut considérer le cas où  $E$  se trouve dans le plan d'incidence,  
mais il est plus facile de faire les calculs pour un champ magnétique perpendiculaire au plan  
d'incidence. Ceci donne encore deux formules de Fresnel :

$$H_1 = \frac{\epsilon_2 k_{0z} - \epsilon_1 k_{2z}}{\epsilon_2 k_{0z} + \epsilon_1 k_{2z}} H_0 = \frac{\epsilon_2 \cos\theta_0 - \sqrt{\epsilon_1(\epsilon_2 - \epsilon_1 \sin^2 \theta_0)}}{\epsilon_2 \cos\theta_0 + \sqrt{\epsilon_1(\epsilon_2 - \epsilon_1 \sin^2 \theta_0)}} H_0 \quad (\text{III-7a})$$

$$r_{//} = \frac{H_1}{H_0} = \frac{\epsilon_2 \cos\theta_0 - \sqrt{\epsilon_1(\epsilon_2 - \epsilon_1 \sin^2 \theta_0)}}{\epsilon_2 \cos\theta_0 + \sqrt{\epsilon_1(\epsilon_2 - \epsilon_1 \sin^2 \theta_0)}} \quad (\text{III-7b})$$

$$H_2 = \frac{2\epsilon_2 k_{0z}}{\epsilon_1 k_{0z} + \epsilon_2 k_{2z}} H_0 = \frac{2\epsilon_2 \cos\theta_0}{\epsilon_2 \cos\theta_0 + \sqrt{\epsilon_1(\epsilon_2 - \epsilon_1 \sin^2 \theta_0)}} H_0 \quad (\text{III-7c})$$

$$t_{//} = \frac{H_2}{H_0} = \frac{2\epsilon_2 \cos\theta_0}{\epsilon_2 \cos\theta_0 + \sqrt{\epsilon_1(\epsilon_2 - \epsilon_1 \sin^2 \theta_0)}} \quad (\text{III-7d})$$

Le coefficient de réflexion  $R$  de l'énergie est défini comme le rapport du flux d'énergie moyen  
(dans le temps) réfléchi sur la surface au flux d'énergie incident. La formule de Poynting

$$\vec{S} = \frac{c}{4\pi} \vec{E} \times \vec{H} \quad (\text{III-8})$$

donne la densité du flux d'énergie dans des champs électromagnétiques alternatif arbitraires.  
Chacun de ces flux est donné par la valeur moyenne de la composante selon  $z$  du vecteur de  
Poynting de l'onde correspondante :

$$R = \frac{\sqrt{\epsilon_1} \cos\theta_1 |E_1|^2}{\sqrt{\epsilon_1} \cos\theta_0 |E_0|^2} = \frac{|E_1|^2}{|E_0|^2} \quad (\text{III-9})$$

Lorsque l'incidence est normale ( $\theta_0 = 0$ ), les deux cas de polarisation sont équivalents, et le coefficient de réflexion est donné par la formule :

$$R = \left| \frac{\sqrt{\epsilon_1} - \sqrt{\epsilon_2}}{\sqrt{\epsilon_1} + \sqrt{\epsilon_2}} \right|^2 \quad (\text{III-10})$$

Cette formule est vraie tant pour un milieu transparent que pour un milieu absorbant réfléchissant. Si l'on introduit  $n_2$  et  $\chi_2$  tel que  $\sqrt{\epsilon_2} = n_2 + i\chi_2$ , on obtient pour une onde issue du vide ( $\epsilon_1 = 1$ ):

$$R = \frac{(n_2 - 1)^2 + \chi_2^2}{(n_2 + 1)^2 + \chi_2^2} \quad (\text{III-11})$$

Pour la réflexion sur un milieu transparent, les coefficients de proportionnalité entre  $E_1$ ,  $E_2$  et  $E_0$  dans ces formules sont réels. Ceci veut dire que suivant le signe de ces coefficients la phase de l'onde peut rester inchangée ou faire un saut égal à  $\pi$ . D'un point de vue général, la phase de l'onde réfractée coïncide toujours avec celle de l'onde incidente; quant à la réflexion, elle peut s'accompagner d'une variation de phase. Ainsi, lors de l'incidence normale la phase de l'onde ne change pas si  $n_1 > n_2$ . Au contraire, si  $n_1 < n_2$ , les vecteurs  $E_1$  et  $E_0$  sont de signes opposés, la phase de l'onde change de  $\pi$ .

Les coefficients de réflexion lors d'une incidence oblique sont donnés, conformément à (III-6) et (III-7), par les formules suivantes:

$$R_{\perp} = \frac{\sin^2(\theta_2 - \theta_0)}{\sin^2(\theta_2 + \theta_0)} \quad (\text{III-12a})$$

$$R_{//} = \frac{\text{tg}^2(\theta_2 - \theta_0)}{\text{tg}^2(\theta_2 + \theta_0)} \quad (\text{III-12b})$$

Nous arrivons à une propriété remarquable pour la réflexion de la lumière tombant sous un angle d'incidence égal à  $\theta_0$  tel que  $\theta_0 + \theta_2 = \pi/2$ . Désignons cette valeur par  $\theta_p$ ; en écrivant :

$$\sin \theta_p = \sin(\pi/2 - \theta_2) = \cos \theta_2$$

et en utilisant la loi de la réfraction, on obtient:

$$\text{tg} \theta_p = \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}} = \frac{n_2}{n_1} \quad (\text{III-13})$$

Pour  $\theta_0 = \theta_p$ ,  $\text{tg}(\theta_0 + \theta_p) = \text{tg}(\pi/2)$  est infini, donc  $R_{//}$  s'annule. Alors pour toute direction de polarisation de la lumière de cet angle d'incidence la lumière réfléchie sera polarisée de telle sorte que le champ électrique y soit perpendiculaire au plan d'incidence. L'angle  $\theta_p$  s'appelle

angle de polarisation totale ou angle de Brewster. En comparant les deux formules (III-12), on voit que pour tous les angles d'incidence (à exception de  $\theta_0 = 0$  et  $\pi/2$ ) on a :

$$R_{//} < R_{\perp} \quad (\text{III-14})$$

Ainsi, quelle que soit la polarisation de l'onde incidente, la lumière réfléchie se trouve partiellement polarisée, son champ électrique ayant une direction privilégiée perpendiculaire au plan d'incidence.

De plus, les deux coefficients  $R_{//}$  et  $R_{\perp}$  dépendent de l'angle d'incidence d'une manière très différente. Lorsque  $\theta_0$  augmente, le coefficient  $R_{\perp}$  croît d'une manière monotone, à partir de la valeur (III-10) pour  $\theta_0 = 0$ . Le coefficient  $R_{//}$  qui est égal à la même valeur (III-10) pour  $\theta_0 = 0$ , décroît au fur et à mesure de l'augmentation de  $\theta_0$ , s'annule lorsque  $\theta_0 = \theta_p$ , et commence à croître d'une manière monotone. Il faut ici distinguer deux cas essentiellement différents. S'il y a réflexion sur un milieu "optiquement dense", c'est à dire si  $n_2 > n_1$ ,  $R_{//}$  et  $R_{\perp}$  croissent jusqu'à  $\theta_0 = \pi/2$  où ils atteignent la valeur 1. Si le milieu réfléchissant est "optiquement moins dense", ( $n_2 < n_1$ ), les deux coefficients sont égaux à 1 dès que l'angle d'incidence est  $\theta_0 = \theta_r$ , où  $\theta_r$  est déterminé par l'égalité

$$\theta_r = \sin^{-1}(n_2 / n_1) \quad (\text{III-15})$$

cet angle s'appelle angle limite de réflexion totale. Pour  $\theta_0 = \theta_r$ , l'angle de réfraction est  $\theta_2 = \pi/2$ , c'est à dire que l'onde réfractée se propage parallèlement à la surface de séparation.

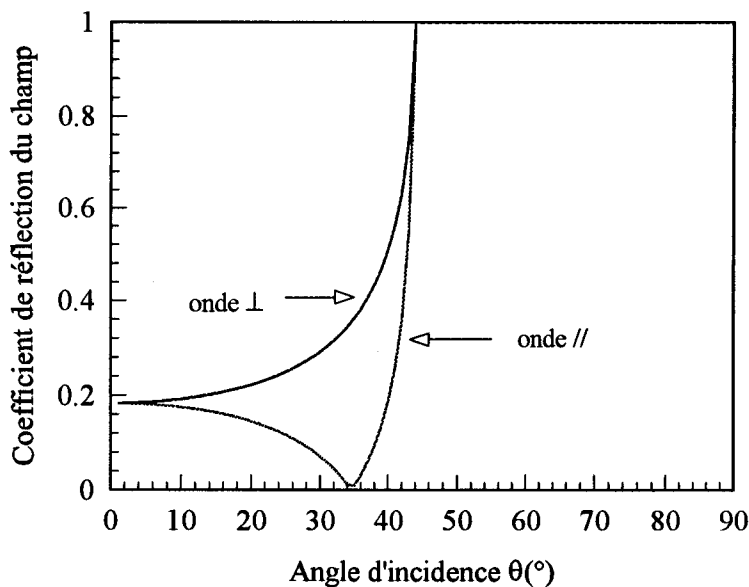


Fig.III-2.2 : coefficients de réflexion du champ des ondes planes polarisées à  $\lambda = 0.83\mu\text{m}$



Dans la figure Fig.III-2.2, nous avons tracé les coefficients de réflexion d'une onde venant d'un milieu d'indice 1.45 et se réfléchissant au contact de l'air ( $n_2 = 1$ ). Les ondes // sont parallèles au plan d'incidence alors que les ondes  $\perp$  lui sont perpendiculaires.

La réflexion sous des angles  $\theta_0 > \theta_r$ , sur un milieu optiquement moins dense, doit faire l'objet d'une étude spéciale. Dans ce cas,  $k_{z,2}$  est une grandeur purement imaginaire, c'est à dire que, dans le milieu réfringent, le champ s'amortit. L'évanescence de l'onde à l'intérieur du milieu, en absence d'absorption réelle, signifie que la valeur moyenne du flux d'énergie du premier milieu vers le second milieu est nulle. En d'autres termes, toute l'énergie tombant sur la surface de séparation se réfléchit dans le premier milieu; les coefficients de réflexion de l'énergie sont :

$$R_{//} = R_{\perp} = 1 \quad (\text{III-16})$$

Pour  $\theta_0 > \theta_r$ , les coefficients de réflexion du champ r deviennent des grandeurs complexes de la forme  $(a-jb)/(a+jb)$ . Quant aux grandeurs R qui sont données par les carrés des modules de ces coefficients, ils sont égaux à l'unité. Cependant ces formules permettent de déterminer non seulement les rapports des valeurs absolues du champ dans les ondes réfléchi et incidente, mais également la différence de leur phases. Pour ceci il faut les écrire sous la forme suivante:

$$E_{\perp}^1 = e^{-j\delta_{\perp}} E_{\perp}^0 \quad (\text{III-17a})$$

$$E_{//}^1 = e^{-j\delta_{//}} E_{//}^0 \quad (\text{III-17b})$$

avec :

$$\text{tg}(\delta_{//} / 2) = - \frac{\sqrt{\sin^2 \theta_0 - (n_2 / n_1)^2}}{(n_2 / n_1)^2 \cos^2 \theta_0} \quad (\text{III-18a})$$

$$\text{tg}(\delta_{\perp} / 2) = - \frac{\sqrt{\sin^2 \theta_0 - (n_2 / n_1)^2}}{\cos^2 \theta_0} \quad (\text{III-18b})$$

De sorte que la réflexion totale s'accompagne d'une variation de la phase de l'onde, en général différente pour les composantes du champ parallèle et perpendiculaire au plan d'incidence.

### *Méthode de décomposition en ondes planes*

Tout faisceau lumineux, de distribution de champ optique  $E(x)$  peut être décomposé en ondes planes élémentaires par la méthode de l'intégrale de Fourier :

$$E(x) = \frac{1}{2\pi} \int E_F(k_x) \exp(-ik_x x) dk_x \quad (\text{III-19a})$$

ou sous forme discrète :

$$E(x_i) = \sum_j E_F(k_j) \exp(-ik_j x_i) \quad (\text{III-19b})$$

où  $k_x$  (ou  $k_j$ ) est la composante du vecteur d'onde selon  $x$  et  $E_F(k_x)$  l'amplitude spectrale associée à cette onde plane élémentaire. Cette amplitude spectrale est obtenue par transformée de Fourier du champ incident. Pour le champ incident  $E(x)$  perpendiculaire à la frontière du milieu, on peut exprimer le champ réfléchi  $E_R(x)$  comme une superposition de toutes les ondes planes élémentaires réfléchies :

$$E_R(x) = \frac{1}{2\pi} \int r(k_x) E_F(k_x) \exp(-ik_x x) dk_x \quad (\text{III-20a})$$

où  $r(k_x)$  est le coefficient de réflexion du champ de l'onde plane élémentaire décrit plus haut.

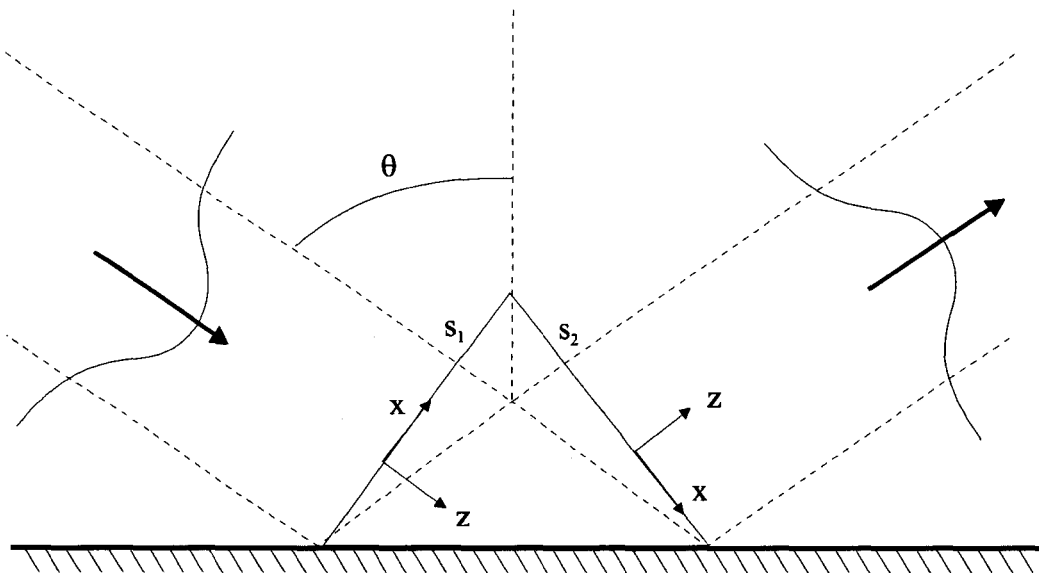


Fig.III-2.3: Définition du système d'axes, des surfaces de décomposition  $S_1$  et de recombinaison  $S_2$

Pour le cas d'une onde inclinée à la frontière du milieu, partant du champ  $E_i(x)$  à la surface  $S_1$  de décomposition en ondes planes (voir Fig.III-2.3), on peut exprimer le champ réfléchi  $E_r(x)$  à la surface  $S_2$  de recombinaison, comme superposition de toutes les ondes planes élémentaires réfléchies :

$$E_R(x) = \frac{1}{2\pi} \int r'(k_x) E_F^i(k_x) \exp(-ik_x x + 2wk_z \text{tg}\theta) dk_x \quad (\text{III-20b})$$

$r'(k_x)$  est le coefficient de réflexion de l'onde plane élémentaire décrit plus haut,  $2w$  est la largeur en  $1/e$  du faisceau,  $\theta$  l'angle d'incidence,  $2w \text{tg}\theta$  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, où  $n$  est l'indice de réfraction.

Evidemment, cette méthode ne peut pas tenir compte de la diffraction des faisceaux entre des surfaces  $S_1$  et  $S_2$ . Donc, dans le cas d'un faisceau de petit diamètre et d'inclinaison faible où la diffraction est importante, l'erreur introduite est non négligeable, ce qui rend cette méthode délicate à utiliser en optique intégrée.

### III-3: Etude de la réflexion par BPM

L'analyse des champs réfléchi et réfracté doit donc être complètement menée jusqu'à bout dans le cadre de l'optique intégrée. Pour cela, on a souvent utilisé la méthode des Différences Finies dans le Domaine Temporel (FD-TD S.T. Chu, 1989). Cependant, l'énorme espace mémoire nécessaire et la durée prohibitive des calculs en limitent l'utilisation pour les principales applications intéressantes. Aussi, depuis quelques années, la BPM est largement utilisée pour étudier la propagation et la réflexion aux interfaces entre milieux. Pourtant, il y a des limitations à utiliser cette méthode dans le cas des réflexions. En effet, la BPM suppose que le champ optique est de la forme :

$$\Psi = E(x, y, z) \exp(-j\beta z) \quad (\text{III-21a})$$

elle suppose aussi que pour la structure :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \approx 0 \quad (\text{III-21b})$$

Toute grande discontinuité d'indice de réfraction doit donc être parallèle à la direction de propagation de la BPM et la grandeur  $k_z$  doit rester constante. D'autre part la méthode de décomposition en ondes planes associée à la BPM permet d'aborder le cas des réflexions frontales (l'interface de réflexion est alors perpendiculaire à la direction de la BPM). Par conséquent, nous pouvons cataloguer toutes les réflexions d'onde en deux cas, soit l'interface est parallèle à la direction de la BPM, l'angle d'incidence du faisceau est alors supérieur à  $45^\circ$ , soit l'interface est perpendiculaire à la direction de la BPM, alors l'angle d'incidence est inférieur à  $45^\circ$ .

#### III-3.1 Propagation inclinée par BPM

Dans le cadre de la BPM classique, l'approximation paraxiale rend le traitement des propagations inclinées délicat. Pour cerner les limitations qui découlent de ce problème, nous avons effectué des propagations dans des guide droits de différentes inclinaisons et calculé les

pertes numériques de propagation par intégrale de recouvrement entre les champs initial et final :

$$\xi = -10 \log \left( \frac{\left| \int E_i E_p^* dx \right|^2}{\int E_i E_i^* dx \cdot \int E_p E_p^* dx} \right) \text{dB} \quad (\text{III-22})$$

Tout d'abord, l'injection d'un faisceau incliné demande quelques précautions. Si on considère un guide non incliné par rapport à un repère  $(x', z')$ , comme il est décrit sur la Fig.III-3.1, l'évolution du champ dans cette structure est connu :

$$E(x', z') = E(x') \exp(-jn_{\text{eff}} k_0 z') \quad (\text{III-23})$$

où  $E(x')$  est le champ propre guidé. Le champ optique initial à considérer pour une propagation inclinée d'angle  $\phi$  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  $\phi$  avec le premier. Ce champ dans le nouveau repère s'écrit alors :

$$E(x, z = 0) = E(x \cos \phi) \exp(-jn_{\text{eff}} k_0 x \sin \phi) \quad (\text{III-24a})$$

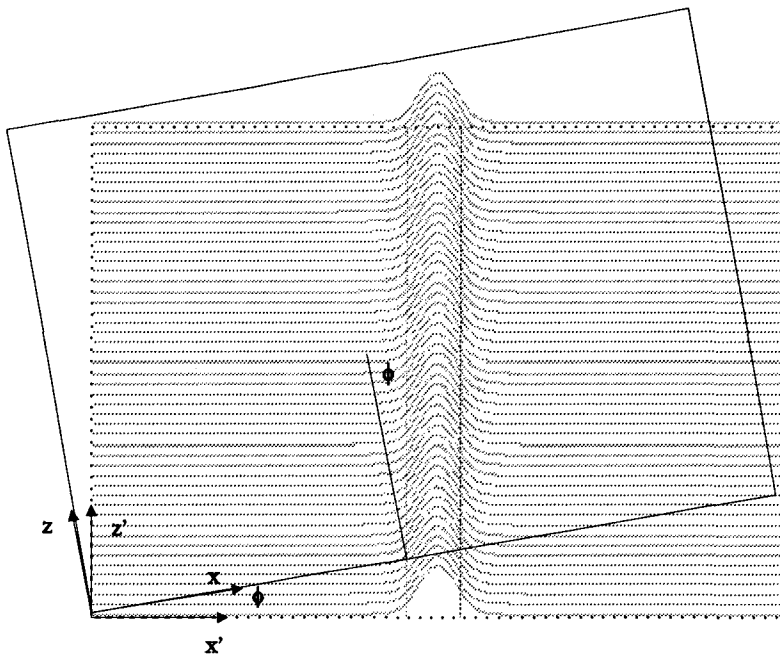


Fig.III-3.1 : injection d'un champ guidé dans un guide incliné,  
définition des systèmes d'axes

Ainsi, comme l'a montré D. Yevick, (1990) et nous avons pu le vérifier, le champ optique ne suit bien le guide dans une propagation inclinée que lorsqu'une correction sur l'indice de référence  $n_0$  de la BPM est effectuée :

$$n_0 = n_{\text{eff}} \cos \phi \quad (\text{III-24b})$$

avec  $n_{\text{eff}}$  l'indice effectif du mode guidé. Si le guide est multimode,  $n_{\text{eff}}$  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.

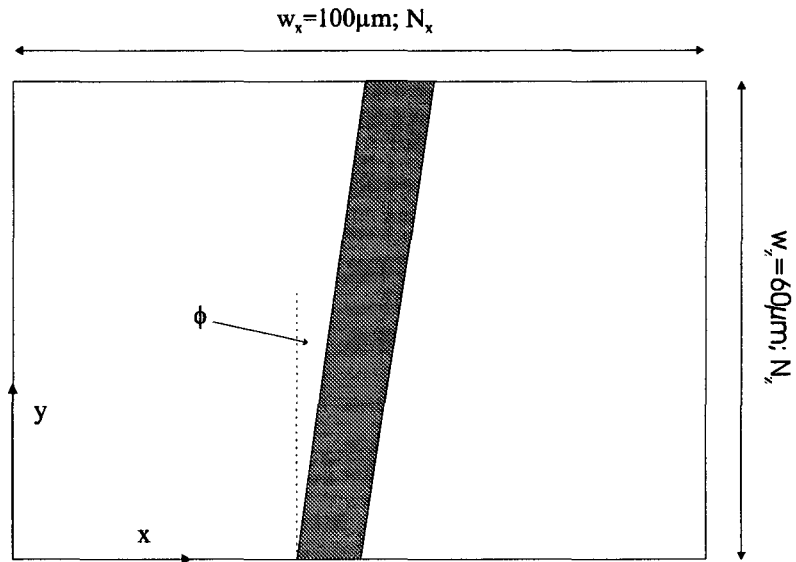


Fig.III-3.2: Schéma de la propagation inclinée dans un guide

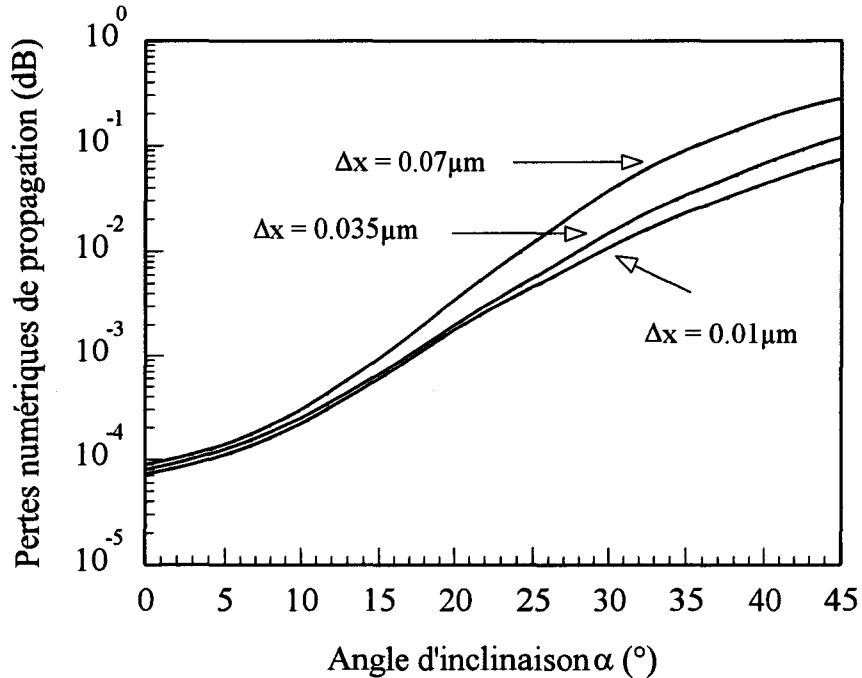


Fig.III-3.3: Influence de l'angle d'inclinaison et des paramètres de discrétisation  $N_x$  sur les pertes numériques de propagation dans un guide

De cette façon, nous avons propagé le champ propre dans un guide de silice ( $n_2 = 1.45$ ;  $n_1 = 1.47$ ), pour plusieurs angles d'inclinaison  $\phi$  du guide par rapport à la direction  $z$  de la

propagation de la BPM. Les pertes numériques de propagation sont évaluées pour différentes valeurs de discrétisation de la fenêtre de calcul ( $N_x$ ,  $N_z$ ). Cette dernière est décrite sur la Fig.III-3.2.

Les Fig.III-3.3 et 3.4 reprennent les pertes numériques de propagation en fonction de l'angle d'inclinaison pour différentes valeurs de  $N_x$  et pour différents pas  $\delta z$  ( $\delta z = w_z/N_z$ ). Dans ces calculs, on a utilisé l'algorithme de BPM-FD décrit dans la section (I.5).

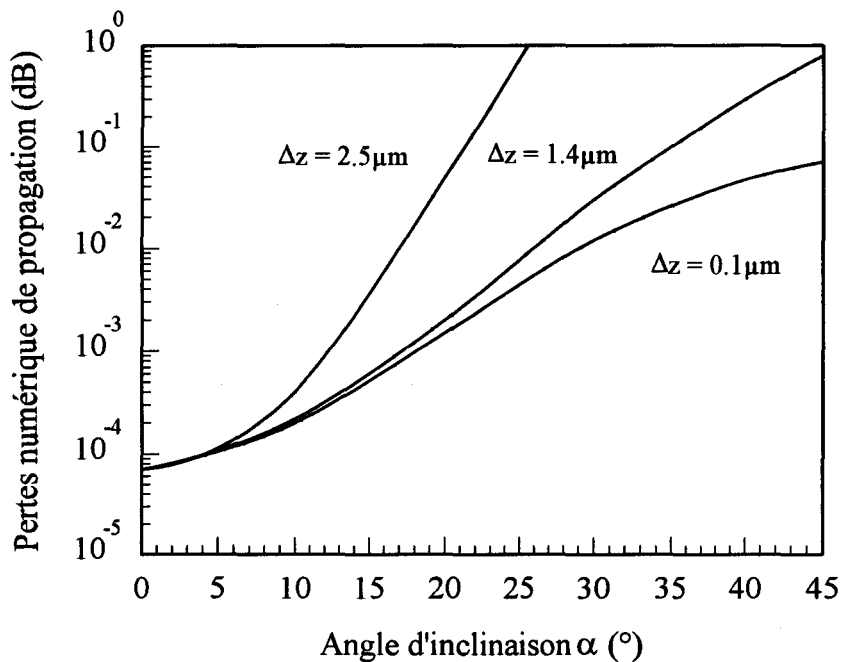


Fig.III-3.4: Influence de l'angle d'inclinaison et du pas  $\delta z$  sur les pertes numériques de propagation dans un guide

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 faible ( $\phi < 10^\circ$ ), les pertes numériques sont très faibles ( $< 10^{-3}$  dB), pour un angle de  $30^\circ$ , les pertes sont de 0.012dB, alors que pour  $\phi = 45^\circ$ , elles augmentent à 0.08dB après  $60\mu\text{m}$  de propagation. 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 la grandeur du pas de propagation  $\delta z$ , mais ce dernier semble moins influencer les pertes.

Bien que ces erreurs numériques soient principalement liées à l'approximation paraxiale, il est possible de les diminuer par la méthode de Padé. On utilise alors la récurrence suivante:

$$\left. \frac{\partial E}{\partial z} \right|_n = \frac{\frac{jP}{2k}}{1 - \frac{j}{2k} \left. \frac{\partial}{\partial z} \right|_{n-1}}$$

où P est lié à la différence finie latéralement et à la distribution d'indice du guide, ( cf I-7.2).

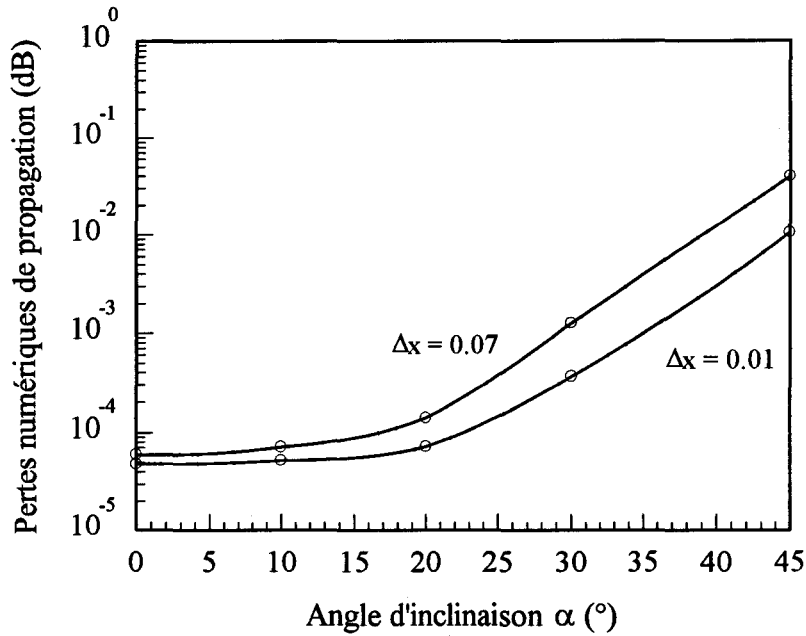


Fig.III-3.5 : Pertes numériques de propagation inclinée du mode dans un guide en fonction de l'angle d'inclinaison et de la discrétisation

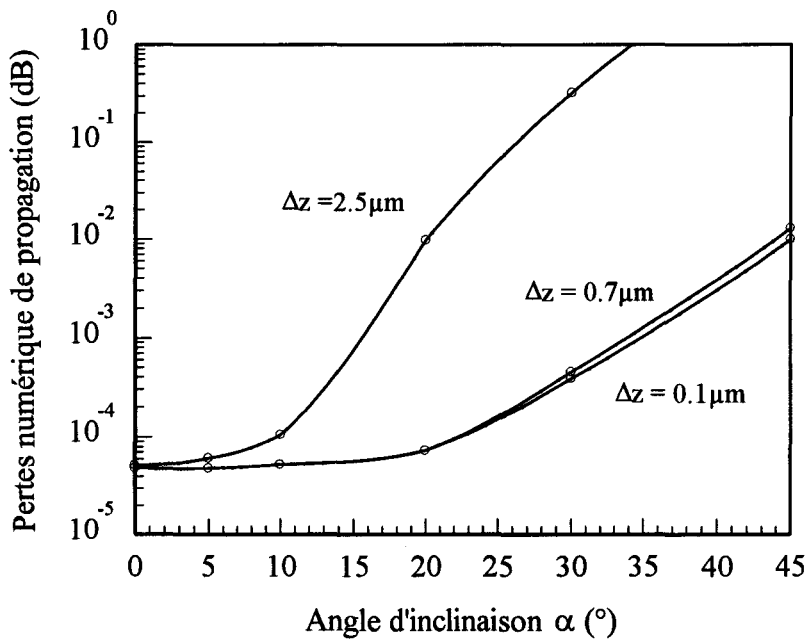


Fig.III-3.6 : Pertes numériques de propagation inclinée dans un guide en fonction du pas et de l'angle d'inclinaison

Comme nous l'avons déjà expliqué, la nécessité de conserver une méthode de résolution simple et rapide nous a fait considérer seulement l'ordre (1,1) pour les approximations de Padé. Les Fig.III-3.5, -3.6 présentent les pertes numériques de propagation du mode en fonction de la discrétisation, du pas de BPM et de l'angle d'inclinaison du guide. Ces figures nous montrent que pour les petits angles d'inclinaison, l'approximation de Padé d'ordre (1,1) donne des résultats du même ordre que la résolution directe de l'équation de Helmholtz. Mais la comparaison des figures III-3.5, 3.6 et III-3.3, 3.4 montre l'amélioration apportée par la méthode de Padé lorsque l'angle d'inclinaison augmente. Par exemple, pour un angle de 20°, l'erreur numérique est  $-1.8 \cdot 10^{-3}$  dB pour la BPM-FD, et  $-7.2 \cdot 10^{-5}$  dB pour la méthode de Padé. L'erreur est vingt-cinq fois plus faible, ce qui représente une amélioration très intéressante. Tous ces résultats correspondent au mode TE. Le mode TM peut aussi être étudié en remplaçant la dérivation de second ordre du champ par l'opérateur suivant

$$\nabla_x^2 \sim \nabla_x \left( \frac{1}{n^2} (\nabla_x \cdot (n^2 E_x)) \right) \quad (\text{III-25})$$

Pour cette opération, il faut voir la section (I-5).

En conclusion, même si la méthode de Padé permet d'améliorer nettement les erreurs numériques dans le cas d'une propagation inclinée, nous devons retenir que la discrétisation en x et en z sont aussi des caractéristiques déterminantes de la simulation. Toutefois, il n'est pas nécessaire d'augmenter indéfiniment le nombre de points  $N_i$  et de diminuer la grandeur du pas pour augmenter la précision de simulation. Cette dernière est limitée par le modèle lui-même et dépend de l'angle d'inclinaison.

### III-3.2. Simulation de la réflexion à la frontière entre deux milieux

*Cas d'une onde dont le champ E est perpendiculaire au plan d'incidence*

Nous allons maintenant considérer la réflexion d'un faisceau Gaussien à la frontière entre deux milieux dans le cas où l'angle  $\alpha_i$  d'incidence est supérieur à 45°, l'angle  $\phi$  entre la direction de BPM et celle de la propagation du mode est égal  $90 - \alpha_i$ . D'après la loi de Fresnel concernant la réflexion, pour une onde plane, on a:

$$\alpha_2 = \text{Arc sin} \left( \frac{n_1 \sin \alpha_1}{n_2} \right) \quad (\text{III-26})$$

Si  $n_1 > n_2$ , quand  $n_1 \sin \alpha_1 = n_2$ ,  $\alpha_2 = \pi/2$ . C'est à dire que l'onde réfractée se propage parallèlement à la surface de séparation. C'est l'angle critique de réflexion totale. Par contre, si  $n_1 < n_2$ ,  $\sin \alpha_1 > \sin \alpha_2$ ,  $\alpha_2$  est toujours inférieur à  $\alpha_1$ . Il n'y a plus de possibilité de réflexion



totale. Par conséquent, l'onde plane se réfléchit totalement si  $n_1 > n_2$  et  $\alpha_1 > \alpha_T$ ; dans ce cas, la composante perpendiculaire du vecteur d'onde dans le milieu 2 est imaginaire pure;

$$k_{\perp}^2 = [k^2 - k_{//}^2]^{1/2}$$

$$= [n_2^2 k_0^2 - n_1^2 k_0^2 \sin^2 \alpha_1]^{1/2} < 0 \quad \text{(III-27)}$$

donc, l'onde y est évanescente.

Ces caractéristiques sont déterminantes pour l'approche de la réflexion d'un faisceau Gaussien.

Avant l'analyse, observons les résultats obtenus par BPM. Le premier cas est:

$$n_1 = 1.60 \quad n_2 = 1.0 \quad \text{réflexion totale au cas } \alpha > \alpha_T = 52.7^\circ,$$

le deuxième cas est :

$$n_1 = 1.0 \quad n_2 = 1.60 \quad \text{réflexion totale impossible.}$$

L'angle d'incidence  $\alpha_1$  est le même ( $70^\circ$ ).

Au pas zéro de la propagation, le champ optique incident a la forme suivante,

$$E^I(x_i) = \exp\left(-\frac{(x_0 - x_i)^2}{w^2}\right) \exp(-i \cdot k \cdot x_i \cdot \sin \theta_0) \quad \text{(III-28)}$$

$$x_i = x_1, x_2, \dots, x_L$$

où  $x_0$  et  $w$  sont respectivement la position centrale et le diamètre du faisceau Gaussien;  $\theta_0 (= 90^\circ - \alpha_i)$  est l'angle entre le vecteur  $k$  de propagation et l'interface.

Les Figures III-3.7a,b présentent les distributions de l'énergie optique dans le cas où la polarisation est perpendiculaire au plan d'incidence. Evidemment, lorsqu'il y a réflexion totale, l'onde optique est évanescente dans le milieu 2. C'est l'effet GOOS-HÄNCHEN.

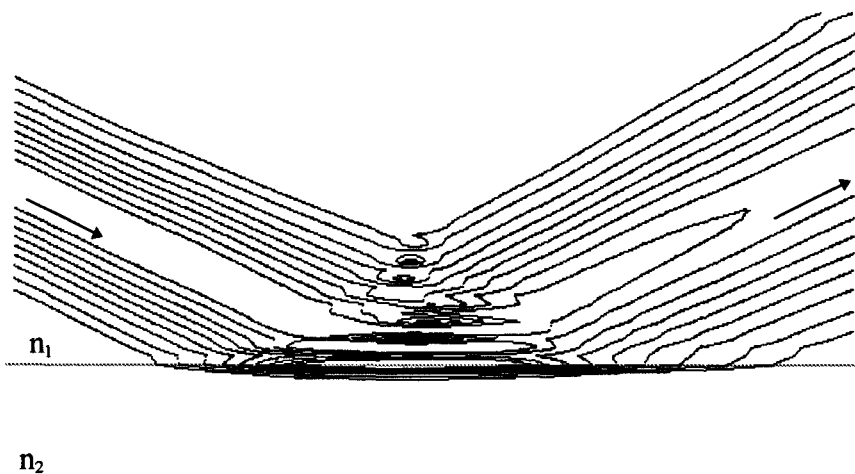


Fig.III-3.7a: Réflexion totale au cas où  $n_1=1.6$ ,  $n_2=1.0$ ,  $\alpha_1=70^\circ$

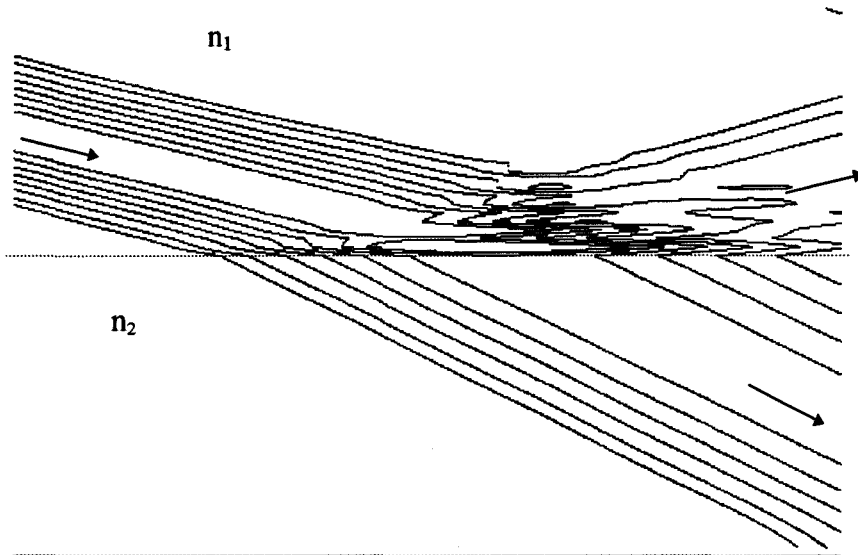


Fig.III-3.7b: Réfraction du champ au cas où  $n_1=1.0$ ,  $n_2=1.6$ ,  $\alpha_i=70^\circ$

La Fig.III-3.7b montre bien la réflexion partielle et la transmission de lumière à travers l'interface, ainsi que le changement de direction de la lumière dans le milieu d'indice  $n_2$ .

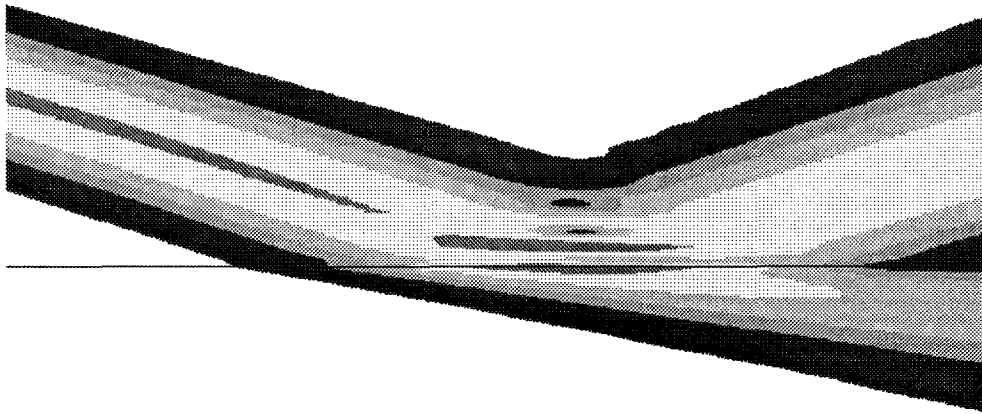
On sait que l'onde plane sera totalement réfléchi à l'interface entre deux milieux  $n_1$  et  $n_2$  ( $n_1 > n_2$ ) si l'angle d'incidence  $\alpha_i$  est supérieur à l'angle critique de réflexion totale  $\alpha_r$ . Mais cette règle est-elle valable pour les faisceaux Gaussiens? Dans les figures qui suivent, on a :  $n_1=1.566$ ,  $n_2=1.450$ , et l'angle critique est  $\alpha_r = 67.8^\circ$ . Nous introduisons un champ optique incident  $E(x_i)$  comme celui de la relation (III-29) et l'angle d'incidence est  $70^\circ$  (supérieur à l'angle critique). Les Figures III-3.8 nous montrent les traces du champ réfléchi et transmis pour différents diamètres  $w$  de faisceau :  $10 \mu\text{m}$ ,  $20 \mu\text{m}$  et  $30 \mu\text{m}$ .

Bien que l'angle d'incidence  $\alpha_i$  soit supérieur à l'angle critique, il y a encore une onde transmise à l'interface, et son intensité dépend du diamètre de faisceau. Plus le diamètre est faible, plus la transmission est importante. Les phénomènes de réflexion et de transmission à travers un interface sont donc plus compliqués pour les faisceaux que pour les ondes planes. Analysons plus précisément le phénomène. Considérons la distribution du champ dans l'espace du vecteur d'onde  $k$ . On a :

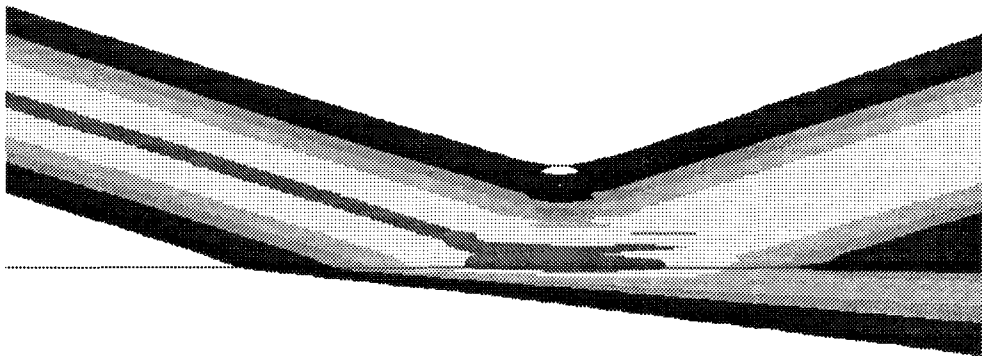
$$E(k_x) = \text{FT}\{E^I(x)\} \quad (\text{III-29})$$

soit

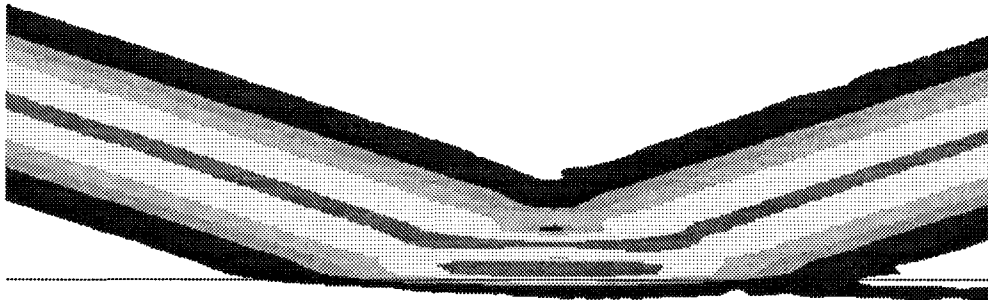
$$E(k_x) \propto \exp\left[-\left(\frac{k_x - k \sin \theta_0}{2 \cos \theta_0}\right)^2 w^2\right] \quad (\text{III-30})$$



(a)  $w = 10 \mu\text{m}$ ,  $n_1 = 1.566$ ,  $n_2 = 1.45$ ,  $\alpha_i = 70^\circ$



(b)  $w = 20 \mu\text{m}$ ,  $n_1 = 1.566$ ,  $n_2 = 1.45$ ,  $\alpha_i = 70^\circ$



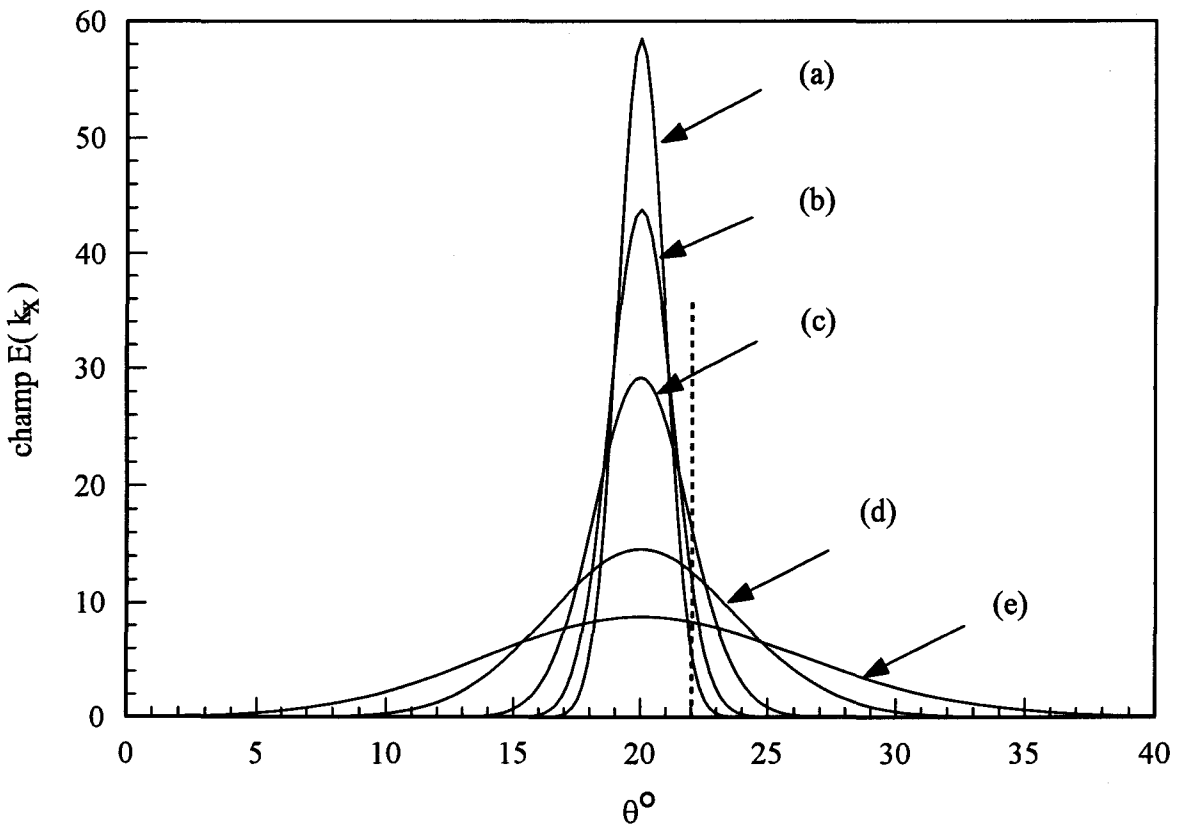
(c)  $w = 30 \mu\text{m}$ ,  $n_1 = 1.566$ ,  $n_2 = 1.45$ ,  $\alpha_i = 70^\circ$

Fig.III-3.8: Traces du champ réfléchi et transmis

Après normalisation,

$$E(k_x) = \frac{w}{\cos\theta_0} \exp\left[-\left(\frac{k_x - k \sin\theta_0}{2 \cos\theta_0}\right)^2 w^2\right] \quad (\text{III-31})$$

La demi-largeur de cette distribution spectrale  $E(k_x)$  dépend de la largeur  $w$  du faisceau Gaussien. Plus grand est le diamètre  $w$  de faisceau, plus petite est la demi largeur de distribution spectrale  $E(k_x)$ , alors que la distribution spectrale d'une onde plane s'exprime par la fonction de Dirac  $\delta(k_x)$ . Dans la Fig.III-3.9 apparaît le résultat du calcul de la relation (III-31).



$$\alpha_i = 70^\circ, \theta = 90^\circ - \alpha_i, k_x = k_0 \sin \theta$$

Fig.III-3.9: Distribution du champ dans l'espace du vecteur d'onde  
(a)  $w = 30 \mu\text{m}$ , (b)  $w = 20 \mu\text{m}$ , (c)  $w = 10 \mu\text{m}$ , (d)  $w = 5 \mu\text{m}$ , (e)  $w = 3 \mu\text{m}$

La loi de réfraction de Fresnel permet de déduire :

$$R(k) < 1; \text{ si } k_x > k_0 \sin(90^\circ - \alpha_r),$$

ainsi,  $R(k_1) < R(k_2)$ , pour  $k_1 < k_2$

$$R(k) = 1; \text{ si } k_x < k_0 \sin(90^\circ - \alpha_r),$$

où  $\alpha_r$  est l'angle critique et  $k_0 = 2\pi n/\lambda$ . Si tous les  $E(k_x)$  se distribuent dans le domaine où  $k_x < k_0 \sin(90^\circ - \alpha_r)$ , le faisceau Gaussien est totalement réfléchi; dans le cas contraire, une partie

du faisceau va être transmise à travers l'interface. Ainsi, la proportion d'énergie optique transmise dépend de la distribution Spectrale  $E(k_x)$  du faisceau incident, c'est à dire de sa distribution  $E(x)$ . Dans le cas que nous avons considéré,  $\alpha_r = 67.8^\circ$  et  $\theta_{\max} = 90^\circ - 67.8^\circ = 22.2^\circ$ ; donc parmi les ondes planes composant le faisceau, seules celles pour lesquelles  $k_x < k_0 \cdot \sin(22.2^\circ)$  se réfléchissent totalement. Ceci explique les résultats des Figures III-3.8. D'autre part, si on augmente le valeur de l'indice  $n_1$ , par exemple, si  $n_1$  passe de 1.566 à 1.595, l'angle critique devient  $65.4^\circ$ , c'est à dire qu'une plus grande partie de la distribution de la figure précédente se retrouve supérieure à  $\alpha_r$ , donc une plus grande partie du faisceau est réfléchi et le coefficient de réflexion global augmente.

La Figure III-3.10 montre l'évolution des coefficients de réflexion pour un faisceau et une onde plane en fonction de l'angle d'incidence dans le cas où  $n_1 = 1.566$  et  $n_0 = 1.45$ . La réflexion totale intervient beaucoup plus tard pour le faisceau que pour l'onde plane; de plus, l'augmentation du coefficient de réflexion est plus lente.

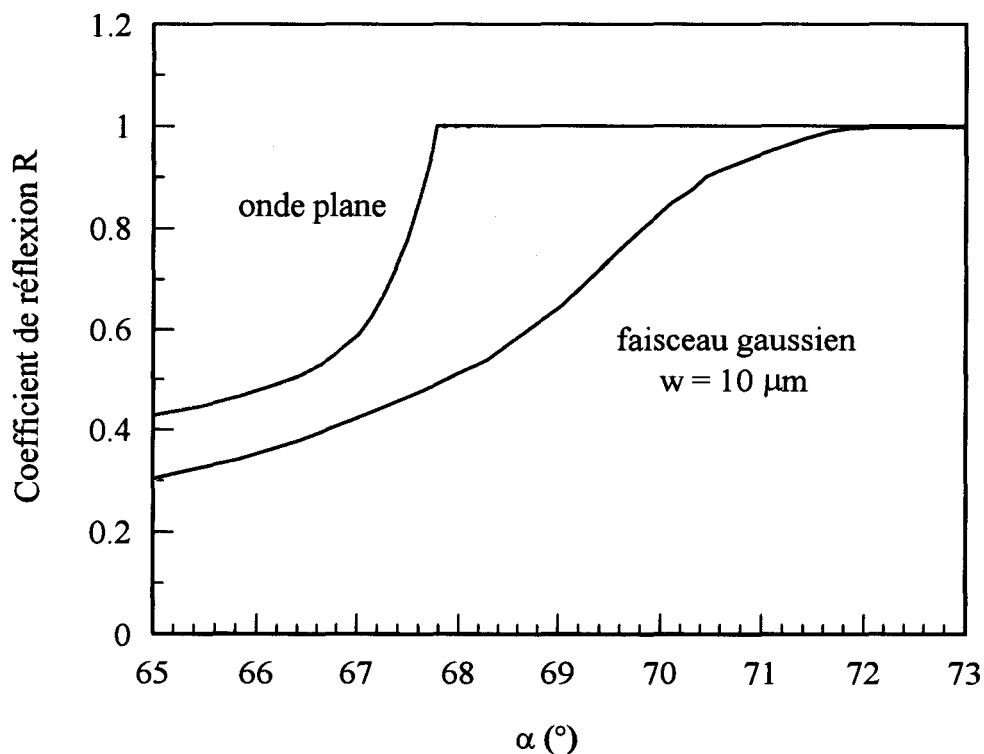


Fig .III-3.10 : Coefficients de réflexion d'une onde plane et d'un faisceau Gaussien en fonction de l'angle d'incidence

Comme l'angle de réflexion totale est lié au rapport d'indice de l'interface (cf III-15), la réflexion des faisceaux Gaussiens à incidence fixe peut être fortement liée au rapport d'indice. A titre d'exemple la Fig.III-11 présente le coefficient de réflexion des faisceaux Gaussiens de différentes largeurs pour l'incidence de  $70^\circ$  en fonction du rapport d'indices.

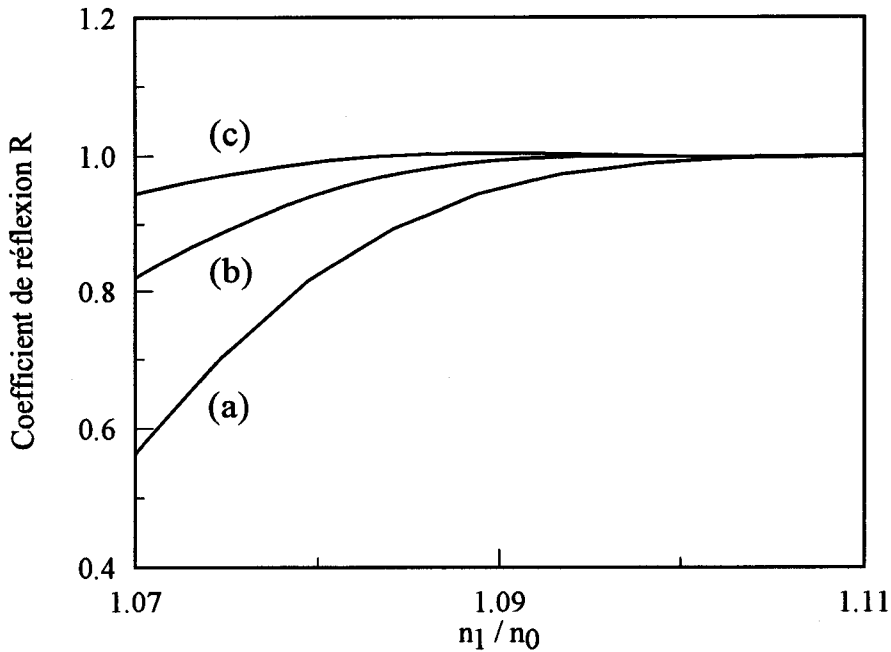


Fig.III-3.11: Coefficients de la réflexion des faisceaux Gaussiens en fonction du rapport d'indices pour : (a)  $w = 10 \mu\text{m}$ ; (b)  $30 \mu\text{m}$ ; (c)  $50 \mu\text{m}$

*Cas d'une onde dont le champ E est dans le plan d'incidence*

Jusqu'à maintenant, nous avons traité le cas de l'onde polarisée perpendiculairement au plan d'incidence. Dans le cas où le champ électrique est parallèle au plan d'incidence, il ne satisfait plus l'approximation de  $\delta E_z / \delta z \sim 0$ ; on ne peut donc pas le traiter directement par BPM. Il faut passer par le champ magnétique, polarisé perpendiculairement au plan d'incidence, en utilisant la relation suivante:

$$H_y = -\frac{k_z}{\omega} E_{\perp}$$

L'étude que nous avons présentée concernant l'onde plane a montré que dans ce cas précis, il y a un angle typique de réflexion, l'angle de Brewster, pour lequel la réflexion à l'interface discontinu a complètement disparu. Cette particularité nous a incité à étudier la réflexion du faisceau Gaussien par BPM au voisinage de l'angle de Brewster. Dans la Fig. III-3.12, nous présentons une comparaison en ce sens. Nous avons choisi un interface air/semiconducteur : les indices  $n_1$  et  $n_2$  sont respectivement 1.0 et 3.17, l'angle de Brewster est de  $72.5^\circ$  pour l'onde plane; nous avons traité les réflexions d'une onde plane et de deux faisceaux Gaussiens de diamètres respectivement  $20$  et  $6 \mu\text{m}$ .

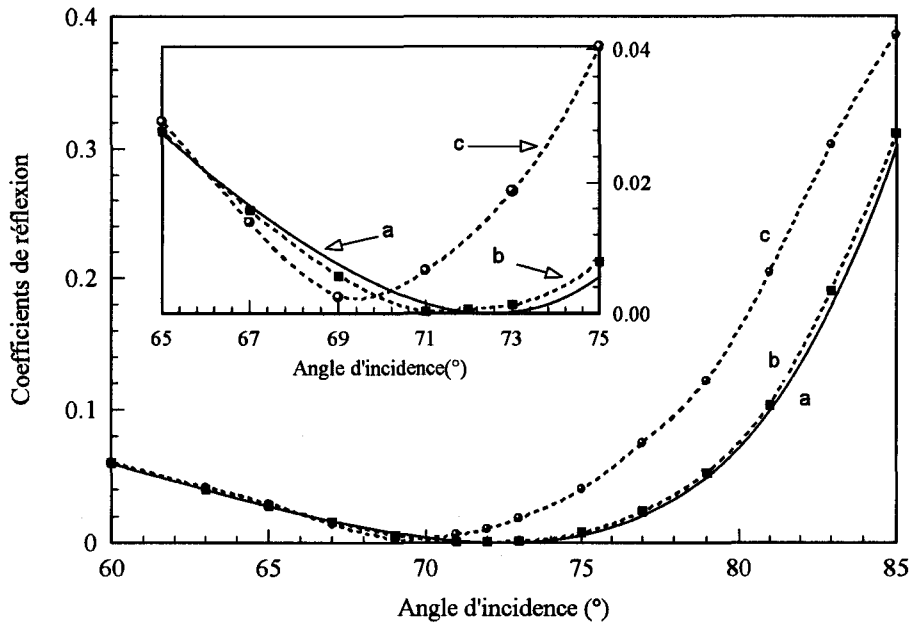


Fig.III-3.12: Coefficients de réflexion d'une onde plane et de deux faisceaux Gaussiens en fonction de l'angle de incidence; (a) onde plane, (b) faisceau Gaussien  $W_b = 20 \mu\text{m}$ , (c)  $W_c = 6\mu\text{m}$

Naturellement, les résultats obtenus pour un large faisceau coïncident presque avec ceux de l'onde plane, mais une nette différence apparaît pour le faisceau étroit. Cette différence de réflexion est due à la différence de distribution spectrale entre les deux faisceaux. Pour toutes les simulations, nous avons choisi  $\delta x = 0.01\mu\text{m}$ ,  $\delta z = 0.2\mu\text{m}$  de façon à ce que l'erreur numérique n'excède pas 0.01dB après 500  $\mu\text{m}$  de propagation.

En conclusion, la réflexion d'un faisceau dépend de son profil transversal, plus petit est son diamètre, plus son comportement diffère de celui d'une onde plane. Notamment, le coefficient de réflexion d'un faisceau Gaussien polarisé perpendiculairement au plan d'incidence est toujours inférieur à celui de l'onde plane. Pour le faisceau polarisé parallèlement au plan d'incidence, on constate un comportement similaire à celui de l'onde plane mais en cas de faible diamètre, l'angle de Brewster ne conduit pas à une transmission totale.

### III-3.3. propagation d'onde dans un guide

#### a). Réflexion totale par micromiroir

Nous considérons une structure de guide diélectrique (cf Fig.III-3.13) dont les indices sont respectivement  $n_0$  ( $=1.0$ ),  $n_1$  ( $=1.455$ ),  $n_2$  ( $=1.450$ ). Ce guide de largeur  $6\mu\text{m}$  est monomode et son inclinaison est de  $22.5^\circ$ . Nous avons d'abord, grâce à une analyse modale, calculé le profil  $E'(x)$  du mode propre, puis, de la même façon qu'en III-3.2, nous avons obtenu le champ incliné injecté en  $z = 0$  :

$$E(x, z = 0) = E'(x \cos \phi) \exp(-jn_{\text{eff}} k_0 x \sin \phi) \quad (\text{III-32a})$$

$$n_0 = n_{\text{eff}} \cos \phi \quad (\text{III-32b})$$

où  $\phi$  est l'angle d'inclinaison,  $n_{\text{eff}}$  l'indice de référence,  $k_0$  le vecteur d'onde dans le vide.

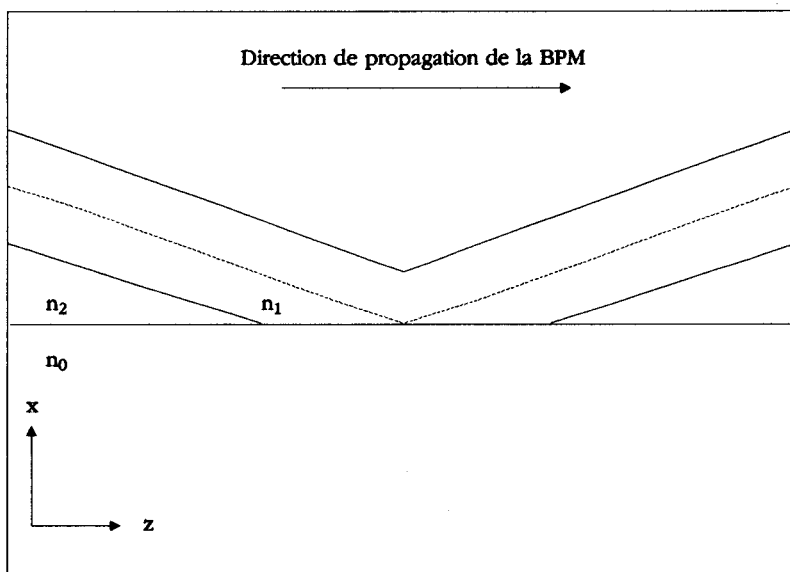


Fig.III-3.13: Caractéristiques de simulation du guide diélectrique

La simulation a été effectuée par BPM-FD; les discrétisations sont  $\delta x = 0.02 \mu\text{m}$  et  $\delta z = 0.2 \mu\text{m}$ , de plus  $\phi = 22.5^\circ$ ,  $L_{\text{longueur}} = 50 \mu\text{m}$ ;  $L_{\text{largeur}} = 50 \mu\text{m}$ . Le résultat de simulation est présenté Fig.III-3.14 avec la trace de la ligne de discontinuité de l'indice de réfraction.

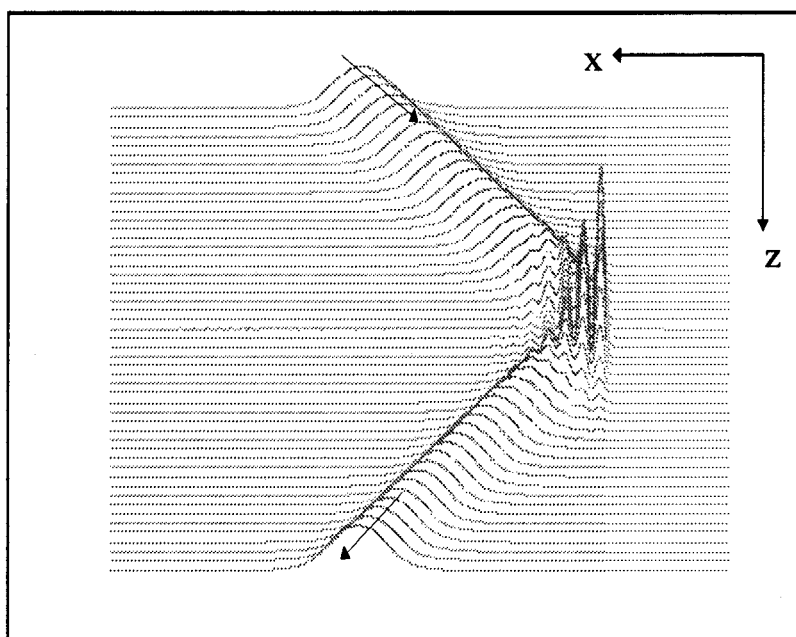


Fig.III-3.14: Evolution de la puissance guidée dans le guide diélectrique

Pour ce type de réflexion, les comparaisons et vérifications ont été faites par plusieurs auteurs [L. Joannes, thèse doctorale, 1994, Y. Chung, 1991], nous ne les répétons pas ici.



b) BPM bidirectionnelle (B-BPM)

Pour le cas où le plan de réflexion est perpendiculaire à la direction de propagation, nous devons utiliser une méthode spéciale pour simuler les distributions des champs injecté et réfléchi. Dans le cadre de ce type de problème, la méthode des lignes (MoL, Method of Line) (E. Althers, 1994) a déjà montré ses capacités, notamment pour estimer la faible quantité de lumière réfléchie dans un séparateur intégré de type Y. Une adaptation de la BPM-FFT, la BPM bidirectionnelle (BPM-B) a aussi été proposée (P.Kaczmariski, 1988) dans ce but. Cette dernière approche nous intéresse beaucoup plus à cause de sa compatibilité avec la BPM-FD. L'algorithme de BPM-B est défini par deux opérateurs. Le premier opérateur introduit la propagation dans une certaine direction :

$$E(x, z + \Delta z) = P\langle E(x, z) \rangle \quad (\text{III-33})$$

$E(x, z)$  est l'amplitude complexe du champ, et  $z$  est la direction de la BPM. L'opérateur  $P$  est celui de la BPM-FFT. Le second opérateur détermine la réflexion à la l'interface perpendiculaire à la direction  $z$ . On a :

$$E^r(x, z) = R\langle E^i(x, z) \rangle \quad E^t(x, z) = E^i(x, z) + E^r(x, z) \quad (\text{III-34})$$

où 'r', 'i', 't' représentent la réflexion, l'incidence, la transmission.

L'opérateur de réflexion  $R$  s'écrit de la façon suivante :

$$R\langle E^r(x, z) \rangle = \Delta r(x, z) F^{-1} \langle E_F^i(k_x, z) r_F(k_x, z) \rangle \quad (\text{III-35})$$

où  $F^{-1}$  représente la transformée de Fourier inverse, l'indice  $F$  représente la transformée de Fourier directe.  $\Delta r(x, z)$  est donné par :

$$r(x, z) = [n(x, z) - n(x, z + \Delta z)] / [n(x, z) + n(x, z + \Delta z)] \quad (\text{III-36a})$$

$$\Delta r(x, z) = r(x, z) / r_0 ; \quad r_0 = \max\{ r(x, z), x \} \quad (\text{III-36b})$$

La partie  $r_F(k_x, z)$  du coefficient de réflexion est donnée par :

si  $k(z)$  est réel

$$r_F(k_x, z) = [ k(z) - mk(z+\Delta z) ] / [ k(z) + mk(z+\Delta z) ] \quad (\text{III-36c})$$

$$k(z) = [ k^2 n_0^2(z) - k_x^2 ]^{1/2} \quad (\text{III-36d})$$

$$k(z+\Delta z) = [ k^2 n_0^2(z+\Delta z) - k_x^2 ]^{1/2} \quad (\text{III-36e})$$

$$m = [n_0(z+\Delta z)/n_0(z)]^2, \quad \text{pour le mode TM} \\ = 1, \quad \text{pour le mode TE} \quad (\text{III-36f})$$

si  $k(z)$  est imaginaire pur

$$r_F(k_x, z) = \exp(-i2\phi) \quad (\text{III-37a})$$

$$\varphi = \arctg\{[1-ik(z)]/[m^2k(z+\Delta z)]\} \quad (\text{III-37b})$$

où  $n_0(z)$  et  $n_0(z+\Delta z)$  sont respectivement les indices de réfraction de part et d'autre de la frontière là où  $r(x,z)$  atteint sa valeur maximale selon  $x$ . D'une manière générale, le champ calculé par BPM ne prend pas en compte le terme de phase du champ ( $e^{i\beta z}$  pour l'onde incidente et  $e^{-i\beta z}$  pour l'onde réfléchie). Il faut donc les réintroduire pour obtenir le champ optique résultant de la superposition de l'onde réfléchie et de l'onde incidente dans le cas d'une réflexion frontale :

$$E^{\text{total}}(x,z) = E^I(x,z)\exp(j\beta z) + E^R(x,z)\exp(-j\beta z) \quad (\text{III-38})$$

où  $E^I(x,z)$ ,  $E^R(x,z)$  sont respectivement le champ de l'onde incidente et celui de l'onde réfléchie. A titre d'exemple, nous avons simulé la réflexion en bout d'un guide diélectrique d'incidence  $20^\circ$ . Les indices caractéristiques de ce guide, large de  $5\mu\text{m}$ , sont 1.62 et 1.50. L'onde guidée, dont la trace est présentée Figure III-3.15, (longueur d'onde :  $1.55\mu\text{m}$ ) débouche directement dans l'air.

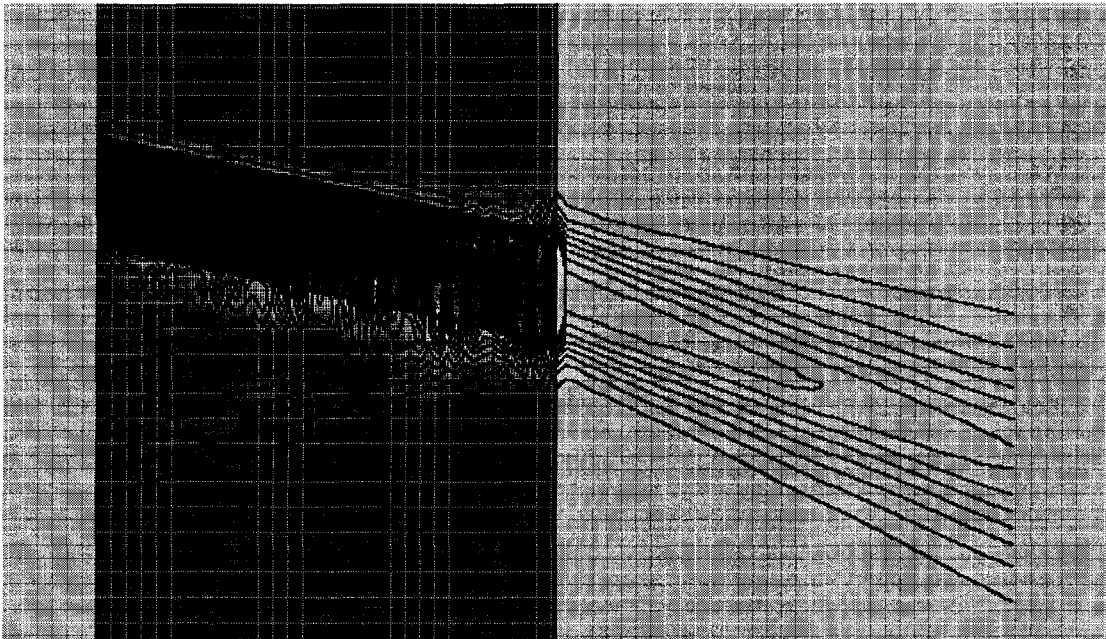


Fig.III-3.15 : Distribution d'intensité de part et d'autre de l'interface  
d'un guide diélectrique à incidence de  $20^\circ$

#### III-4: Etude des couches antiréfléchissantes et des structures multicouches

L'étude des structures à réflexion frontale nous a spontanément conduit à aborder les couches antiréfléchissantes et les réseaux. La raison en est que les réflexions multiples sont la caractéristique typique de la plupart des systèmes optiques lorsqu'ils sont couplés (par exemple, couplage laser-fibre). Dans ce type de problème, on doit considérer au minimum

deux interfaces. A cause de la cohérence de la lumière transmise, les interférences résultant des réflexions multiples influence beaucoup l'efficacité de couplage global. Dans cette partie, nous allons donc utiliser la BPM pour étudier les couches antiréfléchissantes et les réseaux.

### III-4.1: Couche antiréfléchissante

La structure antiréfléchissante est un film optique déposé pour améliorer la transmission de puissance optique à travers un interface. La structure complète se compose généralement de trois couches (Figure III-4.1) telles que  $n_0 < n_1 < n_2$ . La lumière est injectée du côté  $n_0$ .

Pour étudier cette structure, on utilise le plus souvent les calculs simples propres aux ondes planes; ce qui revient à négliger l'effet de diffraction des faisceaux étroits au cours de la propagation. On obtient alors le coefficient de réflexion suivant :

$$r = \frac{r_1 + r_2 \cdot e^{i\varphi'}}{1 + r_1 \cdot r_2 \cdot e^{i\varphi'}} \tag{III-39}$$

où  $r_1, r_2$  sont les coefficients de réflexion du champ respectivement du première et du deuxième interface;  $\varphi$  est le changement de phase lié à l'indice et à l'épaisseur de la couche centrale.

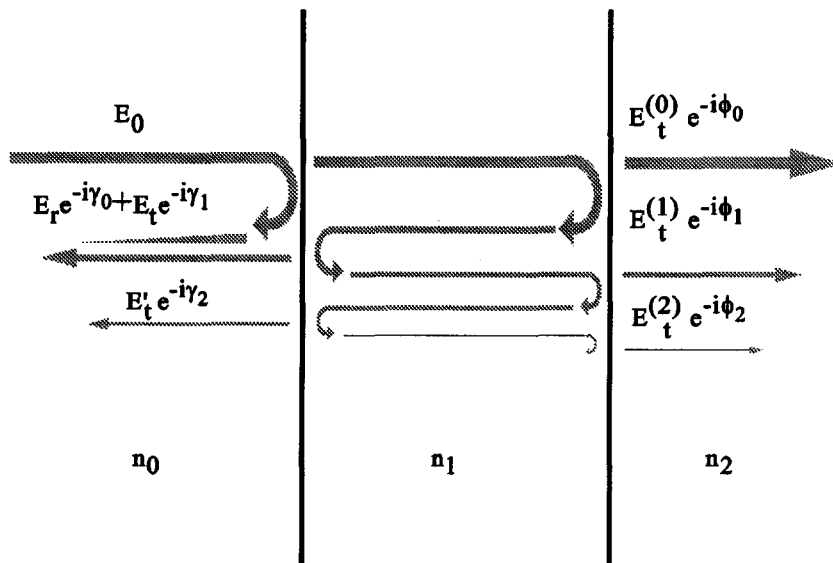


Fig.III-4.1. Schéma des couches antiréfléchissantes

Naturellement, l'erreur provenant d'un tel calcul est d'autant plus importante que le faisceau est étroit. Pour tenir compte de la diffraction d'un tel faisceau, pour la première fois, nous avons utilisé la BPM bidirectionnelle. Le principe de notre simulation est de calculer le champ optique propagé dans les deux directions opposées dans chaque couche en utilisant la formule de réflexion III-31 et la BPM-FD. Les champs liés aux différentes ondes issues des réflexions multiples sont ensuite multipliés par leur terme de phase et sommés. On a :

$$E(x,z) = \sum_i E_i^N(x,z) \exp(-j\varphi_i(z)) + \sum_i E_i^P(x,z) \exp(+j\varphi_i(z)) \quad (\text{III-40})$$

où les indices 'N' et 'P' représentent les champs propagés dans les sens positif et négatif; l'indice 'i' représente le champ issu de la  $i^{\text{ème}}$  réflexion. En théorie, le nombre de réflexions à considérer est infini, mais ce nombre peut être limité en pratique sans erreur notable. Nous procédons comme suit.

Le coefficient de réflexion du champ d'une onde plane monochromatique en incidence perpendiculaire s'écrit :

$$r_i = [n_{i+1} - n_i] / [n_{i+1} + n_i]; \quad i = 1, 2 \text{ pour les interfaces 1 et 2} \quad (\text{III-41a})$$

Après 'M' allers-retours entre les deux couches, l'amplitude du champ résiduel est :

$$E^R(x,z) = (r_1 r_2)^M \cdot E^I(x,z) = \varepsilon \quad (\text{III-41b})$$

Si l'on arrête le calcul à ce stade, l'erreur maximale introduite sera  $\varepsilon$ , c'est à dire que l'on va faire une erreur de moins de  $\varepsilon^2$  en puissance. Cette démarche se traduit par l'algorithme suivant :

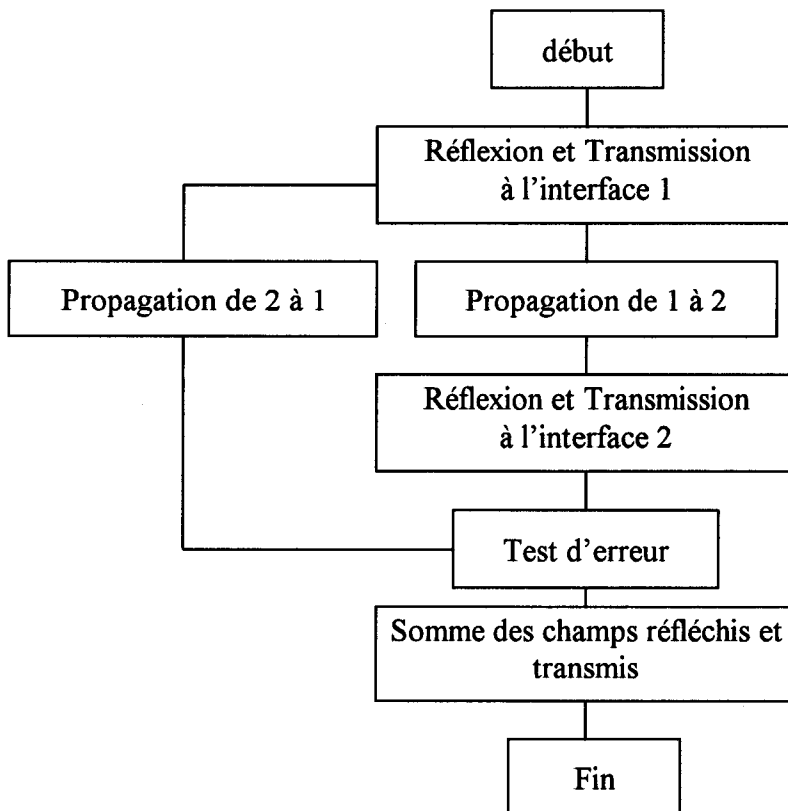


Fig.III-4.2: Algorithme d'analyse d'une structure à trois couches

Il ne faut pas non plus oublier le fait que le signe du coefficient de réflexion à un interface donné dépend du sens de traversée de cet interface; par exemple :

$$r' = \frac{n_0 - n_1}{n_0 + n_1}, \quad (\text{III-42a})$$

si l'onde va du milieu  $n_0$  dans le milieu  $n_1$ , et

$$r = \frac{n_1 - n_0}{n_1 + n_0} = -\frac{n_0 - n_1}{n_0 + n_1} = -r' \quad (\text{III-42b})$$

si l'onde va du milieu  $n_1$  au milieu  $n_0$ .

A la fin du calcul, tous les champs s'additionnent et leurs phases propres dépendent du chemin complet effectué par chaque faisceau élémentaire.

Nous avons appliqué cette modélisation à l'étude d'une structure antiréfléchissante de type air/nitruure( $\text{Si}_3\text{N}_4$ )/InP pour une photodiode PIN sur InP. Les indices de trois couches sont respectivement  $n_0 = 1.0$ ,  $n_1 = 1.9$ ,  $n_2 = 3.173$ ; la longueur d'onde est  $\lambda = 1.55\mu\text{m}$ . La Figure III-4.3 montre l'évolution du coefficient de transmission de la structure en fonction de l'épaisseur de Nitruure pour différents diamètres de Gaussienne. On peut observer que le coefficient de transmission change périodiquement en fonction de l'épaisseur de cette couche, la période étant environ  $\lambda/2n_2$ ; la valeur maximale est obtenue pour une épaisseur de  $\lambda/4n_2 + (m-1)\lambda/2n_2$ , ce qui ressemble à la formule (III-39) valable pour l'onde plane.

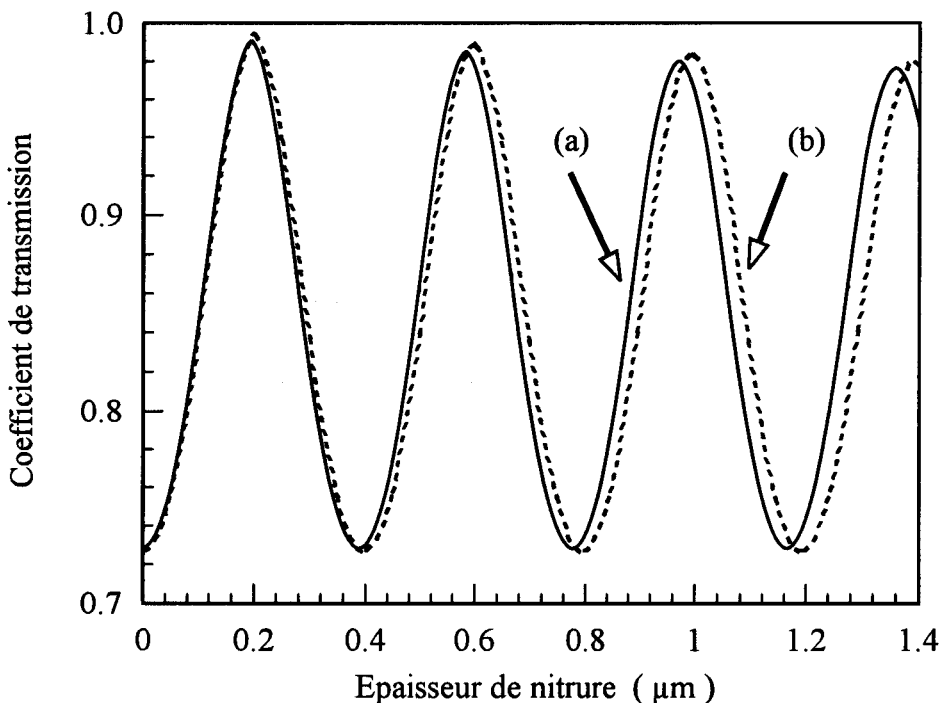


Fig.III-4.3 : Coefficient de transmission en fonction de l'épaisseur de nitruure  
(a): diamètre Gaussienne  $w = 2.5\mu\text{m}$ , (b): diamètre Gaussienne  $w = 10\mu\text{m}$

Cependant, le coefficient de transmission maximum diminue lorsque l'épaisseur de Nitruure augmente, effet dû à la progressive diffraction du faisceau au cours des réflexions multiples.

Dans le cas d'une structure à trois couches, le coefficient de transmission global est particulièrement fonction de l'indice  $n_1$  de la couche centrale d'adaptation, comme le montre la Figure III-4.4.

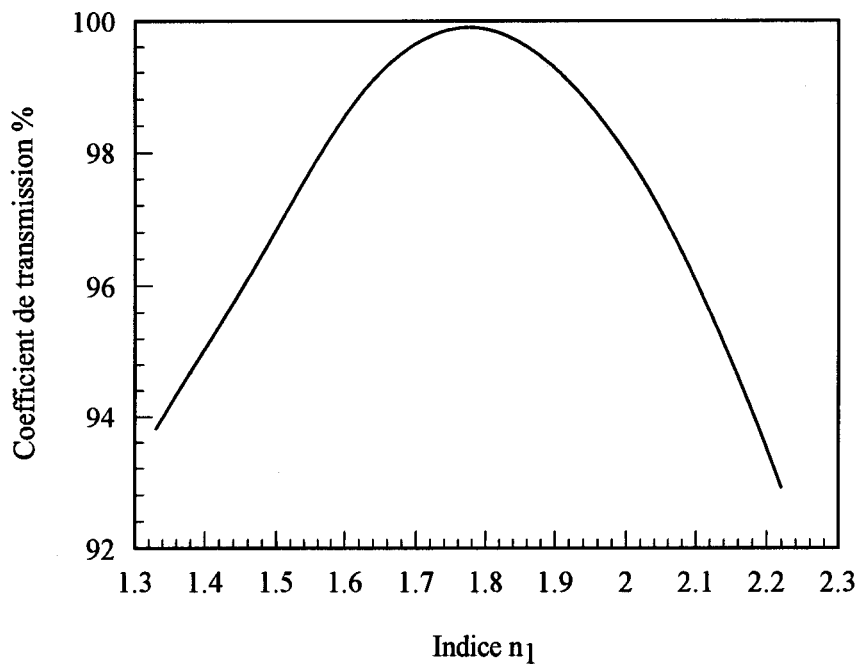


Fig.III-4.4 : Coefficient de transmission global en fonction de l'indice de la couche d'adaptation ( $\lambda = 1.55\mu\text{m}$ , épaisseur est  $0.204\mu\text{m}$ )

Le coefficient de transmission atteint sa valeur maximale dans le domaine  $n_1$  ( 1.74-1.79) où  $T > 0.999$ , ce qui coïncide bien avec les données de la théorie classique pour laquelle la valeur optimale d'indice est  $n_1 = (n_0 * n_2)^{1/2}$ .

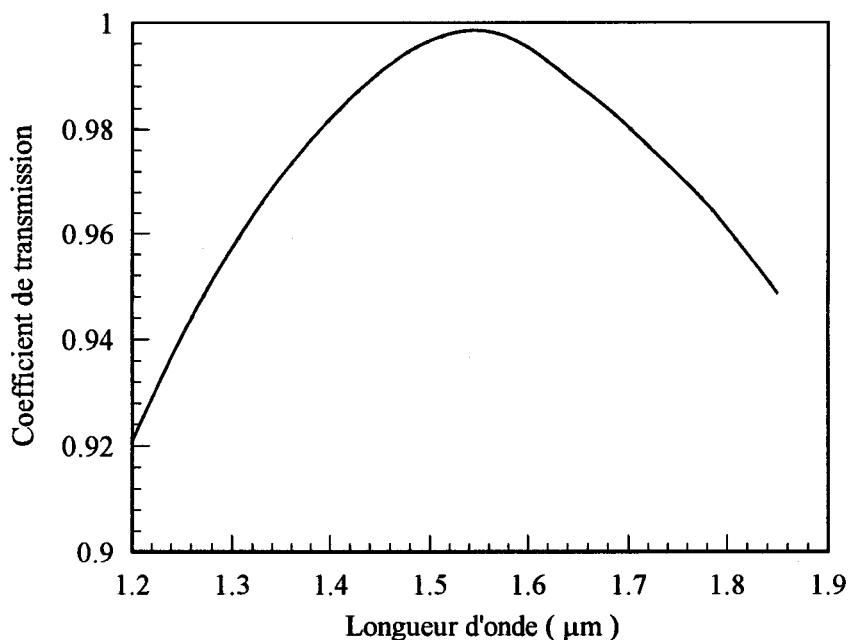


Fig.III-4.5 : Coefficient de transmission globale en fonction de la longueur d'onde ( $n_1 = 1.8$  épaisseur est  $0.204\mu\text{m}$ )

Dans le cas d'une photodiode de couche superficielle en InP, cette valeur est 1.7813, en accord avec nos résultats ( $n_{opt} = 1.7795$ ). Pour ce qui est de l'influence de la longueur d'onde, la figure III-4.5 montre que cette couche antiréfléchissante améliore la transmission dans une bande optique assez large. Il est remarquable qu'à  $\lambda = 1.33\mu\text{m}$ , le coefficient de transmission est encore aussi élevé que 0.954, l'épaisseur de couche étant optimisée à  $\lambda = 1.55\mu\text{m}$ . Ceci confirme l'intérêt de ce type de couche antiréfléchissante, qui peut aussi servir de couche de passivation dans le processus technologique de fabrication des photodiodes.

### III-4.2: Structure multicouche

D'une manière générale, les structures multicouches sont utilisées pour fabriquer des miroirs de Bragg; en effet, le coefficient de réflexion global de ces structures n'est élevé que pour une bande étroite de longueurs d'onde. Un schéma de structure multicouche est présenté ci-dessous:

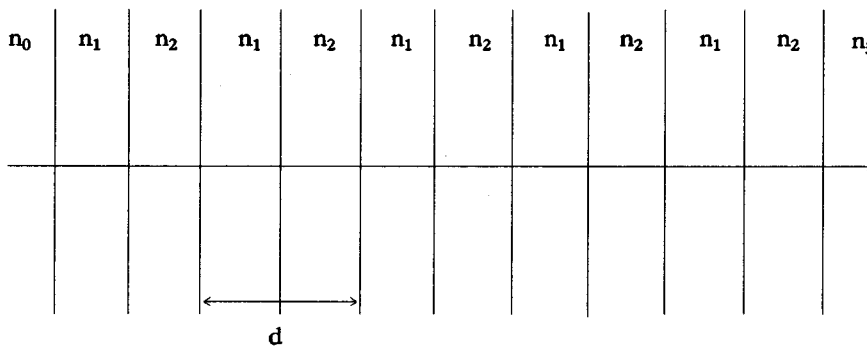


Fig.III-4.7 : Structure multicouche

Nous supposons un champ d'incidence  $E^0(x,z)$ . L'onde incidente se propage du milieu  $n_0$  au milieu  $n_3$  en traversant toutes les interfaces; c'est le premier "aller". A l'interface  $n_0/n_1$ , on calcule le champ réfléchi, et on l'enregistre comme champ réfléchi d'indice "0". Le champ transmis se propage. Lorsqu'il rencontre l'interface ( $z = z_i$ ), le champ réfléchi est enregistré momentanément sous  $E^p(z_i)$  après multiplication par la phase correspondante pour être compté lorsque le faisceau revient au cours du premier "retour". La dernière réflexion nous donne le dernier champ réfléchi que l'on va propager pour le premier "retour". A chaque interface rencontrée, on applique l'opérateur de réflexion qui nous donne le champ réfléchi (que l'on mémorise), et le champ transmis que l'on additionne au champ réfléchi à cet interface au cours du premier "aller". On continue la propagation avec le champ résultant de cette somme. On procède de cette façon pour faire le premier "retour" et en bout de structure, on repart pour un deuxième "aller", etc... On fait de cette façon N allers-retours, N étant suffisamment grand

pour limiter l'erreur due au champ résiduel. Pour les cas que nous avons traités, les coefficients de réflexion sont faibles, ce qui nous a conduit à faire 8 allers-retours. Le calcul total pour  $N_x = 5000$ , dure deux heures sur PC de type Pentium.

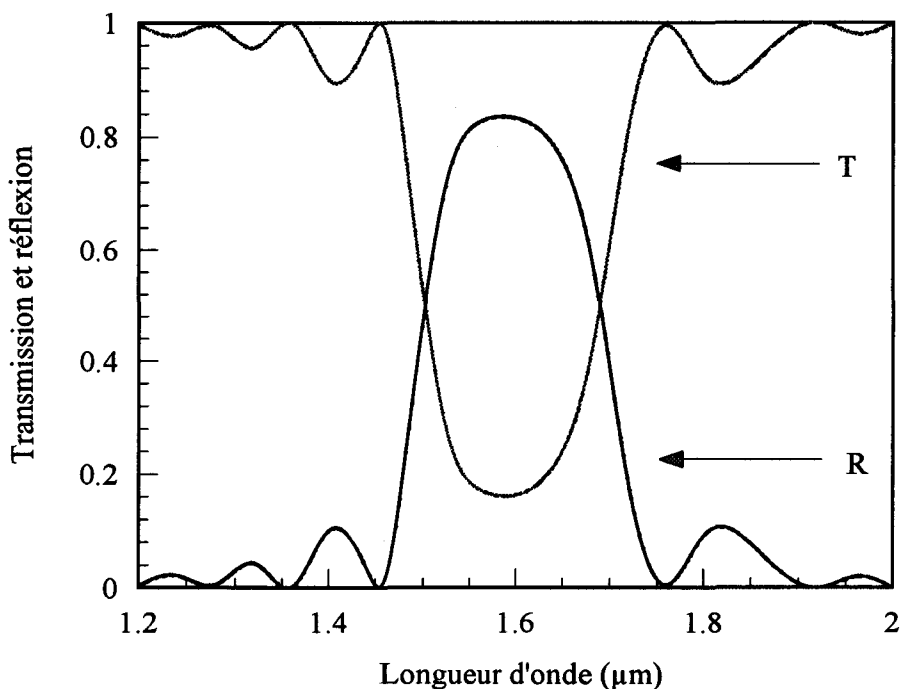


Fig.III-4.8 : Transmission et réflexion à travers une structure multicouche, le diamètre de faisceau est  $30\mu\text{m}$ .

Les résultats de l'étude d'un réseau de douze paires de couches pour lesquelles  $n_1 = 1.60$ ,  $n_2 = 1.40$ , l'épaisseur de chaque couche est  $0.27\mu\text{m}$ ,  $n_0 = 1.0$ ,  $n_3 = 1.5$ , et  $\lambda = 1.55\mu\text{m}$ , sont en Figure III-4.8. La largeur du faisceau est  $30\mu\text{m}$ . Pour vérifier la précision de la BPM, nous avons calculé la somme des énergies réfléchies et transmises pour chaque longueur d'onde; on a :

$$\Delta = \frac{\epsilon_I - (\epsilon_R + \epsilon_T)}{\epsilon_I} < 2.10^{-4} \quad (\text{III-45})$$

ici,  $\epsilon_I$ ,  $\epsilon_R$ ,  $\epsilon_T$  sont respectivement les énergies injectée, réfléchie et transmise globalement. L'erreur résultante n'excède pas 0.02%. Nous avons poursuivi cette étude par l'influence du diamètre de faisceau, la diffraction jouant un rôle encore plus important que dans les structures antiréfléchissantes. La Figure III-4.9 montre un résultat analogue à la précédente, mais pour un diamètre de  $4\mu\text{m}$ .



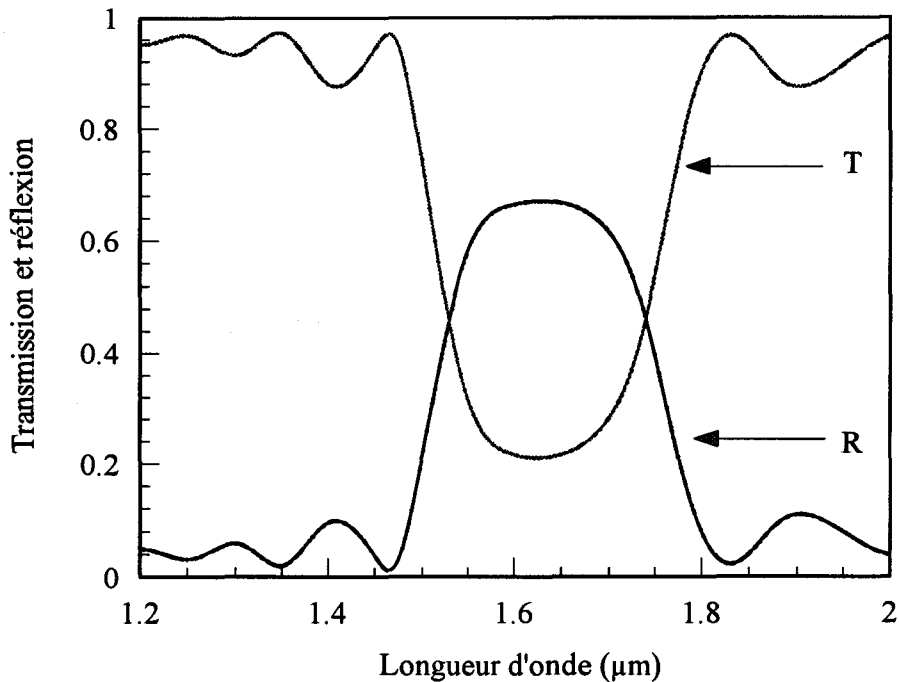


Fig.III-4.9: Transmission et réflexion à travers une structure de multicouche, le diamètre de faisceau est  $4\mu\text{m}$ .

Comparant les Fig.III-4.8 et III-4.9, nous constatons que le coefficient de réflexion maximal diminue alors que la bande de réflexion s'élargit en se décentrant un peu vers des plus grandes longueurs d'onde. L'influence de la diffraction est donc clairement observable.

En conclusion, ces études montrent l'intérêt des algorithmes de BPM pour analyser les structures multicouches. La diffraction de la lumière, qui intervient d'autant plus que le diamètre de faisceau est faible, a une grande influence sur le comportement optique de ces structures. Nous allons maintenant considérer le cas particulier des interfaces non purement perpendiculaires à l'axe de propagation. L'algorithme de BPM bidirectionnelle est en effet adaptable à ce type de cas que l'on rencontre souvent en réalité notamment lorsque, au cours du processus de réalisation technologique, les attaques ne débouchent pas sur des plans rigoureusement verticaux. L'approche que nous allons exposer est totalement originale.

### III-5: BPM bidirectionnelle améliorée (BPM-IB)

Nous avons vu que l'étude d'un système à miroirs par BPM nécessite que le ou les miroirs simulés soient parallèles ou bien perpendiculaires à la direction de la BPM. Cependant, il est des cas où l'un des miroirs seulement doit faire un angle de tilt léger par rapport à l'une ou l'autre direction, comme par exemple celui où l'un des miroirs d'un laser semiconducteur n'est pas purement parallèle à l'autre. L'approche totalement nouvelle que nous avons développée a

pour objectif de traiter ce type de problème. Nous l'avons nommée BPM-IB (Improved Bidirectional Beam Propagation Method) pour BPM bidirectionnelle améliorée.

### III-5.1. Principe

L'algorithme de BPM-IB est constitué de deux opérateurs. Le premier est l'opérateur P de propagation de la BPM-FFT. Le deuxième est un opérateur spécifique de réflexion R. Centrée sur l'interface inclinée, nous introduisons un interface virtuelle perpendiculaire à la direction de propagation, (Fig.III-5.1).

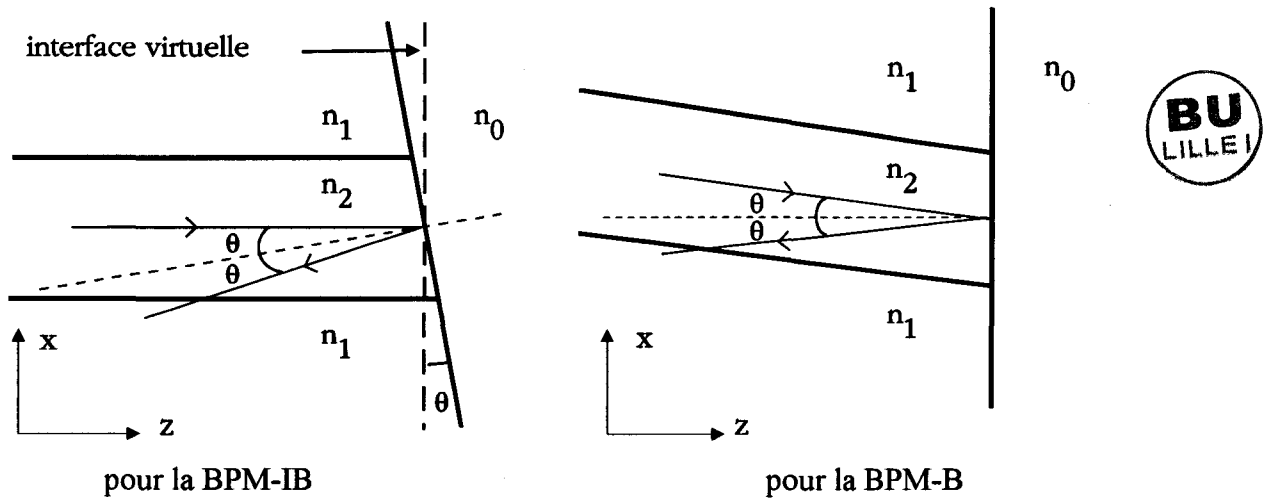


Fig.III-5.1: Schéma des interfaces de réflexion

L'interface réelle étant inclinée d'un angle  $\theta$  par rapport à l'interface perpendiculaire virtuelle, le plan de phase après réflexion est incliné de  $2\theta$  par rapport à l'interface virtuelle. Si l'on utilise cette dernière interface pour simuler la réflexion, on doit introduire un décalage de phase  $\phi(x)$  qui dépend de  $x$  :

$$\phi(x) = 2k_x \sin \theta (x - x_0) \quad (\text{III-46a})$$

De plus, le vecteur d'onde  $k_x$  doit être remplacé par  $k_x - k_x \sin \theta$ . En conséquence, le nouvel opérateur de réflexion R pour cette interface virtuelle est :

$$R \langle E^i(x, z) \rangle = \Delta r(x, z) e^{-i\phi(x)} F^{-1} \langle E_F^i(k_x, z) r_F(k_x - k_x \sin \theta, z) \rangle \quad (\text{III-46b})$$

où  $F^{-1}$  dénote la transformée de Fourier inverse, l'indice 'F' dénote la transformée de Fourier,  $\kappa = 2\pi n/\lambda$ ,  $\theta$  est l'angle d'inclinaison,  $x_0$  est l'origine de coordonnée du champ.  $\Delta r(x, z)$  est donné par :

$$r(x, z) = [n(x, z) - n(x, z + \Delta z)] / [n(x, z) + n(x, z + \Delta z)] \quad (\text{III-47a})$$

$$\Delta r(x,z) = r(x,z) / r_0 ; r_0 = \max\{ r(x, z), x \} \quad (\text{III-47b})$$

La partie  $r_F(k_x, z)$  du coefficient de réflexion est donné par :

si  $k(z)$  est réel

$$r_F(k_x, z) = [ k(z) - mk(z+\Delta z) ] / [ k(z) + mk(z+\Delta z) ] \quad (\text{III-47c})$$

$$k(z) = [ k^2 n_0^2(z) - k_x^2 ]^{1/2} \quad (\text{III-47d})$$

$$k(z+\Delta z) = [ k^2 n_0^2(z+\Delta z) - k_x^2 ]^{1/2} \quad (\text{III-47e})$$

$$m = [n_0(z+\Delta z)/n_0(z)]^2, \quad \text{pour le mode TM}$$

$$= 0, \quad \text{pour le mode TE} \quad (\text{III-47f})$$

si  $k(z)$  est imaginaire pur

$$r_F(k_x, z) = \exp(-i2\varphi) \quad (\text{III-48a})$$

$$\varphi = \arctg\{ [1-ik(z)]/[m^2k(z+\Delta z)] \} \quad (\text{III-48b})$$

où  $n_0(z)$  et  $n_0(z+\Delta z)$  sont respectivement les indices de réfraction des deux côtés de la frontière pour lesquels  $r(x,z)$  atteint sa valeur maximale selon  $x$ .

### III-5.2 : Résultats numériques

#### a) Comparaison avec la BPM bidirectionnelle classique

Pour vérifier l'opérateur de réflexion de l'équation (III-46), nous avons considéré un laser semiconducteur [Kaczmariski. P, 1988] composé d'un guide symétrique interrompu d'une interface qui le fait déboucher en l'air ( $n_0=1.0$ ).

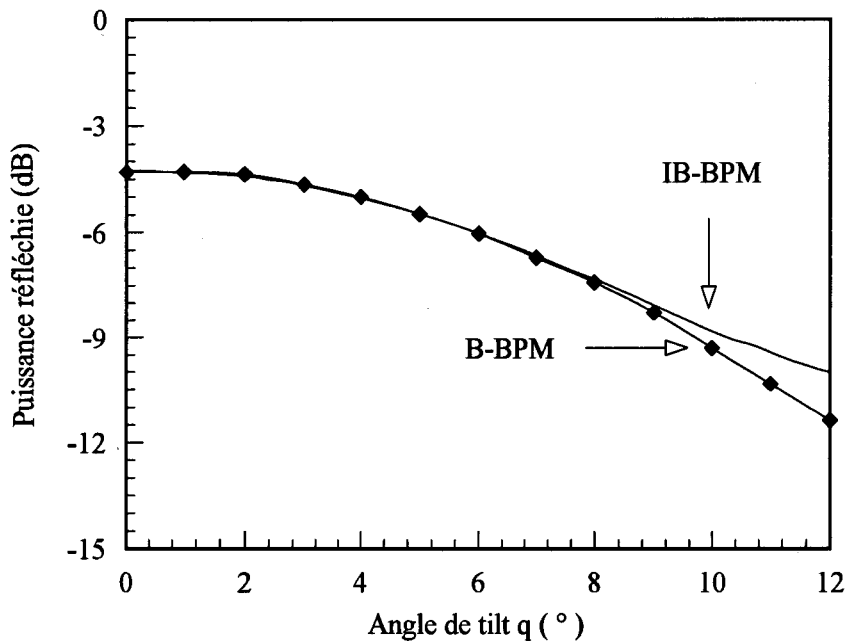


Fig. III-5.2 : Puissance optique guidée réfléchiée en fonction de l'angle d'inclinaison de la facette d'un laser pour  $\lambda=0.86\mu\text{m}$

L'épaisseur de couche guidante est  $0.4\mu\text{m}$ , son indice de réfraction est  $n_2 (=3.6)$ , l'indice de l'autre couche est  $n_1 (=3.42)$ . Notre méthode nous a permis de calculer la réflexion du mode  $\text{TE}_0$  à l'interface guide-air inclinée de  $0^\circ$  à  $12^\circ$ . Le résultat est comparé avec celui donné par P. Kaczmarek [1988] en Figure III-5.2. Il y a parfait accord entre les deux méthodes pour  $\theta < 8^\circ$ . Notre opérateur est donc très précis jusqu'à un angle de  $8^\circ$  et il permet, dans ces conditions, de traiter la plupart des systèmes pratiques de l'optique intégrée.

#### b) Application à des structures à interfaces non purement perpendiculaires

Jusqu'à présent, l'étude des structures antiréfléchissantes a été menée par la méthode d'interférence des ondes planes [P.A. Besse, 1991, J. Buus 1991]. Mais ce type d'approche ne permet pas de traiter les conséquences d'une faible variation d'épaisseur de la couche antiréfléchissante, c'est à dire, d'un non-parallélisme de ses deux interfaces. Il en est de même pour la BPM bidirectionnelle classique.

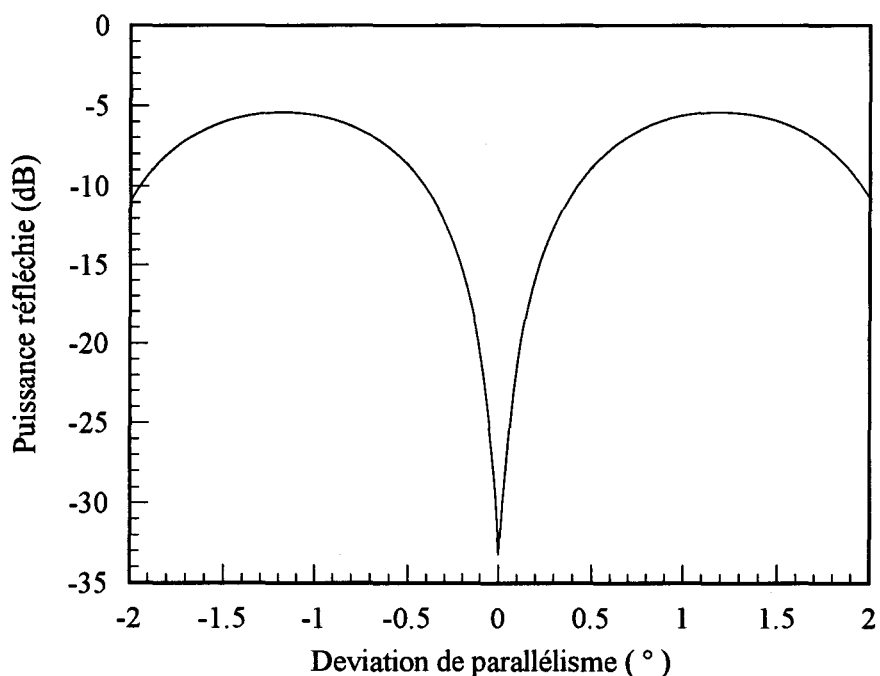


Fig.III-5.3: Coefficients de réflexion en fonction de l'angle de non-parallélisme

C'est pourquoi nous avons étudié le cas d'une couche antiréfléchissante non-parallèle appliquée sur un amplificateur optique semiconducteur. Cet amplificateur a une couche active de  $0.15\mu\text{m}$  d'épaisseur (indice 3.53 à la longueur d'onde  $1.55\mu\text{m}$ ), des couches de confinement d'indice 3.17; la largeur et la hauteur de rib sont respectivement  $1.0\mu\text{m}$  et  $0.08\mu\text{m}$ . La couche antiréfléchissante déposée à la sortie de la structure guidante a un indice ( $n_g$ ) égal à 1.83, son épaisseur est  $\lambda/4n_g$  ( $\lambda = 1.55\mu\text{m}$ ). La déviation  $\theta$  de parallélisme de cette couche est inférieure à  $2^\circ$ .

En fonction de l'angle de non-parallélisme, la puissance réfléchie varie de -33.2 dB à -5.5 dB, ce qui montre l'extrême sensibilité d'une telle structure à ce paramètre. De la même manière, on peut étudier l'influence du non-parallélisme dans le cas de l'intégration monolithique d'un laser semiconducteur et d'un guide diélectrique et il est aussi possible de considérer la polarisation TM.

## **Conclusion partielle**

Au cours de ce chapitre, nous avons présenté les méthodes de modélisation nécessaires à l'étude des réflexions aux interfaces. En utilisant la méthode des faisceaux propagés fondée sur les différences finies (FD) ou sur la transformée de Fourier (FFT), nous avons montré que la réflexion d'un faisceau dépend de son profil transversal, et que plus son diamètre est petit, plus son comportement diffère de celui d'une onde plane. Notamment pour une incidence supérieure à  $45^\circ$ , le coefficient de réflexion d'un faisceau gaussien polarisé perpendiculairement au plan d'incidence est toujours inférieur à celui de l'onde plane correspondante. Pour le faisceau polarisé parallèlement au plan d'incidence, on constate un comportement similaire à celui de l'onde plane mais en cas de faible diamètre, l'angle de Brewster ne conduit pas à une transmission totale. Le cas des structures antiréfléchissantes et des réseaux a ensuite été étudié par BPM bidirectionnelle. La diffraction de la lumière, qui intervient d'autant plus que le diamètre du faisceau est faible, a une grande influence sur le comportement optique de ces structures. En particulier, pour la réflexion par réseau, lorsque le diamètre du faisceau diminue, le comportement du réseau change, le coefficient de réflexion maximal diminue et la bande de longueurs d'onde où la lumière est le plus réfléchie s'élargit en se décalant un peu vers les plus grandes longueurs d'onde. Enfin, nous avons amélioré la méthode des faisceaux propagés bidirectionnelle afin de permettre le traitement des réflexions multiples sur des interfaces non purement perpendiculaires à l'axe de modélisation. Cet algorithme a été adapté à ce type de cas car au cours du processus de réalisation technologique, les attaques ne débouchent généralement pas sur des plans rigoureusement verticaux. L'approche que nous avons exposée est totalement originale.

## III-6: Intégration monolithique d'un laser semiconducteur et d'un guide optique diélectrique

### III-6.1: Introduction

L'intégration d'un élément émetteur et d'un guide passif est bien évidemment un élément clé du concept de circuit intégré photonique. Dans ce domaine, on compte à ce jour de nombreuses réalisations hybrides et quelques réalisations monolithiques [Terui. H, 1985, Loppe. J.L, 1991, Friedrich. E.E.L, 1992, Jones. C.A, 1994]. Dans de nombreux cas l'intégration d'un guide passif et d'un laser semiconducteur fait appel à des méthodes épitaxiales où l'on cherche à faire croître sur un même plan des matériaux d'énergie de bande interdite différente. Notons également une approche originale du problème, où l'on utilise les propriétés de la croissance par MOCVD sur un substrat non planaire; comme on le voit sur la figure III-6.1, la lumière est injectée naturellement dans le guide d'onde [Azoulay. R, 1989].

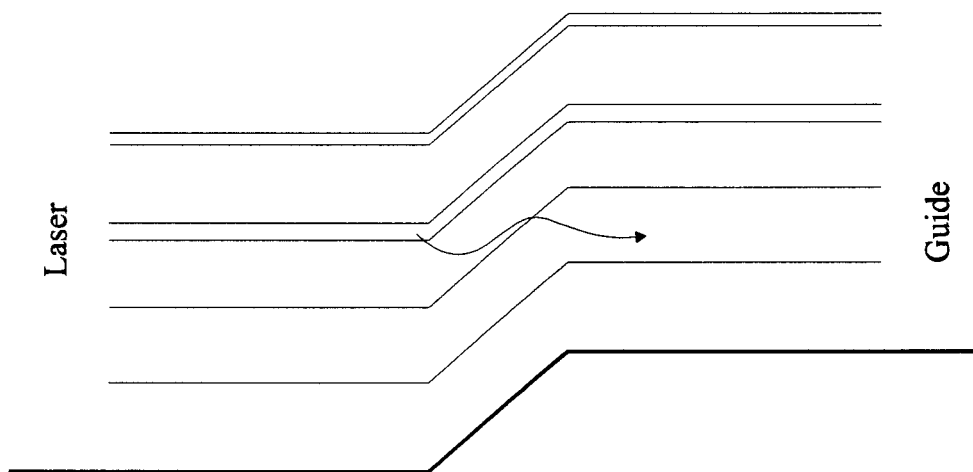


Fig.III-6.1: Couplage direct, croissance sur substrat gravé

D'autres auteurs proposent de modifier localement l'énergie de bande interdite d'un matériau semiconducteur en y introduisant un désordre par diffusion de défauts ponctuels (impuretés ou lacunes) [Ooi. B.S, 1995]; il a ainsi été possible de fabriquer un laser de type DBR dont le réseau est non absorbant intégré à un guide d'onde transparent [Hoffstetter. D, 1995].

Ces dernières années les polymères ont été proposés comme nouveaux matériaux pour la fabrication de guides d'onde. Plus récemment un guide polymère a été associé à une diode laser [Bouadma. N, 1994]. L'intérêt de ces méthodes est bien entendu la complète séparation technologique des fonctions de guidage et des éléments actifs.

La solution que nous avons voulu mettre en oeuvre pour longueur d'onde  $0,78\mu\text{m}$  est présentée en coupe sur la figure III-6.2. Les guides diélectriques déposés par PECVD ont

montré de très faible pertes. De plus ces matériaux permettent des géométries de guide qui faciliteraient le couplage éventuel avec une fibre.

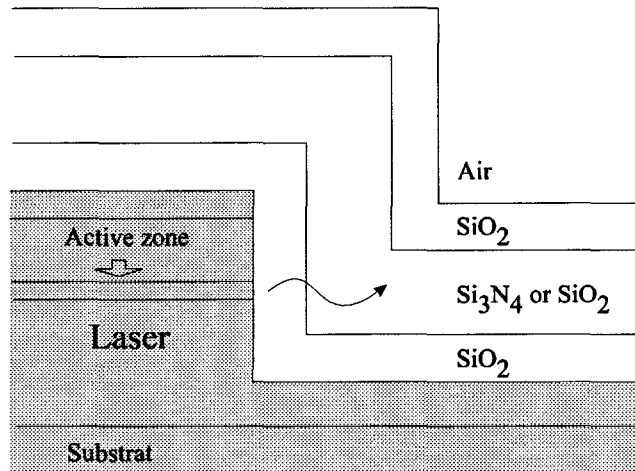


Fig.III-6.2: Représentation en coupe de la solution envisagée pour l'intégration monolithique d'un laser et d'un guide passif diélectrique

Le diélectrique déposé sera de la silice ( $\text{SiO}_2$ ,  $n = 1.45 \sim 1.47$ ) ou du nitrure de silicium ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ,  $n = 1.98$ ). Le dépôt se fait en phase vapeur assisté par plasma (PECVD). Une caractéristique de ce type de dépôt est son homogénéité ; quel que soit le matériau ( $\text{SiO}_2$  ou  $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) le dépôt s'effectuera à la même vitesse sur toutes les surfaces exposées. Ainsi un plan vertical est aussi bien recouvert qu'une surface horizontale. On voit donc que pour sortir du laser la lumière va subir un certain nombre de réflexions.

Dans cette section, nous allons d'abord étudier la réflexion au niveau de la surface gravée du laser parce que l'inclinaison de l'interface est inévitable si celle-ci est obtenue par gravure Plasma. Et puis, nous allons simuler le couplage du laser et du guide en tenant compte des multiples interfaces. Enfin, en utilisant la BPM-3D, nous allons optimiser le guide de façon à obtenir un bon confinement latéral.

### III-6.2: Caractéristiques optiques du laser

Idéalement, la surface de réflexion du laser doit être verticale; malheureusement, bien que la gravure Plasma et le masque de résine permettent une bonne verticalité du miroir, une inclinaison faible par rapport à la position parfaite est inévitable. Voilà pourquoi nous avons étudié les conséquences d'un tel phénomène. La distribution d'indice de réfraction du laser est présentée Fig.III-6.3. Le centre de la couche active est constitué d'un unique puits quantique enserré entre deux couches de composition graduelle destinées au confinement vertical de la lumière. Le confinement latéral du laser est lié à sa structure ruban. Elle correspond à une

épitaxie de laser GaAs de type GRINSCH pour des applications de puissance. Un tel matériaux nous a été fourni par Thomson TCS.

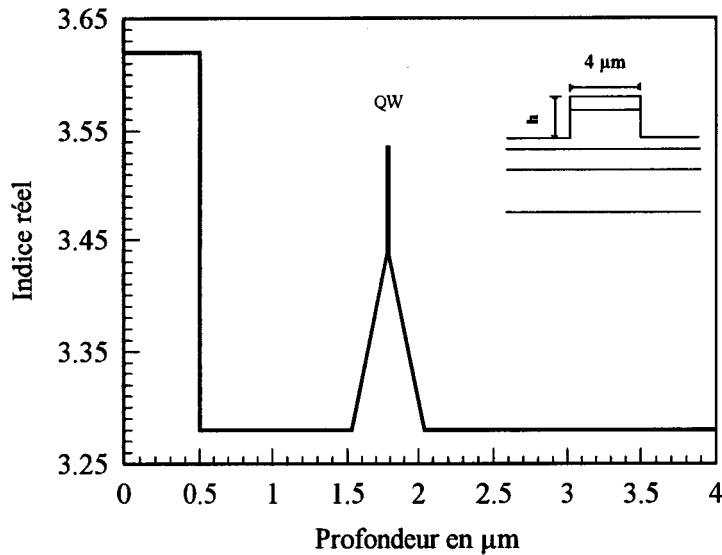


Fig. III-6.3: Profil d'indice calculé pour le laser

Dans un premier temps, nous allons considérer la propagation dans le plan de symétrie vertical. Les calculs sont menés grâce aux algorithmes de BPM bidirectionnelle ou de BPM bidirectionnelle améliorée présentés précédemment.

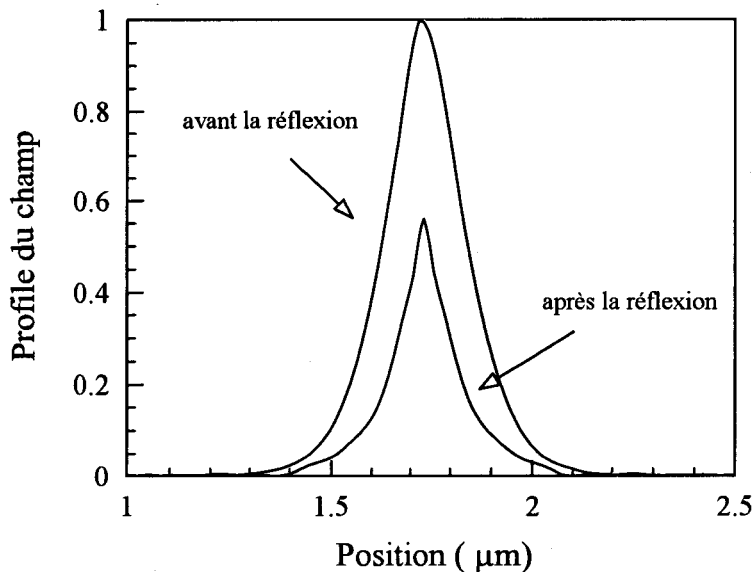


Fig. III-6.4: Profil des champs incident et réfléchi

Les profils des champs incident et réfléchi à l'interface sont en Fig.III-6.4. La structure du phénomène de réflexion induit une distribution de champ optique réfléchi différente de celle du champ incident. Cette différence introduit une période dans le couplage du champ réfléchi au champ modal dans le laser.



La Figure III-6.5 montre la puissance optique se propageant après réflexion en fonction de la distance de propagation et de l'angle d'inclinaison.  $\delta\alpha$  représente la déviation d'angle de l'interface par rapport au cas parfaitement vertical.

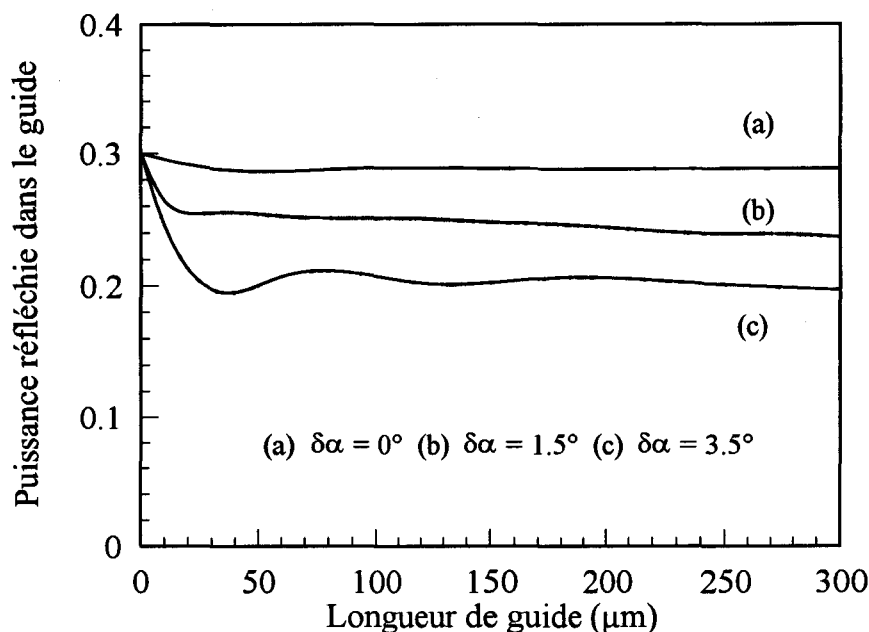


Fig III-6.5: Puissance réfléchie dans le laser en fonction de la position dans le laser

Ces résultats mettent bien en évidence la longueur d'adaptation liée à la structure de la réflexion et la perte importante de puissance optique guidée due à l'angle. Par exemple, pour 3.5° de déviation, la puissance réfléchie et guidée correspond à environ 70% de la valeur normale. On comprend bien dans ces conditions, qu'en pratique, la verticalité du miroir gravé soit un élément déterminant pour le fonctionnement du laser.

### III-6.3: Choix de la structure guidante: Guide $\text{SiO}_2(n=1.45)/\text{SiO}_2(1.47)/\text{SiO}_2(1.45)$ ou $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ ?

Du point de vue technologique, il n'y a pas grande différence entre le guide  $\text{SiO}_2(n=1.45) / \text{SiO}_2(1.47) / \text{SiO}_2(1.45)$  et le guide  $\text{SiO}_2(n=1.45) / \text{Si}_3\text{N}_4(1.98) / \text{SiO}_2(1.45)$ . Mais lequel choisir ?

En fait, le faible contraste d'indice du premier guide facilite la fabrication de guides monomodes, puisque la couche guidante peut être épaisse. Ceci semble particulièrement adapté à notre problème puisqu'on veut une épaisseur de cœur d'environ 1 à 2µm d'épaisseur. Pourtant, le contraste d'indice doit être suffisamment fort pour confiner le faisceau fortement divergent issu du laser. D'après la figure III-6.2, la couche de confinement basse en  $\text{SiO}_2$  doit être suffisamment épaisse pour empêcher la pénétration de la lumière dans le substrat. Les

calculs montrent que l'épaisseur de cette couche doit être de plus de  $2.0\mu\text{m}$  pour la première structure et de plus de  $0.8\mu\text{m}$  pour la deuxième, tout ceci, à la longueur d'onde de  $0.78\mu\text{m}$ . Or cette couche recouvre la facette du laser et doit être traversée par le faisceau divergent du laser pour que celui-ci arrive dans le guide; donc plus elle est épaisse, et plus grandes seront les pertes de lumières entre la facette du laser et l'entrée réelle du guide. La deuxième structure convient donc mieux à notre application.

Pour confirmer cette approche de bon sens, nous avons étudié la structure par analyse bidirectionnelle en partant du schéma de la figure III-6.6.

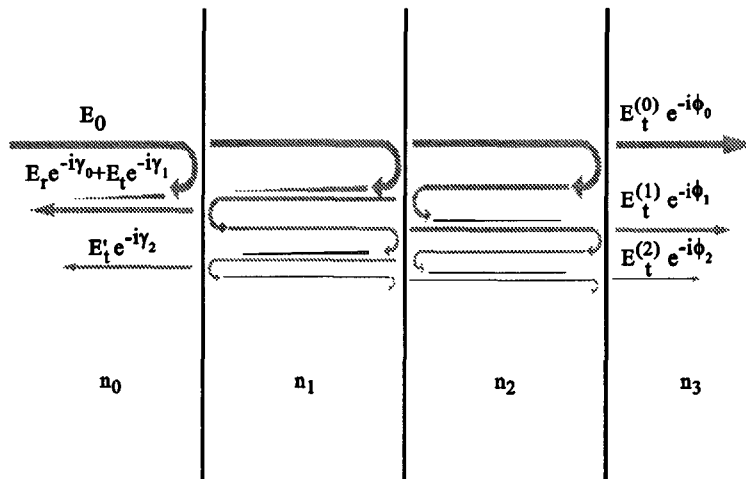


Fig. III-6.6: Schéma équivalent de la structure de Fig. III-6.2

La Fig. III-6.7 présente les résultats dans les deux cas, le premier est un guide  $\text{SiO}_2$  ( $n = 1.45$ )/ $\text{SiO}_2$  ( $n = 1.47$ )/ $\text{SiO}_2$  ( $n = 1.45$ ); le deuxième, un guide  $\text{SiO}_2$  ( $n = 1.45$ )/ $\text{Si}_3\text{N}_4$  ( $n = 1.98$ )/ $\text{SiO}_2$  ( $n = 1.45$ ).

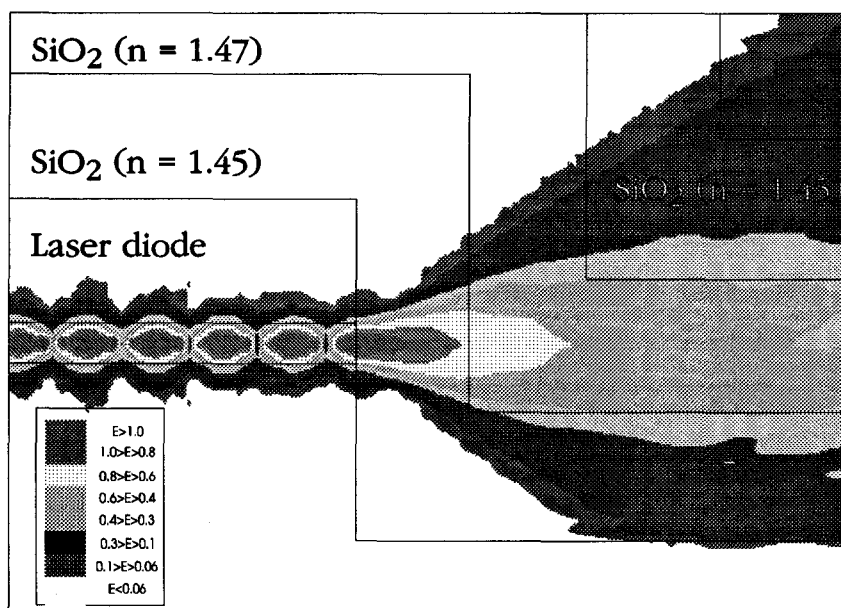


Fig. III-6.7a: Modélisation de l'injection dans un guide de silice

Pour la structure  $\text{SiO}_2/\text{SiO}_2/\text{SiO}_2$ , on voit bien la diffusion de la lumière dans la région de faible confinement vertical, et la quasi absence de réflexion aux interfaces à cause du faible contraste d'indice(1.45/1.47).

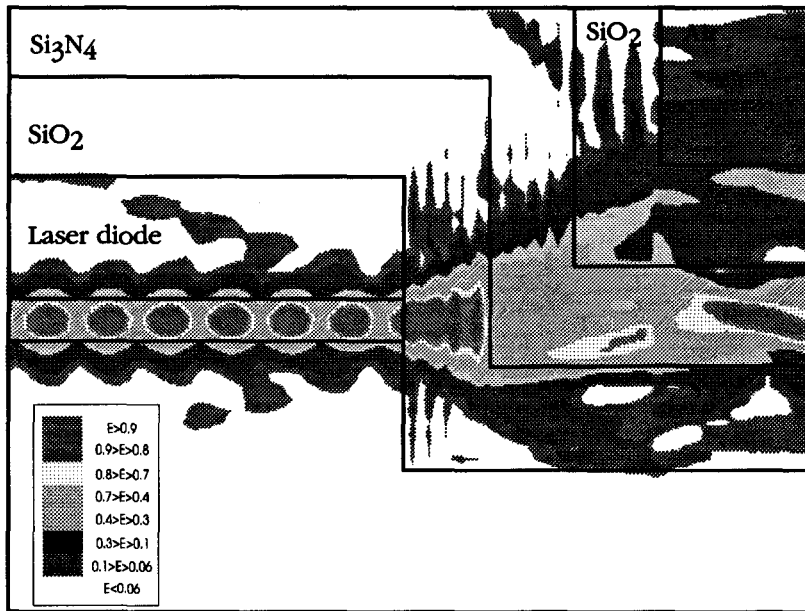


Fig.III-6.7b: Modélisation de l'injection dans un guide  $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$

Pour la structure  $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ , la distribution de lumière est plus compliquée, notamment il y a plusieurs interférences évidentes entre les interfaces, mais le confinement est meilleur. Le coefficient de couplage de chaque structure apparaît aux figures III-6.8 et 6.9 en fonction de l'épaisseur de la première couche déposée d'indice  $n_1$ . L'épaisseur de couche guidante a été prise respectivement de 2 et 1  $\mu\text{m}$  pour les deux structures de guide.

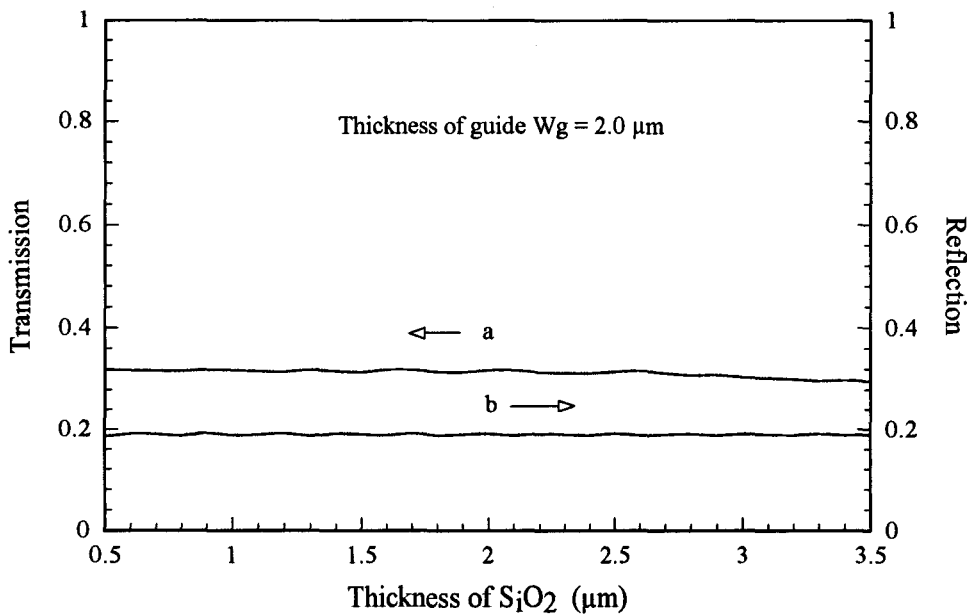


Fig.III-6.8: Transmission (a) et réflexion (b) en fonction de l'épaisseur de la première couche pour la structure  $\text{SiO}_2/\text{SiO}_2/\text{SiO}_2$ .

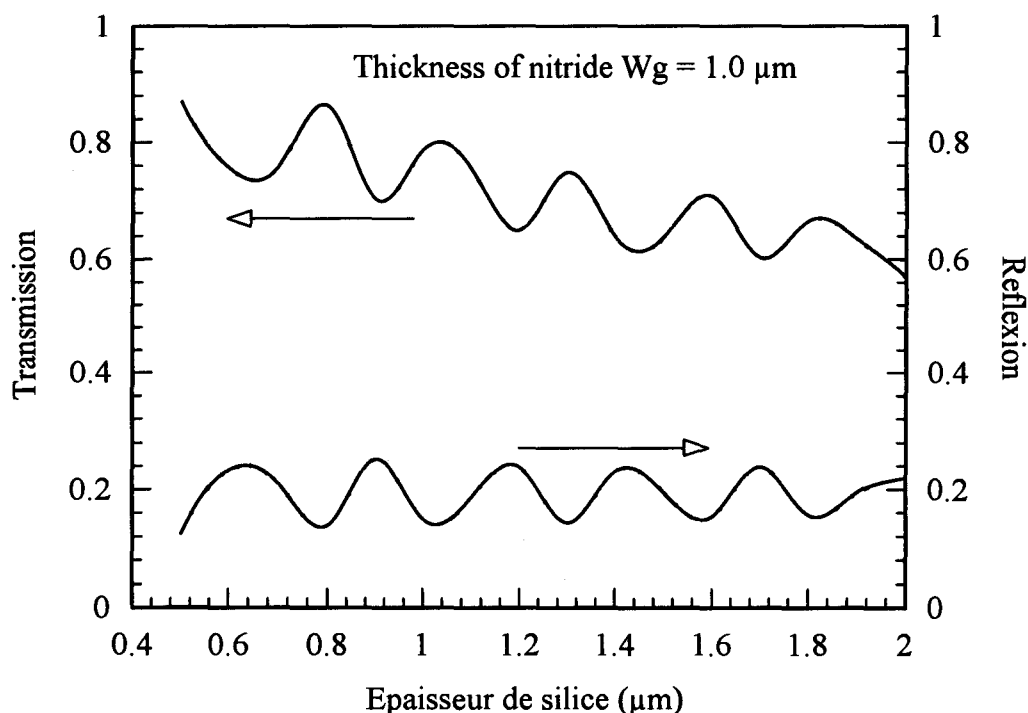


Fig.III-6.9: Transmission et réflexion en fonction de l'épaisseur de la première couche pour la structure  $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ .

Les coefficients de transmission sont calculés après  $100\mu\text{m}$  de propagation. D'après la figure III-6.8, il reste seulement 30 % de la puissance optique issue du laser, et elle varie lentement avec l'augmentation d'épaisseur de la première couche. Ce résultat décevant est lié au faible confinement du guide. Dans le cas de la figure III-6.9, l'indice de couplage varie périodiquement et diminue lorsque l'épaisseur de la première couche augmente. La périodicité du phénomène est liée aux interférences fortes apportées par les interfaces à contraste d'indice relativement fort et la diminution de l'énergie transmise vient de l'effet de diffusion dans la zone sans confinement vertical avant le guide. La puissance couplée dans un guide  $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ , dépend donc de la lumière qui arrive dans le cœur du guide et pour une épaisseur de première couche de  $1\mu\text{m}$ , on couple 75% de la puissance émise par le laser. Le guide  $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$  apparaît donc comme le bon choix pour réaliser une intégration laser-guide diélectrique.

D'autre part, il faut remarquer que le coefficient de réflexion global de la structure multicouche varie beaucoup avec l'épaisseur de la première couche, ce qui entraîne une variation des pertes de la cavité laser, et une variation du courant de seuil. Par exemple, pour une épaisseur de première couche de  $1.0\mu\text{m}$ , le coefficient de réflexion est d'environ 15%. Comparés aux 30% correspondant à l'interface clivée au contact de l'air, le coefficient de réflexion de la structure

intégrée est de moitié, le courant de seuil du laser sera largement plus que doublé. Les résultats mesurés sont en accord avec cette prévision.

### III-6.4: Guide en arête ou guide enterré ?

Après avoir étudié le couplage dans le plan vertical, nous abordons maintenant le confinement horizontal. Du point de vue technologique, le plus simple est de graver un rib sur la dernière couche de SiO<sub>2</sub> comme le montre la figure III-6.10.

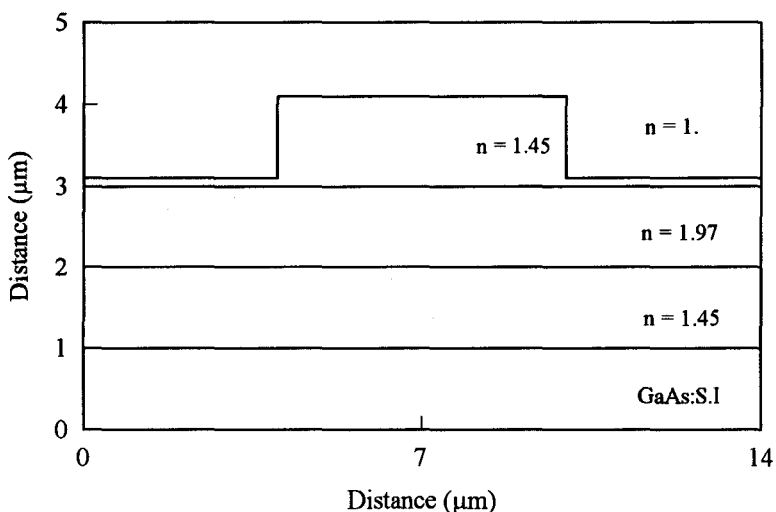
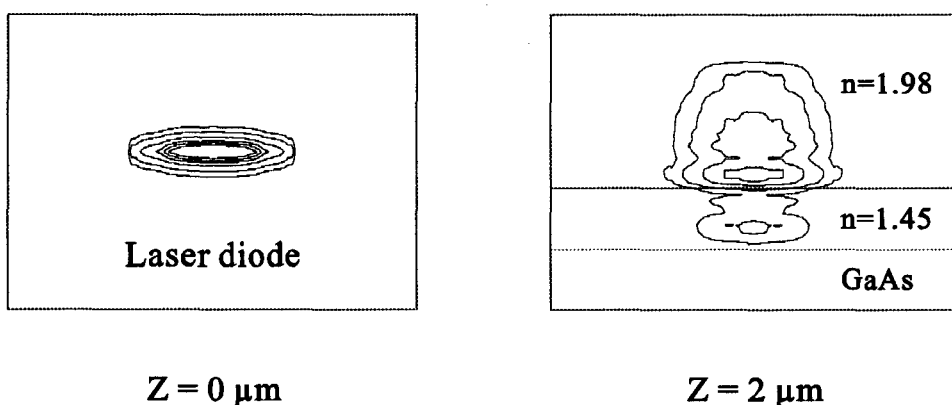


Fig.III-6.10: Schéma du guide en arête: confinement latéral faible

Mais le confinement latéral obtenu est-il suffisant ? Puisque le guide diélectrique est multimode, la méthode des indices effectifs est difficile à utiliser pour continuer de traiter le problème avec un algorithme bidimensionnel, nous avons donc utilisé une BPM scalaire tridimensionnelle. Cette approche consiste à introduire la diffraction du faisceau et ne prend pas en compte les réflexions analysées précédemment. La Figure III-6.11 représente en coupe diverses étapes de la propagation pour une arête de hauteur 0.8µm. Le champ y est représenté après 0, 2, 4, 20, 80 et 200µm de propagation.



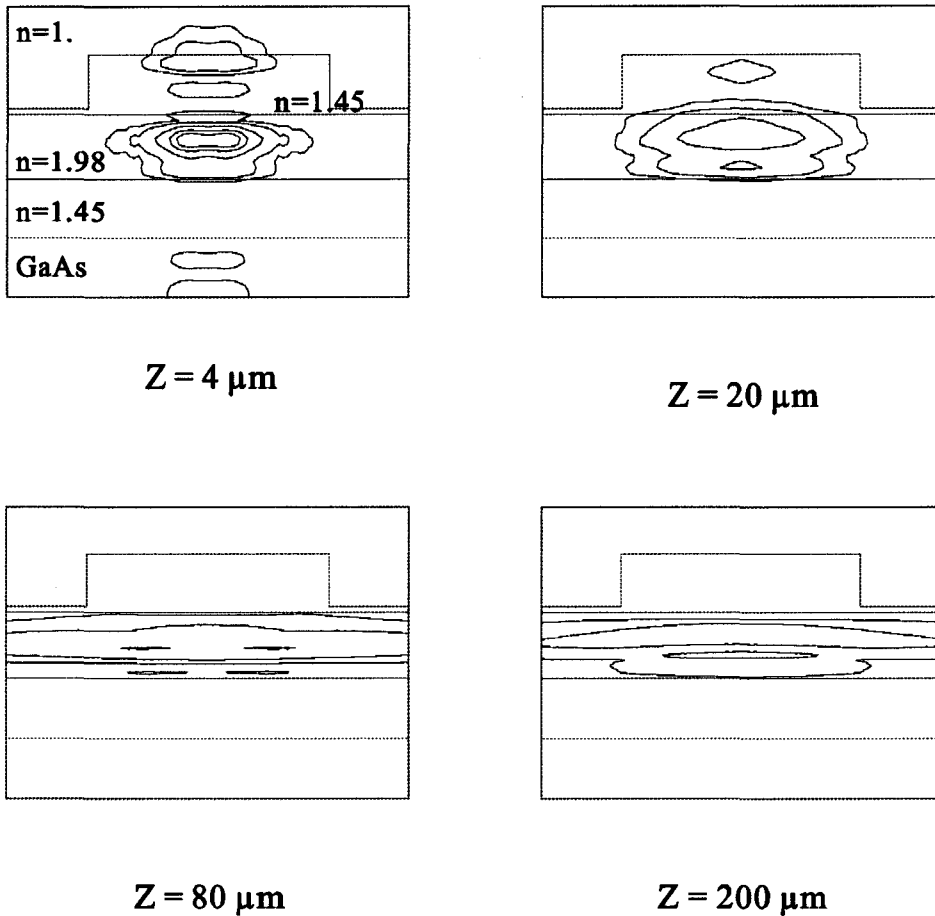


Fig.III-6.11: Modélisation 3D de l'injection dans un guide  $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$  en arête

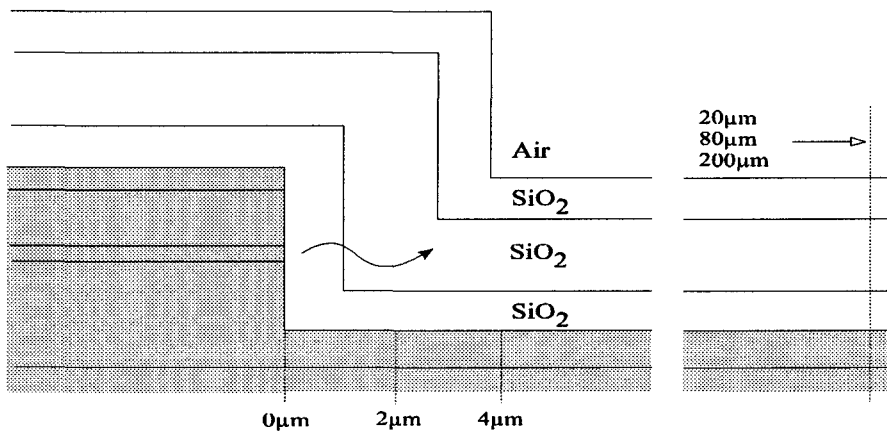


Fig.III-6.12: Position des plans de coupe

Il est évident que le confinement latéral n'est pas satisfaisant : les pertes sont supérieures à 60% après 200 $\mu\text{m}$  de propagation. En introduisant le coefficient de couplage calculé lors de l'approche verticale, on trouve qu'il reste environ 35% de la puissance du laser dans le guide. Une gravure plus profonde peut être envisagée pour un confinement plus fort, cependant les

simulations ont montré que le cas extrême où l'arête est gravée sur toute l'épaisseur de la gaine supérieure, n'est pas encore capable de confiner latéralement la lumière sortant du laser.

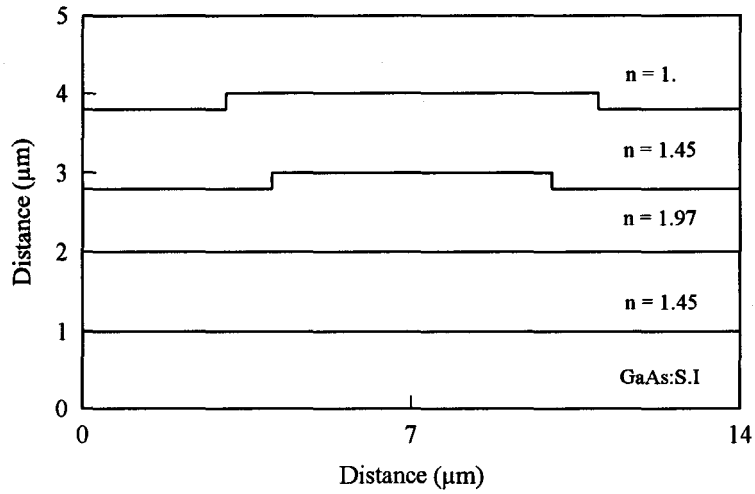
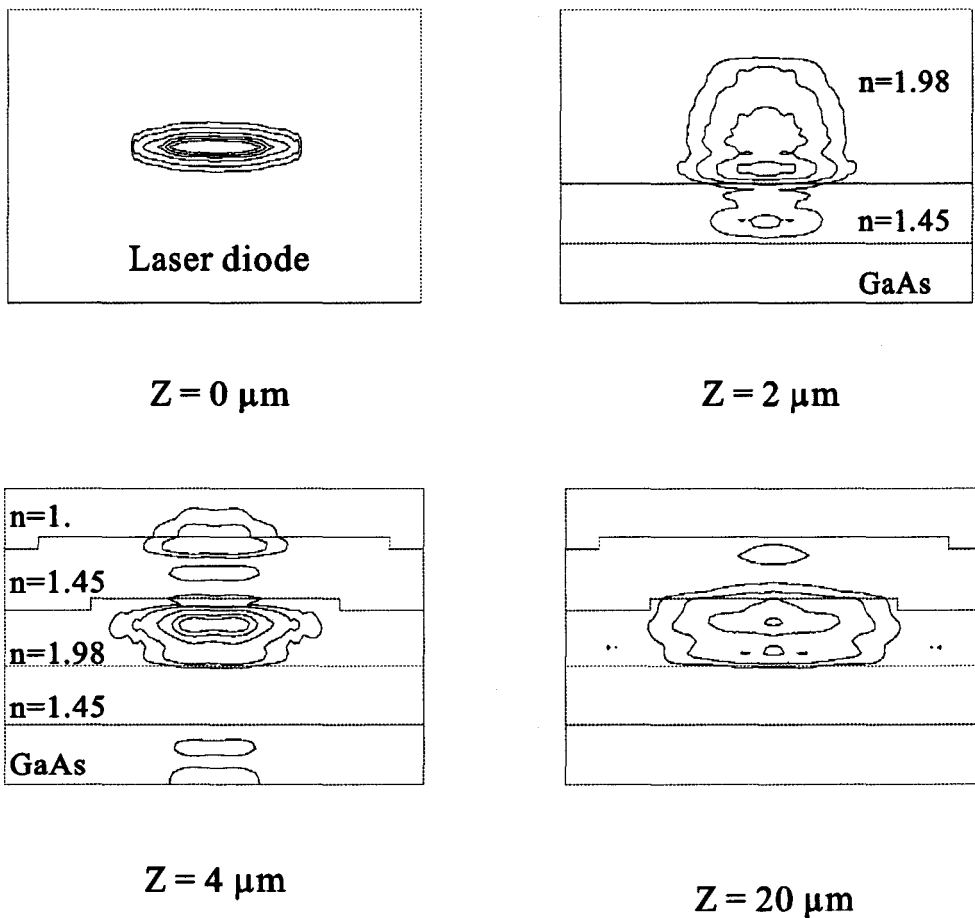


Fig.III-6.13: Schéma du guide enterré: confinement fort

C'est la raison pour laquelle nous avons considéré le guide enterré présenté Figure III-6.13. Le processus technologique de fabrication de ce guide est plus compliqué que celui du guide en arête mais le confinement latéral du guide est bien meilleur. Les résultats de simulation pour une hauteur de ruban de  $0.2\mu\text{m}$  sont présentés Figure III-6.14 jusqu'à  $200\mu\text{m}$  de propagation.



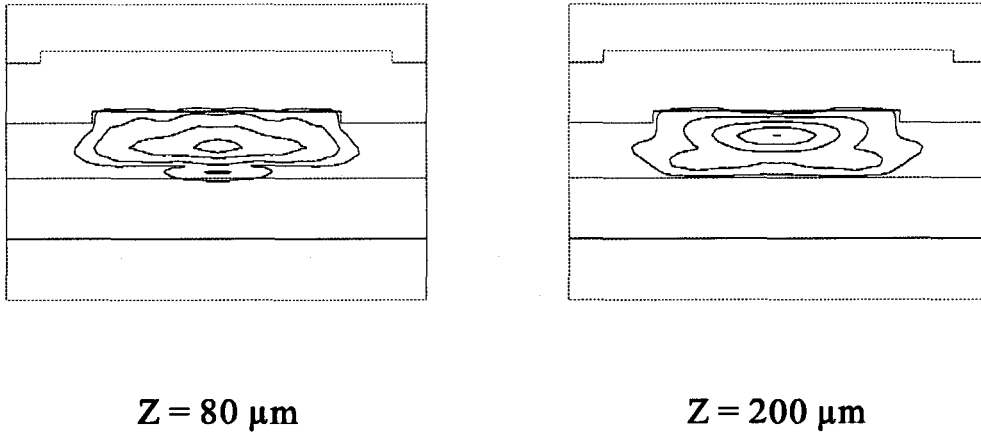


Fig.III-6.14: Modélisation 3D de l'injection dans un guide  $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$  enterré

Nous obtenons ainsi que 70% de la puissance issue du laser reste dans le guide après 200 $\mu\text{m}$  de propagation.

En conclusion, la modélisation montre que l'intégration d'un laser semiconducteur avec un guide de Silice, tel que nous l'envisagions, n'est pas possible parce que le confinement vertical n'est pas suffisant. Il peut être possible d'utiliser l'oxynitride de silicium ( $\text{SiON}$ ) afin d'ajuster l'indice du cœur du guide tout en conservant un comportement monomode. Cependant, étant donné les matériaux dont nous maîtrisons le dépôt, nous utiliserons un guide  $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$  multimode à la longueur d'onde de travail. L'épaisseur de la gaine inférieure sera fixée par la profondeur gravée du laser et la gaine supérieure aura une épaisseur de 1.1 $\mu\text{m}$ . D'autre part, un confinement latéral en arête ne s'étant pas révélé suffisant, le confinement latéral du guide diélectrique sera défini après le dépôt du  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . La gravure envisagée devra dépasser les 0.2 $\mu\text{m}$ .

### III-6.5: Caractérisation

#### a). Laser semiconducteur

Les Fig.III-6.15 illustrent la qualité de la gravure. Le rib du laser a été élargi avant chaque miroir afin d'éloigner de l'axe de la propagation les angles qui sont moins bien définis que le reste du motif. D'autre part, les caractérisations montrent que la verticalité des miroirs gravés est suffisante pour permettre un fonctionnement du laser avec un courant de seuil pas trop élevé. De même, la rugosité de la face gravée sans être excellente, est suffisamment faible pour permettre l'effet laser.



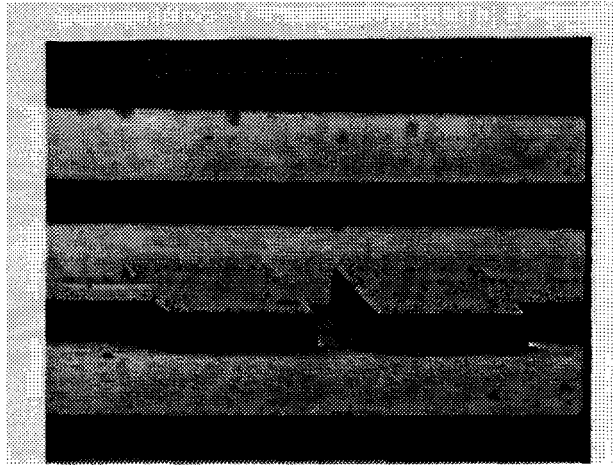
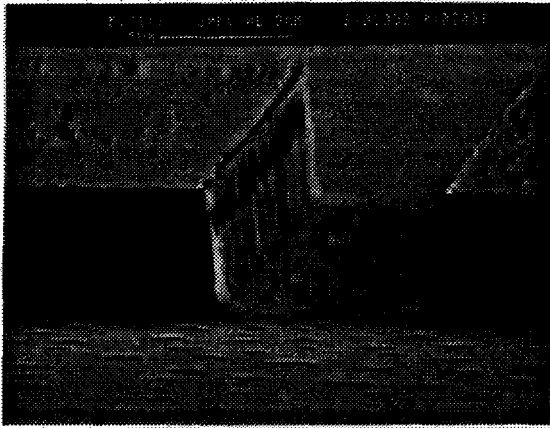


Fig.III-6.15: Gravure de facettes laser auto-alignées sur les contacts ohmiques

En effet, l'effet laser est obtenu dans les trois cas, facette clivée - facette gravée; deux facettes gravées; deux facettes clivées. Une comparaison de la caractéristique  $P(I)$  d'un laser ayant un miroir clivé et l'autre gravé avec un laser ayant deux miroirs clivés est présentée figure III-6.16.

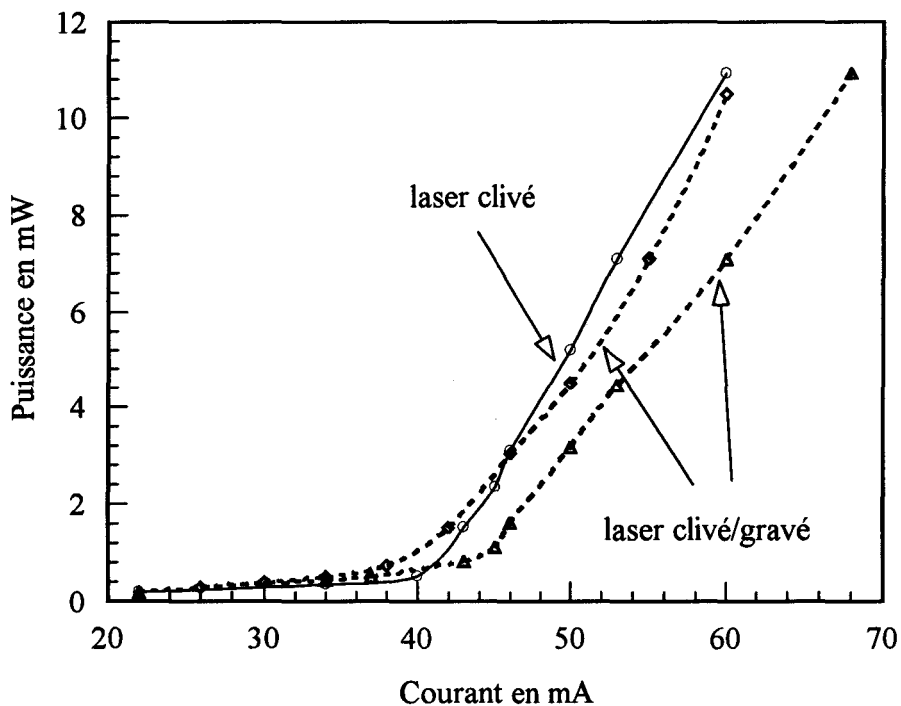


Fig.III-6.16: Comparaison des caractéristiques  $P(I)$  de laser ayant deux miroirs clivés et clivé-gravé

Le courant de seuil est de 40mA et l'efficacité de 0.45W/A, pour un composant d'environ 600 $\mu$ m de longueur et de 4 $\mu$ m largeur. Statistiquement, les caractéristiques des composants comportant une face gravée sont très proches de celles des lasers clivés. On mesure déjà ici la qualité des miroirs.

*b). Intégration laser-guide plan*

La question est maintenant d'adjoindre au laser un guide diélectrique dont le dépôt se fera par PECVD [Shimokawa. F, 1990].

Le procédé de fabrication se décompose de la manière suivante:

- 1) écriture directe du motif des contacts ohmiques (lithographie électronique)
- 2) dépôt des contacts ohmiques de type p
- 3) gravure  $\text{SiCl}_4/\text{Ar}$  (Fig.III-6.17a)
- 4) passivation fine par dépôt de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  ( Fig.III-6.17b) pour protéger le flanc du laser
- 5) dépôt de polyimide (Fig.III-6.17c)
- 6) masque de résine inverse AZ5218 (lithographie optique)
- 7) gravure plasma  $\text{O}_2$  (Fig.III-6.17d)
- 8) dépôt du guide plan (Fig.III-6.17e)
- 9) masque de résine 1400-37
- 10) attaque chimique de la totalité du guide au BOE (Fig.III-6.17f)
- 11) masque de résine PMMA (masquage électronique)
- 12) ouverture du nitrure de Silicium par plasma  $\text{CF}_4$ .

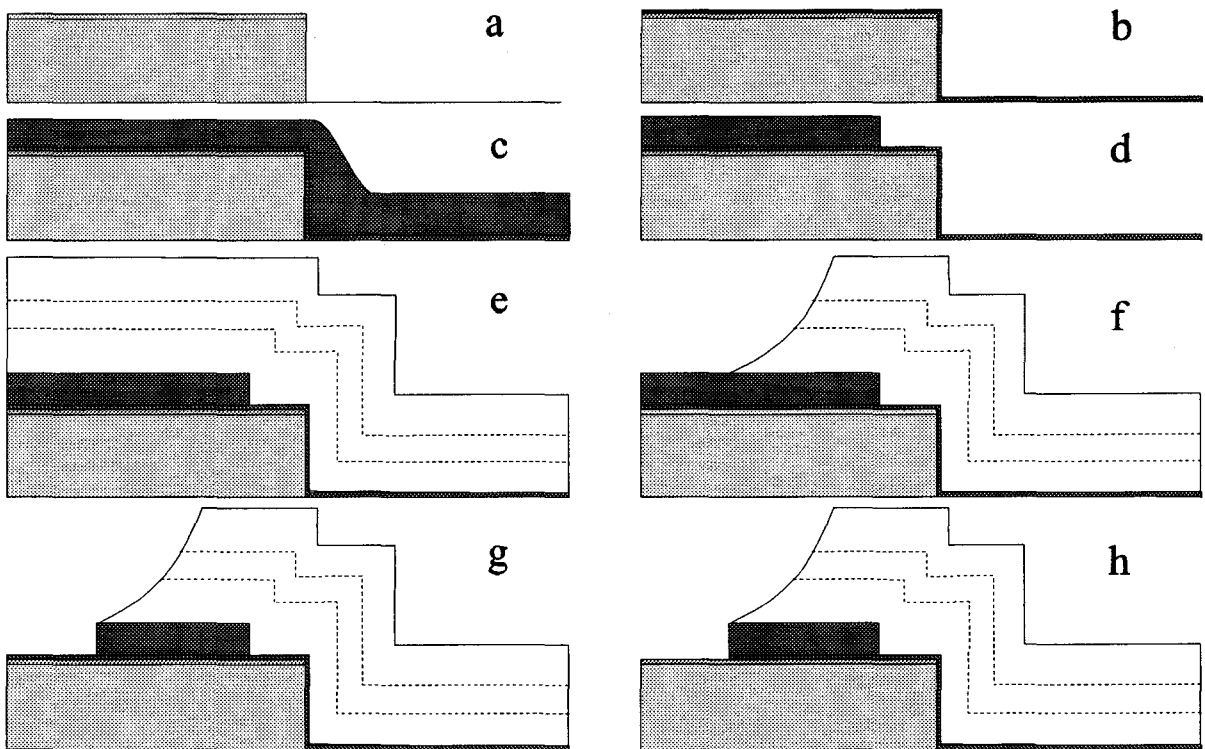


Fig.III-6.17: Procédé de fabrication du monolithe: laser-guide plan

Le seuil des lasers ayant une face gravé et l'autre clivé est autour de 105mA. Les caractéristiques P(I) du monolithe pour une puissance optique recueillie du coté miroir clivé ou du coté guide sont présentées Figure III-6.18.

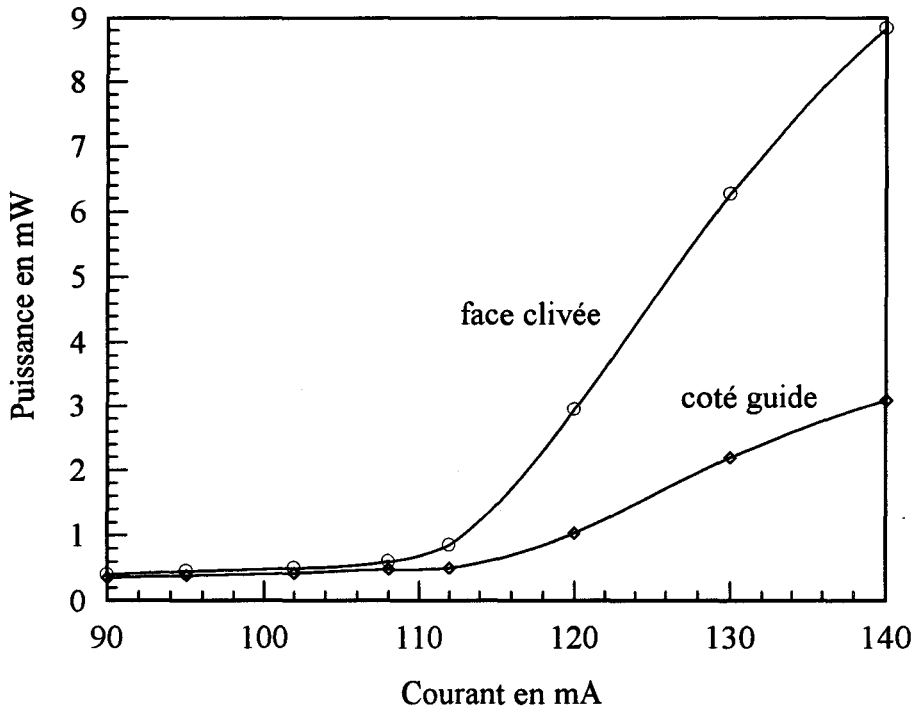


Fig.III-6.18: Comparaison de la puissance optique collectée coté clivé et coté guide

Nous n'avons pas obtenu l'effet laser dans d'autres conditions; la chute du pouvoir de réflexion des miroirs (cf. Figure III.6.7) est la raison principale de l'augmentation du courant de seuil.

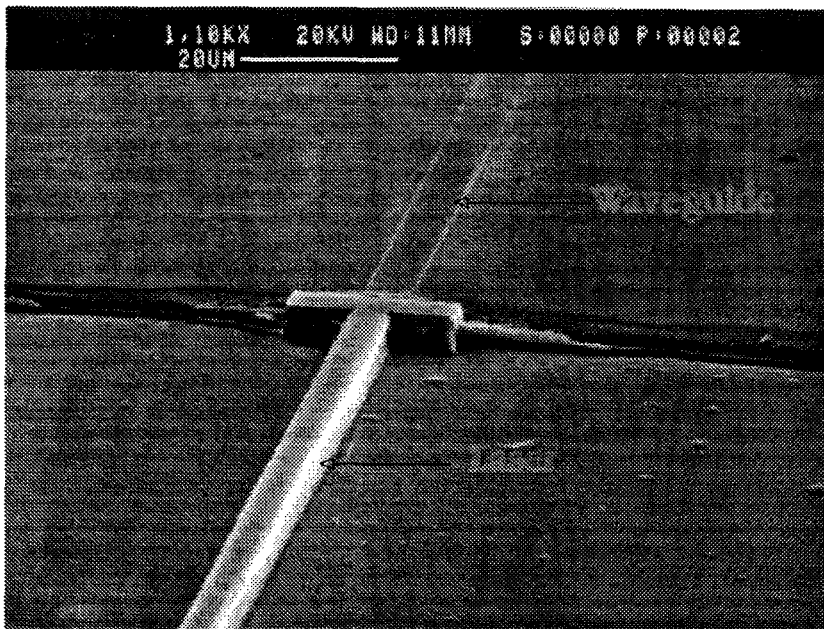


Fig.III-6.19: Intégration laser-guide plan: une gravure de confinement latéral a été opérée sur la gaine supérieure du guide seulement.

Sur certains échantillons, une gravure de confinement latéral a été opérée dans la gaine de confinement supérieure du guide, comme le montre la Fig.III-6.19. Cette gravure n'a cependant été d'aucun effet et aucun confinement latéral n'a pu être observé comme cela avait été prévu par la modélisation.

### **III-6.6: Conclusion**

Dans cette partie, nous avons abordé théoriquement et expérimentalement l'intégration monolithique d'un laser semiconducteur et d'un guide diélectrique passif. L'utilisation de la méthode des faisceaux propagés à base de transformée de Fourier rapide nous a permis de définir le guide plan compatible avec la structure du laser dont nous disposons en tenant compte des réflexions aux interfaces. La diffraction en sortie du laser est en effet telle, qu'il est nécessaire d'avoir une différence d'indice importante entre le cœur et la gaine du guide. C'est pourquoi nous avons préféré un guide  $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ . Une analyse tridimensionnelle a ensuite permis de montrer quel type de guide polymère il faut adopter afin de confiner latéralement la lumière. Seul un confinement latéral fort par un guide enterré permet de réaliser cela.

Les caractéristiques mesurées ont montré la possibilité de l'intégration monolithique d'un laser et d'un guide diélectrique. Ce type d'intégration permet par exemple d'envisager l'intégration monolithique d'un système optique de couplage et d'une série de lasers dans le but de focaliser toute la puissance optique émise pour obtenir de fortes puissances optiques.

### III.7 Références

1. Abouloudha. S, Vilcot. J.P, Razeghi. M, Decoster. D, François. M, Maricot. S, "III-V monolithic resonant photoreceiver using local epitaxy and large lattice mismatch material", *Micro. Opt. Tech. Lett.*, Vol.4, pp.217-219, 1991.
2. Abouloudha. A, Goutian. E, Vilcot. J.P, François. M, Joannes. L, Decoster. D, "Monolithic integration of GaAs MSM photodetector and SiO<sub>2</sub>/Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> dielectric optical waveguide", *Elect. Lett.*, Vol.28, pp.52-53, 1992.
3. Alhers E. & Pregla R., "Modeling of Y branches with the MoL-BPM", *Proc. SPIE.*, Vol.2212, pp.259-267, 1994.
4. Azoulay. R, Remiens. D, Menigaux. L, Dugrand. L, "Application of organometallic vapor phase epitaxy on patterned substrates for a new monolithic laser waveguide butt coupling technique", *Appl. Phys. Lett.*, Vol.54, pp.1857-1858, 1989.
5. Besse. P. A, GU. J. U, & Melchior. H, "Reflectivity minimization of semiconductor laser amplifiers with coated and angled facet considering two dimensional profile", *IEEE. J. Quantum. Elect.*, Vol.27, pp.1830-1836, 1991.
6. Born. M & Wolf.E, "Principles of Optics: Electromagnetic theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light", Pergamon Press, Oxford, 1959.
7. Bouadma. N, Liang. J, Levenson. R, Grosmaire. S, Boulet. P, Sainson. S, " Integration of a laser diode with a polymer based waveguide for photonic integrated circuits", *IEEE. Phot. Tech. Lett.*, Vol.6, n°10, 1994.
8. Carniglia. C. K, "Scalar scattering theory for multilayer optical coating", *Opt. Eng.*, Vol.18, pp.104-114, 1979
9. Chung. Y, & Dagli. N, "An assessment of finite difference beam propagation method ", *IEEE. J. Q. E.*, Vol.26, pp.1335-1339, 1990.
10. Chung. Y, & Dagli. N, "Analysis of integrated optical corner reflectors using a finite-difference beam propagation method", *IEEE. Phot. Tech. Lett.*, Vol.3, pp.150-152, 1991.
11. Ctyroky. J, & Plesingre. J, "Bidirectionnal beam propagation modeling of photonic structures based on mode expansion and matching", *Proc. SPIE.*, Vol.2150, pp.116-124, 1990.
12. EIIIchi. N, Nagayoshi. M, "Scattering of guided modes caused by an arbitrarily shaped broken end in a dielectric slab waveguide", *IEEE. MTT.*, Vol.31, pp.923-930, 1983.
13. Farries. M. C, Buus. J, & Robbins. D. J, "Analysis of antireflection coating on angled facet semiconductor laser amplifiers", *Elect. Lett.*, Vol.26, pp.381-382, 1990.
14. Friedrich. E.E.L, Öberg. M.G, Broberg. B, Nilsson. S, Valette. S, "Hybrid integration of semiconductor lasers with Si based single-mode ridge waveguide", *J. Lightwave. Tech.*, Vol.10, n°3, 1992.

15. Furuya. K, Miller. B.I, Coldren. L.A, Howard. R.E, " Novel deposit/spin waveguide interconnection DSWI technique for semiconductor integrated optics", *Elect. Lett.*, Vol.18, pp.204-205,1982.
16. Grande.W.J, Johnson. J.E, and Tang. C.L, "GaAs/AlGaAs photonic integrated circuits fabricated using chemically assisted ion beam etching", *Appl. Phys. Lett.*, Vol.57, pp.2537-2539, 1990.
17. Hamelin. R, "Etude et réalisation d'émetteurs optiques intégrés sur matériaux III-V", Thèse présentée à l'Université des Science et Technologie de Lille I, 1995.
18. Hansen. P.B, Raybon. G, Koren. U, Iannone. P.P, Miller. B.I, Young. G.M, Newkirk. M.A, Burrus. C.A, "InGaAsP monolithic extended-cavity laser with integrated saturable absorbers for active, passive, and hybrid mode locking at 8.6GHz", *Appl. Phys. Lett.*, Vol.62, pp.1445-1447, 1993.
19. Himeno. A, Kobayashi. M, & Terui. H, "Loss measurement and analysis of high-silica reflection bending optical waveguide", *Journ. Light. Tech.*, Vol.6, pp.41-46, 1988.
20. Hoffstetter. D, Zappe. H. P, Epler. J.E, "Ridge waveguide DBR laser with nonabsorbing grating and transparent integrated waveguide", *Elect. Lett.*, Vol.31, pp.980-982, 1995.
21. Hornung. V, Remiens. D, Robein. D, Gloukhian. A, Carre. M, "Simple approach for monolithic integration of DFB laser and passive waveguide", *Elect.Lett.*, Vol.27, pp.1683-1685, 1991.
22. Jin. G.H, Harari. J, Vilcot. J.P, Decoster. D, " Improved bi-directional beam propagation method", *Elect. Lett.*, Vol.31, pp. , 1995.
23. Joannes. L, "Etude et réalisation de circuits optique avec micromiroirs intégrés sur matériaux diélectriques", Thèse de l'Université des sciences et technologies de Lille, 1994.
24. Jones. C.A, Cooper. K, Nield. N.W, Rush. J.D, Walker. R.G, Collins. J.V, Fiddymment. P.J, "Hybrid integration of a laser diode with a planar silica waveguide", *Elect. Lett.*, Vol.30, pp.215-216, 1994.
25. Kaczmariski. P, Baets. R, & Lagasse. P. E, " Bidirectionnal beam propagation method", *Elect. Lett.*, Vol.24, pp.675-676, 1988.
26. Kaczmariski. P, Baets. R, & Lagasse. P. E, " Bidirectionnal-BPM analysis of a 90° integrated waveguide mirror in InGaAsP/InP", *Numerical simulation and analysis in guided wave optics and optoelectronics workshop*, 3, pp.SP3, 1989.
27. Kupka, R.K, "k-space TE/TM beam propagation method : derivation, assessment and accurate crrection for reflected fields", *J. Opt. Soc. Am. A.*, Vol.12, pp.404, 1995.
28. Lau, et al, "Réflexion and transmission of a dielectric waveguide mirror", *Journ. Light. Tech.*, Vlo.10, pp.634-640, 1992.

29. Loppe. J.L, de Krijger. A.J.T, Noordman. O.F.J, "Hybrid integration of a laser diode and a monomode high contrast slab waveguide on silicon", *Elect. Lett.*, Vol.27, pp.162-163, 1991.
30. Ooi. B.C, Bryce. A.C, Marsh. J.H, "Integration process for photonic integrated circuits using plasma damage induced layer intermixing", *Elect. Lett.*, Vol.31, pp.449-451, 1995
31. Rogge. U, & Pregal. U, "Method of line for the analysis of strip-loaded optical waveguides", *J. Opt. Soc. Am.*, Vol. 8, pp.459-463, 1991.
32. Ronald Hadley. G, " Wide-angle beam propagation using approximant operators", *Opt. Lett.*, Vol.17, pp.1426-1428, 1992.
33. Scalora. M, Crenshaw. M.E, "A beam propagation method that handles reflections", *Opt. Commun.*, Vol.108, pp.191, 1994.
34. Shimokawa. F, Tanaka. H, Hara. R, "Continuous-wave operation and mirror loss of a U-shaped GaAs/AlGaAs laser diode with two totally reflecting mirrors", *Appl. Phys. Lett.*, Vol.56, pp.1617-1619, 1990.
35. Smith.G.D, "Numerical solution of partial differential equation: Finite difference method", Clarendon Press, Oxford,1985.
36. Sui. S.T, Chaudhuri. S.K, "A finite-difference time-domaine methode for the design and analysis of guided-wave optical structures", *IEEE. J. Light. Tech.*, Vol.7, pp.2033, 1989.
37. Terui. H, "Hybrid integration on a laser diode and a high silica multimode optical channel waveguide on Si", *Elect. Lett.*, Vol.21, pp.646-648, 1985.
38. Vassallo. C, "Limitations of the wide-angle beam propagation method in nonuniform systems", *J. Opt. Soc. Am. A.*, Vol.13, pp.761, 1996.
39. Yamauchi. J, Kikuchi. S, Hirooka. T, & Nakano. H, "Beam propagation analysis of bent step-index slab waveguides", *Elect. Lett.*, Vol.26, pp-822-824, 1990.
40. Yamauchi. J, Shibayama. J, & Nakano. H, "Modified finite difference beam propagation method based on the generalized Douglas scheme for variable coefficients", *IEEE. Phot. Tech. Lett.*, Vol.7, pp.661-663, 1995.
41. Yevick. D, Rolland. C, Bardyszewski. W, & Hermanson. B, "Fresnel studies of reflected beam", *Phot. Tech. Lett.*, Vol.2, pp.490-492, 1990.

## **Chapitre IV**

# **Interféromètre de Mach-Zehnder avec guides courbes sur substrat GaAs**



## IV.1 Introduction

Actuellement, la fibre optique est essentiellement utilisée dans les lignes de transmission haut débit réservées aux grandes distances. La prochaine étape consiste à créer des réseaux locaux reliant les habitations aux prestataires de service [Miki. T, 1991]. Dans ce cadre, le système de multiplexage en longueur d'onde permet de construire des réseaux flexibles et transparents [Hill. G.R, 1993]. Pour cela, il est nécessaire de développer de nouveaux composants photoniques passifs ou actifs qui seront ensuite intégrés monolithiquement. Ces composants incluent des transmetteurs et des photodétecteurs bas coût, des amplificateurs, des démultiplexeurs de longueur d'onde, des diviseurs, des filtres et des commutateurs optiques [Ikegami. T, 1991].

Parmi eux, l'interféromètre de Mach-Zehnder (MZ), basé sur l'interférence optique, se compose de deux coupleurs directionnels connectés par deux guides d'onde, le tout étant intégré sur un même substrat. La multi-fonctionnalité de ce composant a suscité depuis plusieurs années beaucoup d'efforts pour le réaliser sur substrat semiconducteur ou verre. On a ainsi réussi à exploiter de nouvelles fonctions comme par exemple, interrupteur optique ou électrooptique [Al-hemyari. K, 1992], capteur de déplacement [Ura. S, 1989, Toda. H, 1991], capteur de champ électrique [Naghski. D.H, 1994, Goldstein. M, 1993], capteur biochimique [Stamm. Ch, 1994], capteur de pression [Wanger. C, 1993, Fischer. K, 1994], capteur de haute tension [Jaeger. N.A.F, 1989].

Actuellement, les développements de l'interféromètre de Mach-Zehnder conduisent à l'exploiter dans les systèmes de multiplexage en longueur d'onde. Bien sûr, on cherche à chaque fois à utiliser l'interférence optique dépendant de la différence de marche entre deux guides connectant deux coupleurs directionnels.

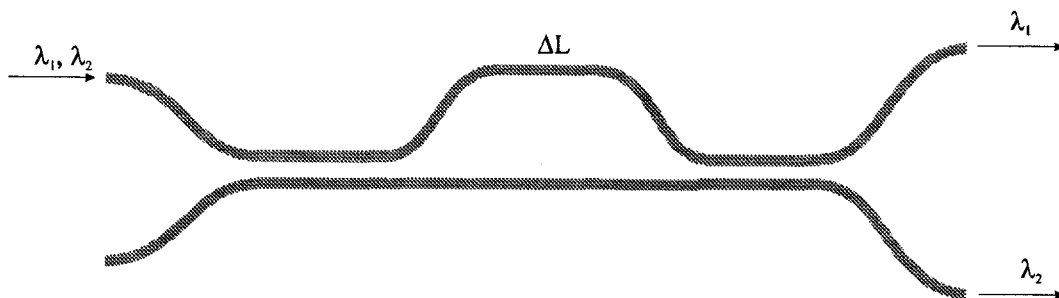


Fig.III-2.0: Interféromètre de MZ utilisé comme démultiplexeur de longueur d'onde.

Dans ce contexte, on peut compter de nombreuses réalisations sur verre, par exemple, l'interrupteur optique par effet thermique, le coupleur multi-longueur d'onde [Jinguji. K, 1990,

Kawachi. M., 1996], le démultiplexeur de longueur d'onde et le filtre optique programmable [Takiguchi. K., 1995].

Dans ce chapitre, nous présentons l'étude théorique d'un interféromètre intégré de Mach-Zehnder sur substrat GaAs utilisant des guides courbes de faible rayon. Pour permettre une fonction fondée sur la modulation de cohérence d'une onde optique, ce composant doit présenter un grand retard optique entre branches et il utilise l'effet électrooptique existant dans l'AsGa.

## IV.2 Coupleur directionnel intégré

### IV.2.1 Caractéristiques optiques des matériaux et structure du coupleur

#### a). Indice de réfraction des matériaux GaAs et $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$

L'indice de réfraction dépend de la longueur d'onde et de la composition du matériau. Comme sa valeur précise est déterminante pour le type de simulation que nous envisageons, nous présentons les valeurs que nous avons retenues dans ce travail. Le gap  $E_g$  du composé ternaire  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  est donné par la formule empirique [Hunsperger. R.G, 1985]:

$$E_g = 1.439 + 1.042x + 0.468x^2 \quad (\text{IV-1})$$

Pour des concentrations  $x$  supérieures à 35%, cette formule n'est pas souvent utilisée car, au dessus de ce taux d'aluminium, le gap devient indirect.

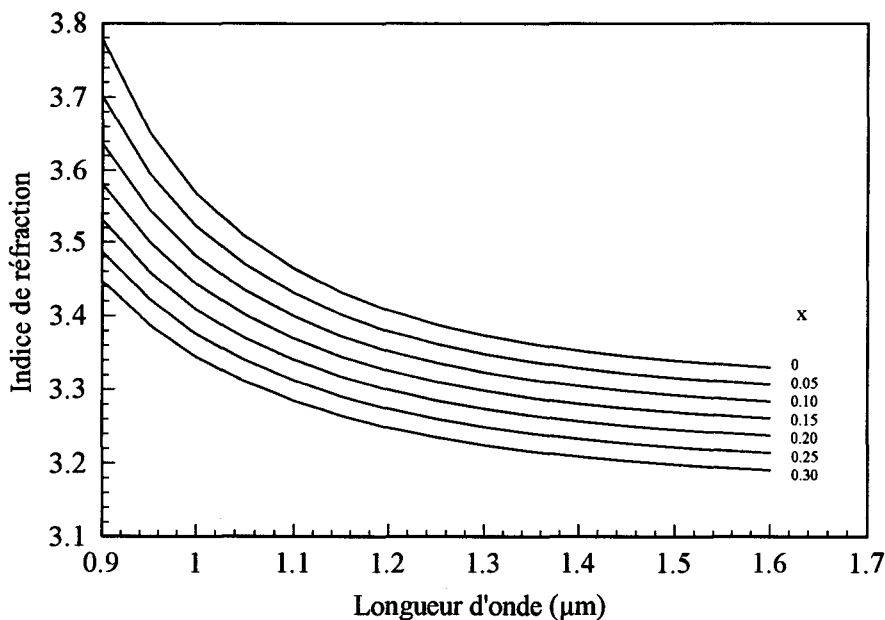


Fig. IV-2.1 : Indice de réfraction du  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  en fonction de la longueur d'onde. Résultats obtenus à partir des relations (IV-2,3).

L'indice de réfraction de  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  est donné par la formule empirique de Sellmeier [Hunsperger. R.G, 1985], pour les longueurs d'onde  $\lambda$  où le composé est transparent :

$$n^2 = A(x) + \{B(x)/[\lambda^2 - C(x)] - D(x)\}^2 \quad (\text{IV-2})$$

$$A(x) = 10.906 - 2.92x ; \quad (\text{IV-3a})$$

$$B(x) = 0.97501 ; \quad (\text{IV-3b})$$

$$D(x) = 0.002467 * (1.41x + 1) \quad (\text{IV-3c})$$

$$C(x) = (0.52886 - 0.735x)^2 \quad \text{pour } x < 0.36 \quad (\text{IV-3d})$$

$$= (0.30386 - 0.105x)^2 \quad \text{pour } x > 0.36$$

La figure IV-2.1 montre l'indice de réfraction obtenu avec cette formule en fonction de la longueur d'onde.

### b). Structure du coupleur directionnel

Le guide optique composant le coupleur doit être conçu en suivant trois règles importantes. Premièrement, il doit être monomode de façon à obtenir un processus de couplage parfait, la totalité de l'énergie optique étant injectée dans l'un des guides au moment du couplage, puis dans l'autre en suivant la loi de couplage sinusoidale bien connue. Deuxièmement, la longueur de couplage doit être la plus courte possible. Troisièmement, dans notre cas, les guides droits composant les coupleurs doivent être connectés avec un minimum de perte aux guides courbes de faible rayon.

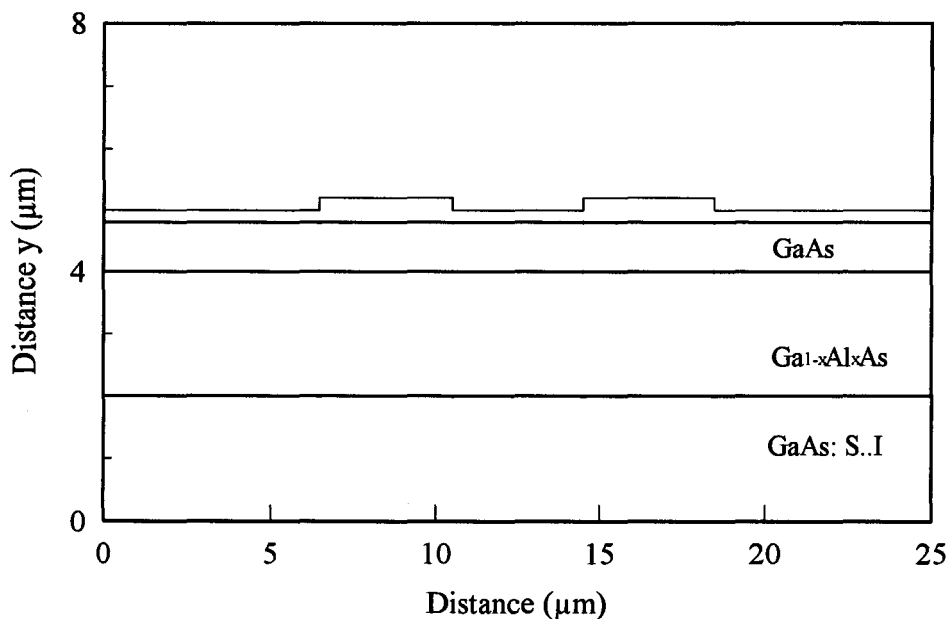


Fig. IV-2.2: Coupe transversale du coupleur directionnel ( $x = 0.2$ )

On comprend de suite que ces règles sont contradictoires, et imposent un compromis ; en effet, une faible longueur de couplage nécessite des guides droits de confinement faible alors que le petit rayon des guides courbes impose de choisir un fort confinement pour éviter les pertes par radiation lors de la propagation circulaire. Récemment, des guides courbes de petit rayon et de

pertes faibles ont été réalisés par gravure profonde du ruban servant à confiner la lumière. Si l'on choisit cette solution, il devient nécessaire d'apporter un soin particulier au couplage entre guide courbe et guide droit, qui seront différents.

En suivant cette ligne de conduite, nous choisissons le GaAs et le  $\text{Ga}_{0.80}\text{Al}_{0.20}\text{As}$  comme cœur et gaine du guide respectivement. La couche de cœur en GaAs a une épaisseur de  $0.8\mu\text{m}$  et elle est située entre deux couches de  $\text{Ga}_{0.80}\text{Al}_{0.20}\text{As}$  servant au confinement vertical, celle du bas de  $2\mu\text{m}$  d'épaisseur, celle du haut, de  $0.4\mu\text{m}$ . Le confinement latéral est obtenu grâce à un ruban de  $0.2\mu\text{m}$  de hauteur et  $4\mu\text{m}$  de largeur au niveau du coupleur. Dans ces conditions, le guide est monomode à  $1.3\mu\text{m}$ . Le profil transversal du coupleur est présenté Figure IV-2.2.

#### IV.2.2 Analyse numérique du coupleur directionnel intégré

##### a) Analyse du coupleur directionnel par la méthode des indices effectifs

La méthode des indices effectifs a l'avantage de permettre une approche analytique simple, mais l'inconvénient de s'appliquer uniquement pour les guides à arête de faible hauteur. Cette restriction n'est cependant pas contraignante pour les structures couramment utilisées en optique intégrée [Chiang. K.S, 1986]. Pour cette raison, cette méthode a déjà été appliquée avec succès à l'étude du couplage optique entre des guides parallèles [Chiang. K.S, 1991]. En général, elle donne des constantes de propagation légèrement supérieures à la valeur exacte, l'erreur étant d'autant plus importante que l'on est proche des épaisseurs de coupure des modes [Kumar. A, 1988].

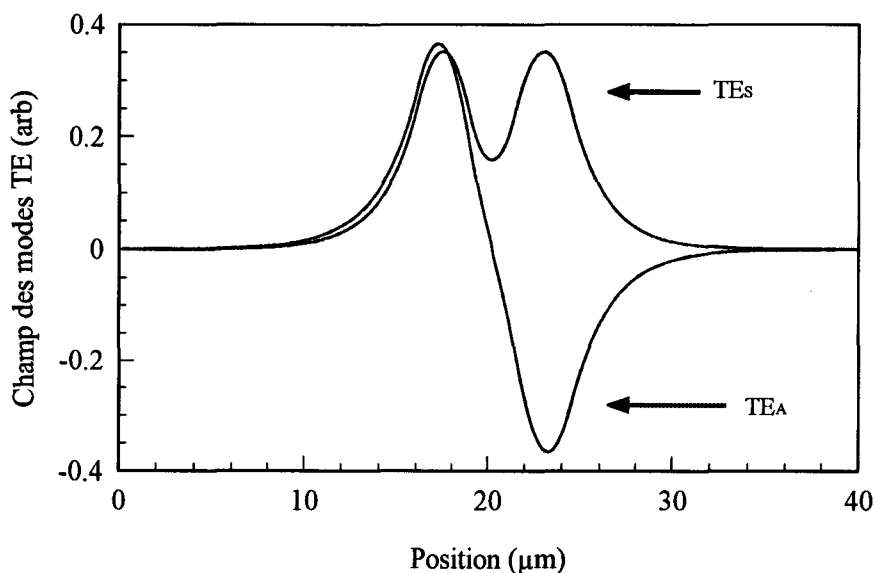


Fig.IV-2.3: Couple de modes obtenus par la méthode des indices effectifs

Les deux modes de type TE correspondant à la structure de la figure IV-2.2, sont présentés Figure IV-2.3. TE<sub>s</sub> représente le mode symétrique et TE<sub>A</sub> le mode antisymétrique. Les indices

effectifs de ces modes sont tels que  $n_{es} > n_{cA}$ , si bien que les vitesses de propagation des modes sont différentes. Dans ces conditions, la somme des champs optiques  $TE_s$  et  $TE_A$  dépend de leur différence de phase.

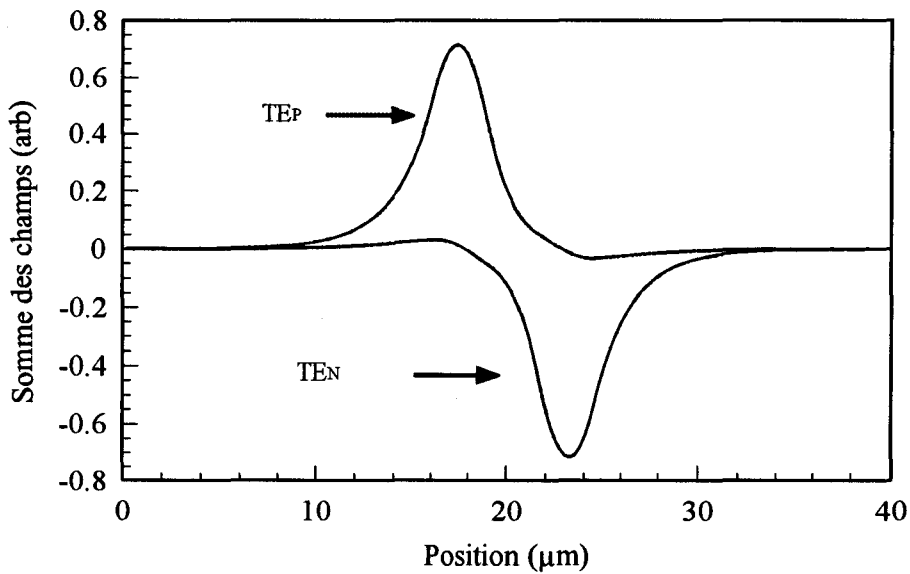


Fig.IV-2.4: Combinaison des modes dans un coupleur directionnel

En admettant que les modes sont en phase à l'entrée du coupleur, leur somme donne du champ optique uniquement dans le guide de gauche. Après une longueur  $L_c$ , étant donnée leur différence de vitesse, ils sont en opposition de phase, leur somme donne donc du champ uniquement dans le guide de droite. En conséquence, la somme globale des champs apparaît Figure IV-2.4 sous la forme de distribution optiques nommées  $TE_P$  et  $TE_N$  et le couplage optique du bras gauche au bras droit a lieu après une distance de propagation  $L_c$ .

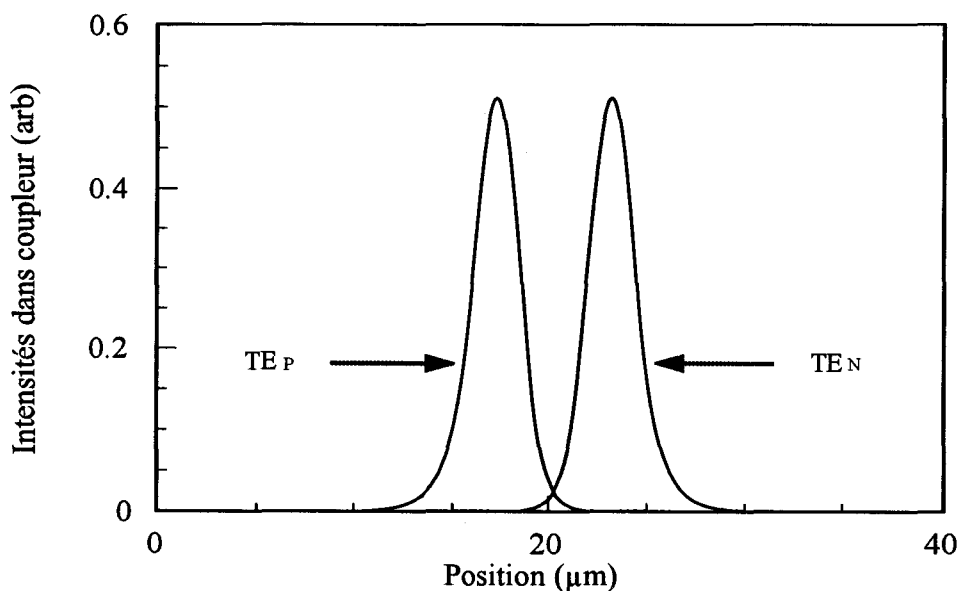


Fig.IV-2.5: Distributions des intensités optiques dans le coupleur en  $Z=0$  et  $Z=L_c$ .

Les intensités optiques initiale et finale resultantes sont présentées Figure IV-2.5. De la même façon, le faisceau lumineux couplé dans le guide de droite revient à gauche après une distance de propagation  $2L_c$ . Ce type de propagation est propre au coupleur directionnel intégré.

b) Simulation de la propagation dans le coupleur par BPM bidimensionnelle

Nous avons modélisé le fonctionnement du coupleur par la méthode des faisceaux propagés. Pour cela, le guide tridimensionnel a été transformé en guide bidimensionnel par la méthode des indices effectifs, puis avons utilisé l'algorithme de BPM aux différences finies présenté au paragraphe I.5. La distribution d'intensité optique résultante apparaît dans la Fig.IV-2.6.

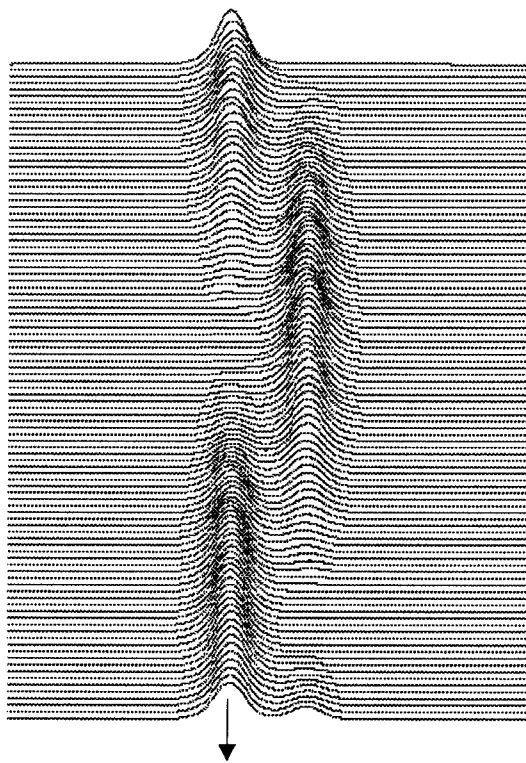


Fig.IV-2.6: Distribution d'intensité optique au cours de la propagation dans le coupleur directionnel intégré

La fenêtre de calcul fait  $70\mu\text{m}$  de large pour un échantillonnage de 7000 points ; le pas de BPM est de  $2.0\mu\text{m}$ , la distance globale de propagation simulée est 6 mm. Un bilan de puissance optique effectué dans la fenêtre de calcul montre qu'à la fin de la simulation il reste 98% de la puissance optique initialement injectée, la perte de 2% étant liée aussi bien aux erreurs numériques qu'aux pertes de couplage entre le champ injecté et le mode parfait du guide d'entrée. Par cette simulation, on obtient des longueurs de couplage  $L_c$  de  $2808\mu\text{m}$  et  $2850\mu\text{m}$  pour les polarisations quasi-TM et quasi-TE respectivement (cf Fig. IV.2.7).

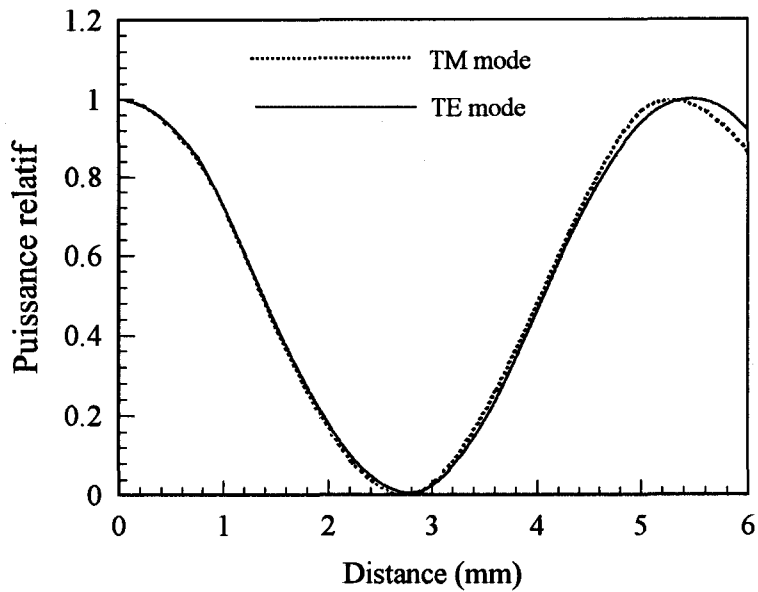


Fig.IV-2.7: Puissance relative dans un des bras du coupleur en fonction de la distance de propagation

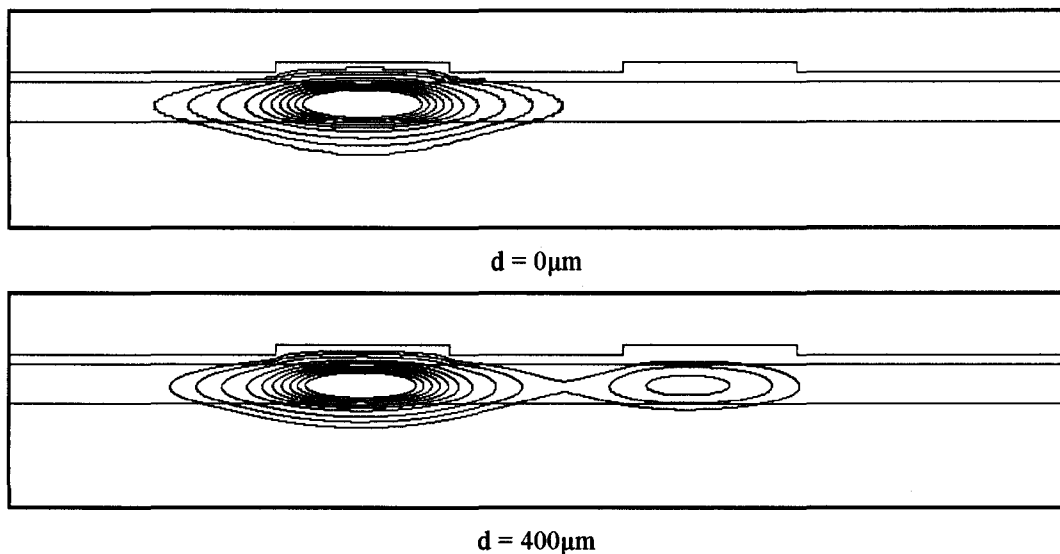
Les différences sont de moins de 1% par rapport aux valeurs (2831 $\mu\text{m}$  et 2842 $\mu\text{m}$ ) obtenues grâce à la méthode des indices effectifs en utilisant la formule suivante :

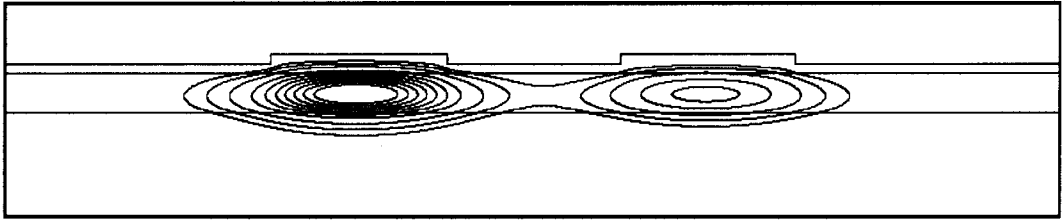
$$L_c = \frac{\pi}{\Delta k} = \frac{\lambda}{2\Delta n_{\text{eff}}} \quad (\text{IV-4})$$

où  $\Delta n_{\text{eff}}$  est la différence des indices effectifs des deux modes symétrique et antisymétrique.

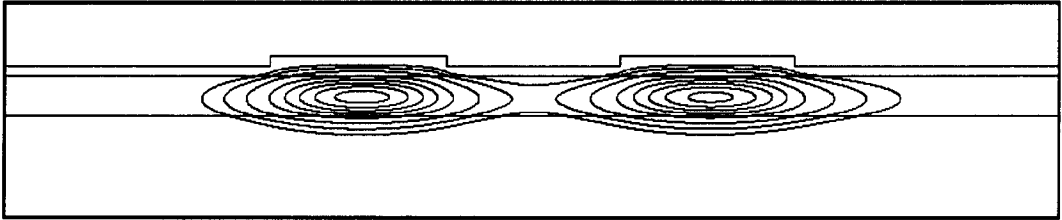
### c) Analyse du coupleur par BPM-3D

Pour une analyse plus complète nous présentons les résultats obtenus par BPM vectorielle tridimensionnelle. L'algorithme correspondant est celui du paragraphe II.2. La Figure IV-2.8 montre la distribution d'intensité optique pour le mode TE aux distances  $d = 0\mu\text{m}$ ; ...,  $\sim L_c/2$ ; ...,  $3L_c/4$ ; ...,  $\sim L_c$ , etc.

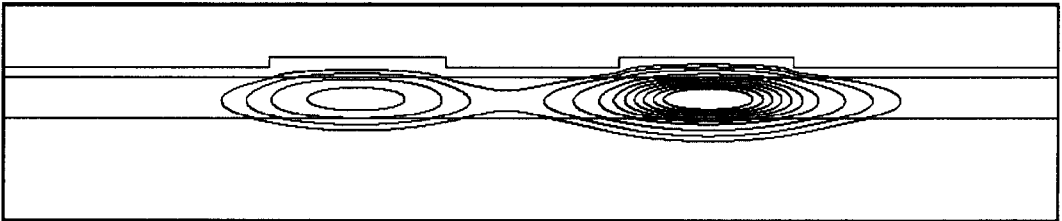




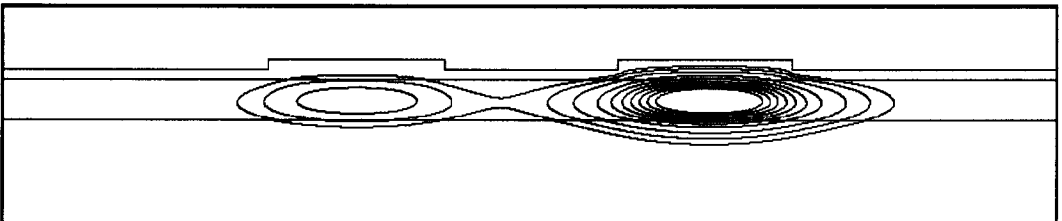
$d = 900 \mu\text{m}$



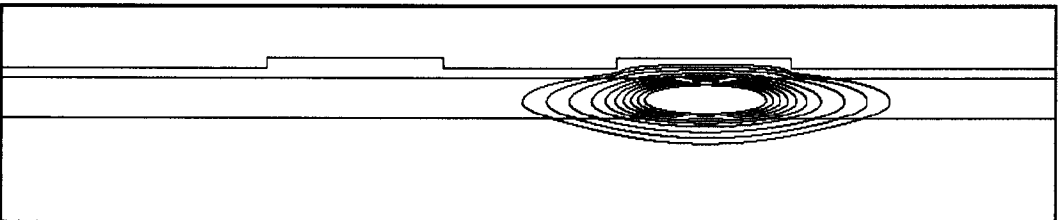
$d = 1400 \mu\text{m}$



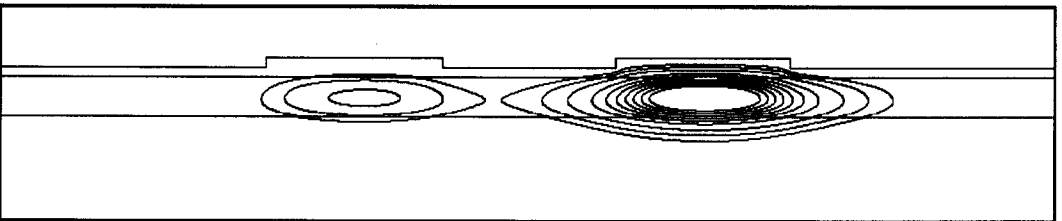
$d = 1900 \mu\text{m}$



$d = 2400 \mu\text{m}$

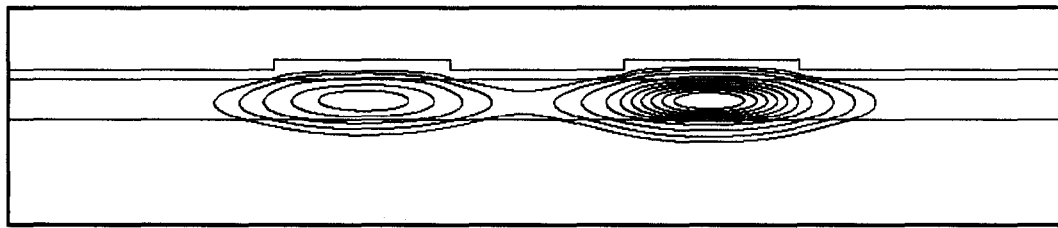


$d = 2800 \mu\text{m}$

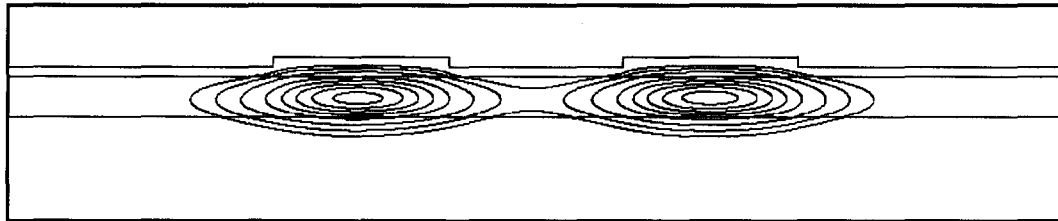


$d = 3200 \mu\text{m}$

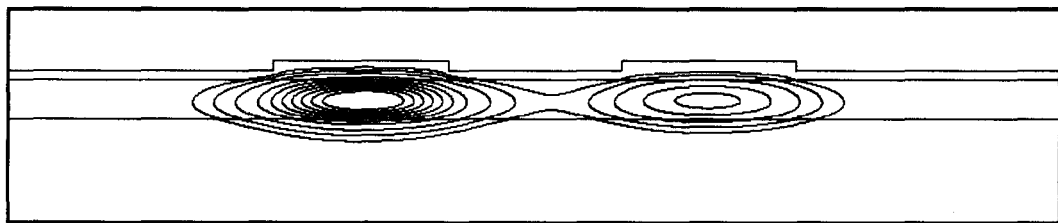




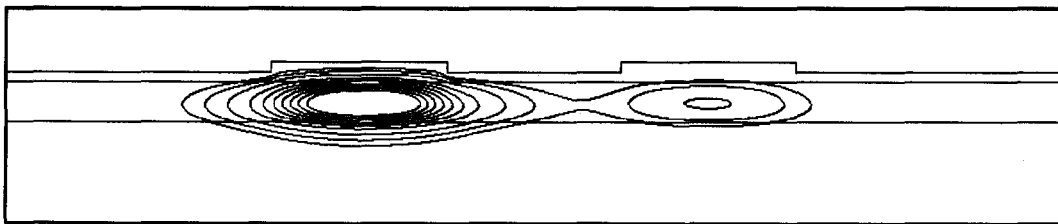
$d = 3700\mu\text{m}$



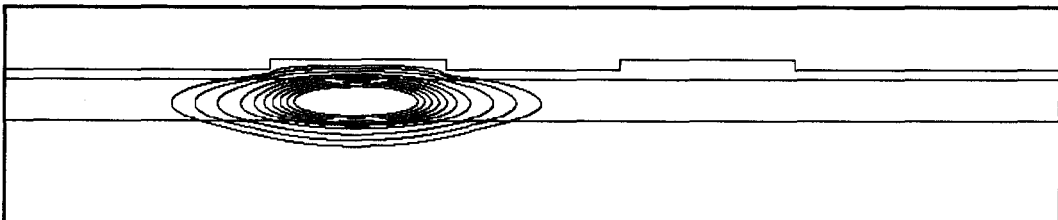
$d = 4200\mu\text{m}$



$d = 4700\mu\text{m}$



$d = 5200\mu\text{m}$



$d = 5600\mu\text{m}$

Fig.IV-2.8: Distribution de l'intensité optique dans le coupleur au cours de la propagation

Dans cette simulation, la dimension de la fenêtre de calcul est  $25 \times 4\mu\text{m}^2$ , l'échantillonnage fait  $1000 \times 400$  points et le pas de BPM est de  $0.25\mu\text{m}$ . On a introduit les conditions aux limites

transparentes. Après 6 mm de propagation, la puissance perdue pour les mêmes raisons que précédemment est de 4%. La longueur de couplage obtenue est d'environ 2800 $\mu\text{m}$ , très proche des valeurs calculées par les deux méthodes précédentes.

### IV.2.3 Les guides courbes à fort confinement latéral

Le problème est qu'en sortie du coupleur, les deux guides ne sont pas suffisamment distants pour pouvoir réaliser directement l'interféromètre. Il faut en effet réaliser deux bras de différentes longueurs et placer l'électrode permettant d'exploiter l'effet électrooptique. C'est pourquoi, on utilise des changements de direction, soit par micro-miroir intégré, soit par guide courbe de faible diamètre. Dans ce travail, c'est la seconde solution qui a été adoptée pour ses pertes réduites et sa simplicité technologique. Le schéma de l'interconnexion par guide courbe est présenté figure IV-2.9.

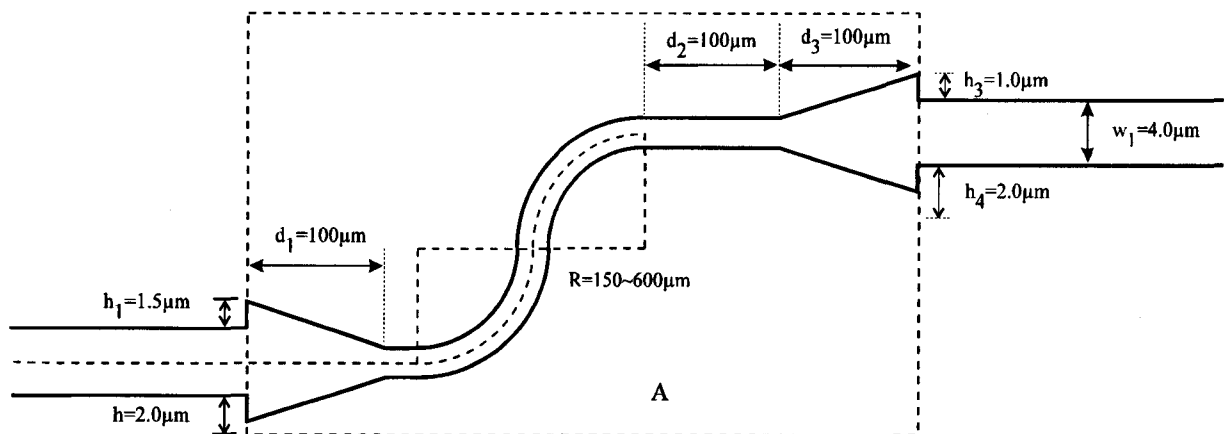


Fig.IV-2.9: Schéma de la zone d'interconnexion

Le changement de direction par rayon faible impose un confinement latéral élevé, le ruban est donc gravé plus profondément dans toute la zone d'interconnexion (zone A). D'autre part, le recouvrement modal entre guide courbe et guide droit impose d'utiliser des guides courbes monomodes. Par conséquent, la largeur de guide courbe sera nettement inférieure à celle du guide droit et des adaptateurs de mode permettront de réaliser entre les deux types de guide une connexion à faibles pertes. Les profils des guides droit et courbe sont tracés dans la figure IV-2.10. Plusieurs rayons de courbure ont été testés entre 150 et 600 $\mu\text{m}$  de façon à minimiser les pertes par radiation.

Pour étudier les changements du champ modal et estimer les pertes d'énergie au cours de propagation dans l'interconnexion et le guide courbe, nous avons simulé la propagation grâce à une BPM-FD vectorielle tridimensionnelle en coordonnées cylindriques (cf. la section II-3).

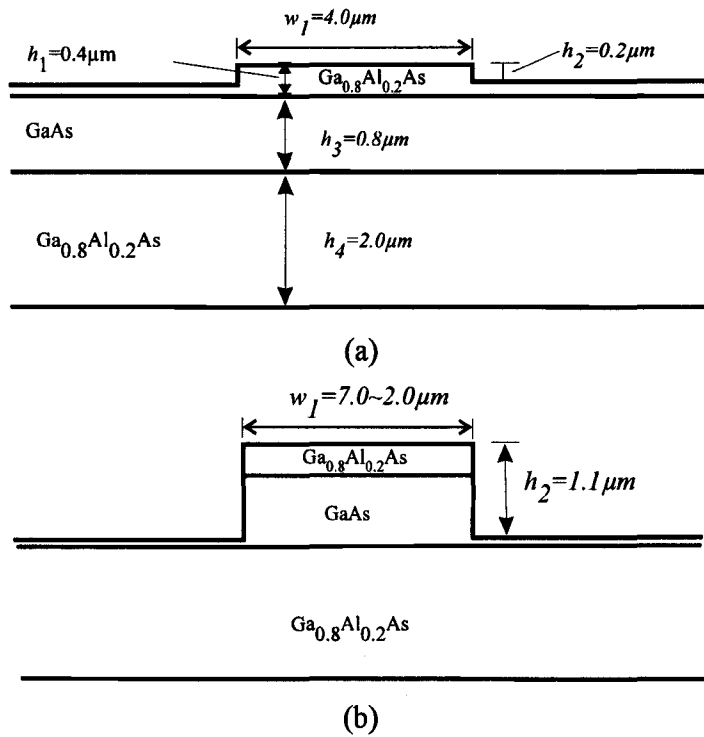
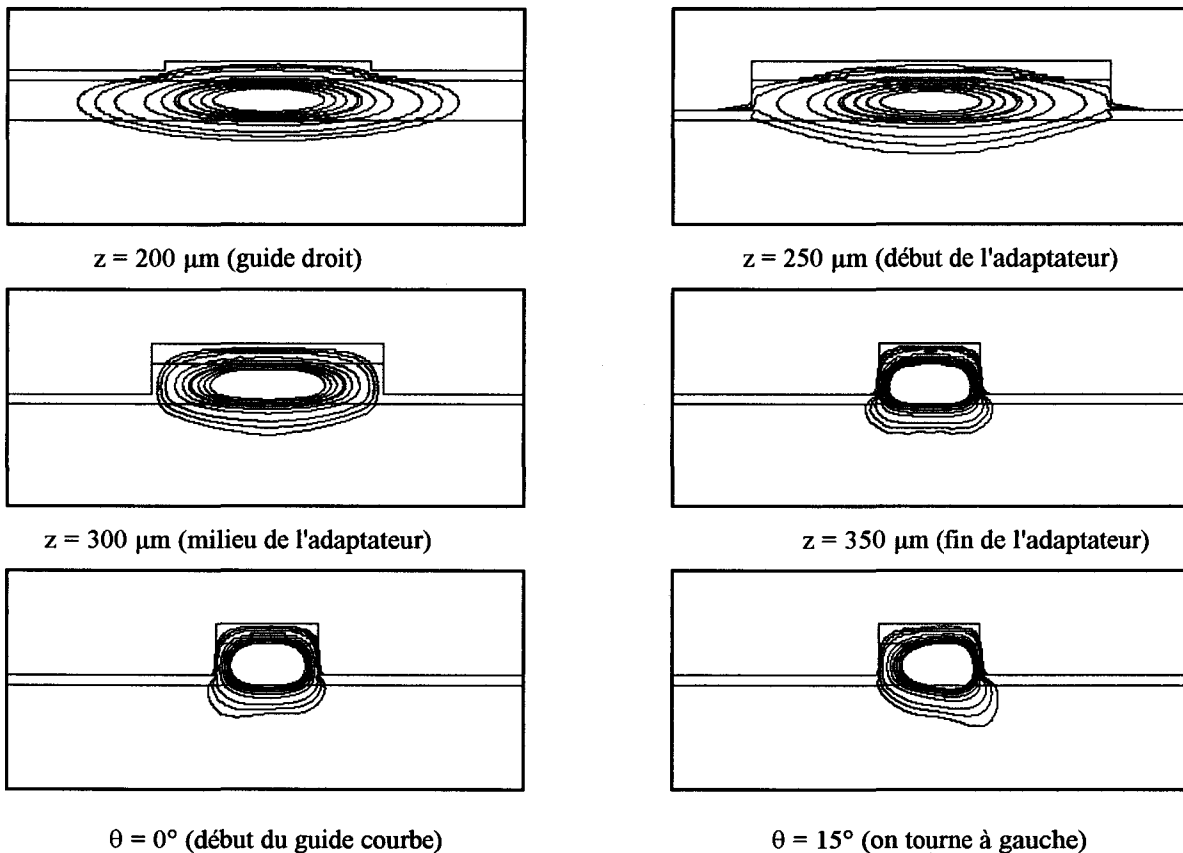
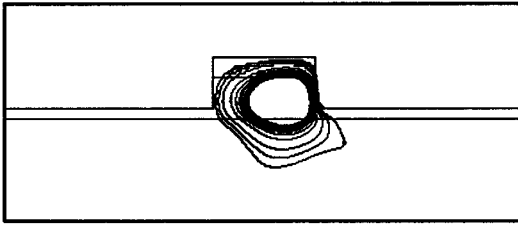


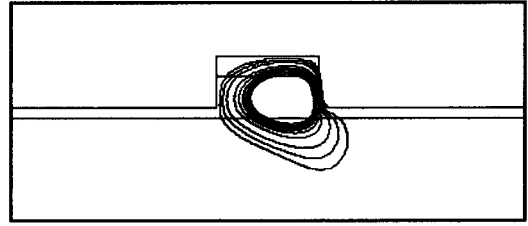
Fig.IV-2.10: Profils du guide droit (a), de l'adaptateur et du guide courbe (b)

Dans cette simulation, les discrétisations sont :  $\Delta x = \Delta y = 0.025\mu\text{m}$ ,  $\Delta z = 0.25\mu\text{m}$ , la fenêtre  $10 \times 4.25\mu\text{m}^2$ , et le rayon du guide courbe  $150\mu\text{m}$ . Les distributions du champ optique au cours de la propagation sont présentées figure IV-2.11.

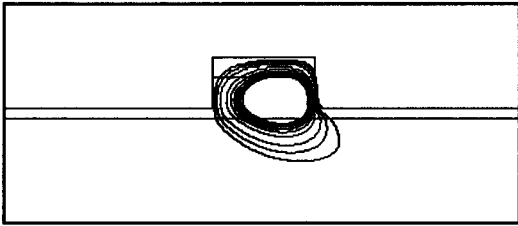




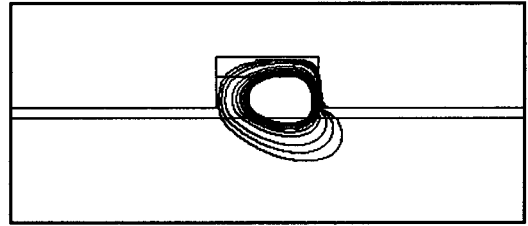
$\theta = 30^\circ$



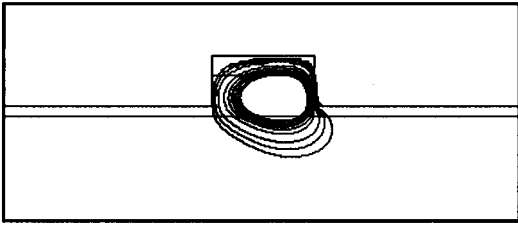
$\theta = 45^\circ$



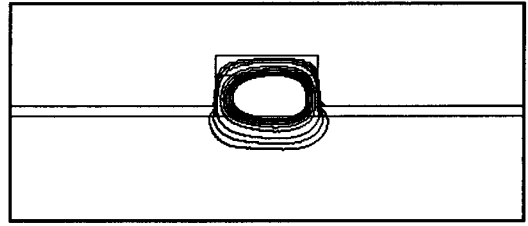
$\theta = 60^\circ$



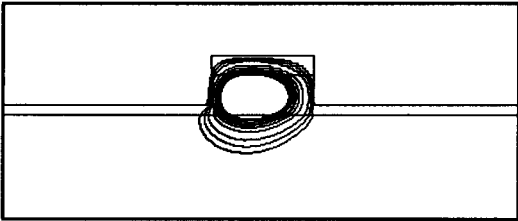
$\theta = 75^\circ$



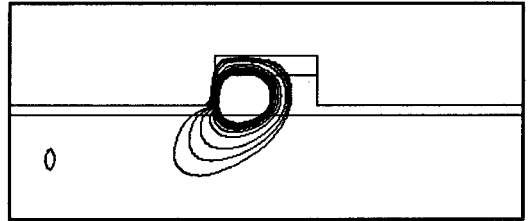
$\theta = 90^\circ$  (zone entre guides courbes)



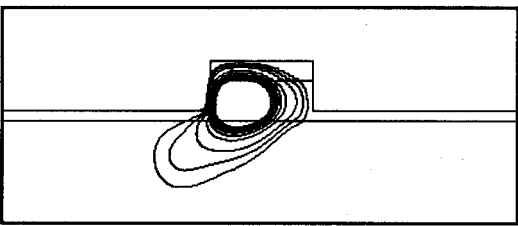
$\theta = 105^\circ$  (on tourne à droite)



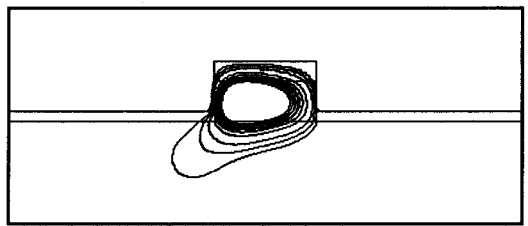
$\theta = 120^\circ$



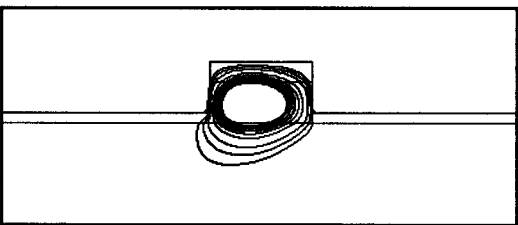
$\theta = 135^\circ$



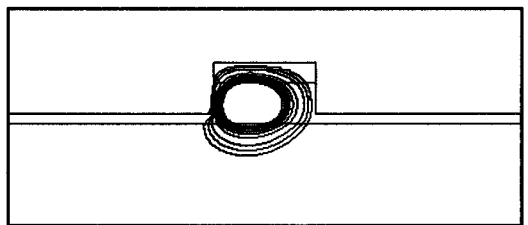
$\theta = 150^\circ$



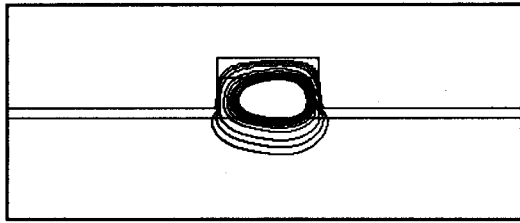
$\theta = 165^\circ$



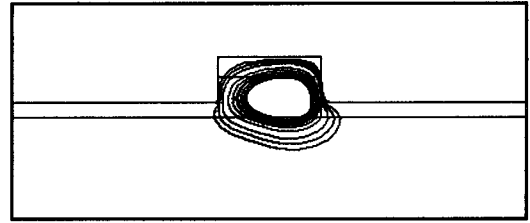
$\theta = 180^\circ$  (sortie du guide courbe)



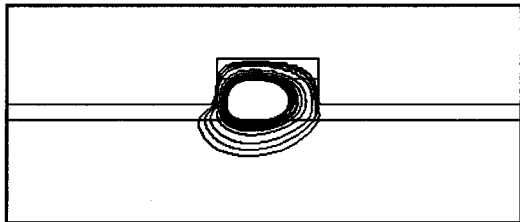
$z' = 25\mu\text{m}$  (guide droit)



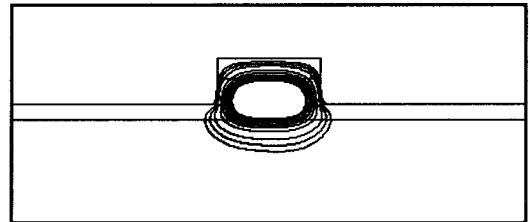
$z' = 50 \mu\text{m}$



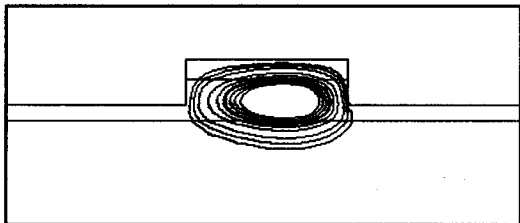
$z' = 75 \mu\text{m}$



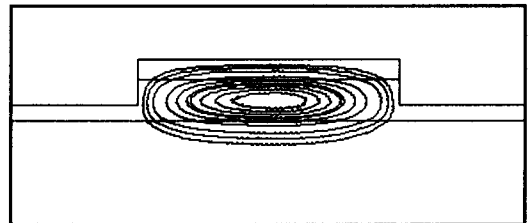
$z' = 100 \mu\text{m}$  (entrée de l'adaptateur)



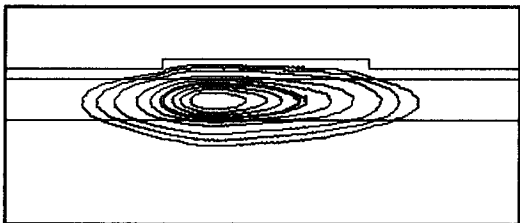
$z' = 125 \mu\text{m}$



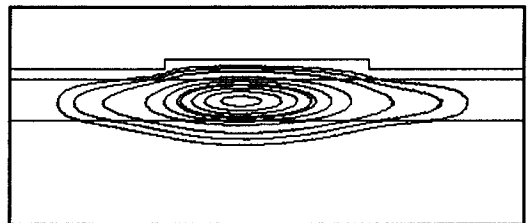
$z' = 150 \mu\text{m}$



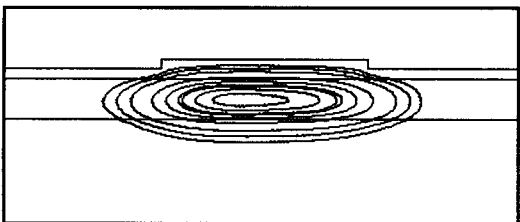
$z' = 175 \mu\text{m}$



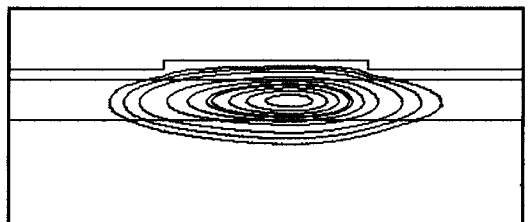
$z' = 200 \mu\text{m}$  (fin de l'adaptateur)



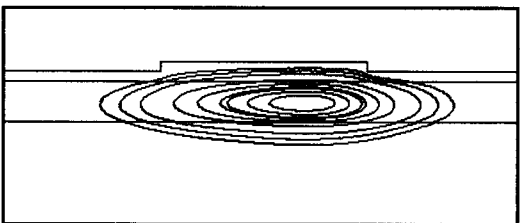
$z' = 300 \mu\text{m}$  (guide droit)



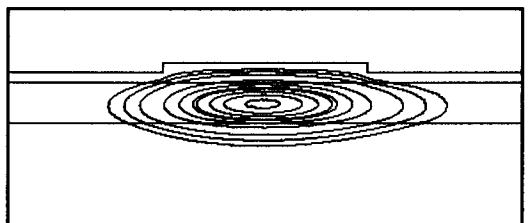
$z' = 400 \mu\text{m}$



$z' = 500 \mu\text{m}$



$z' = 600 \mu\text{m}$



$z' = 800 \mu\text{m}$

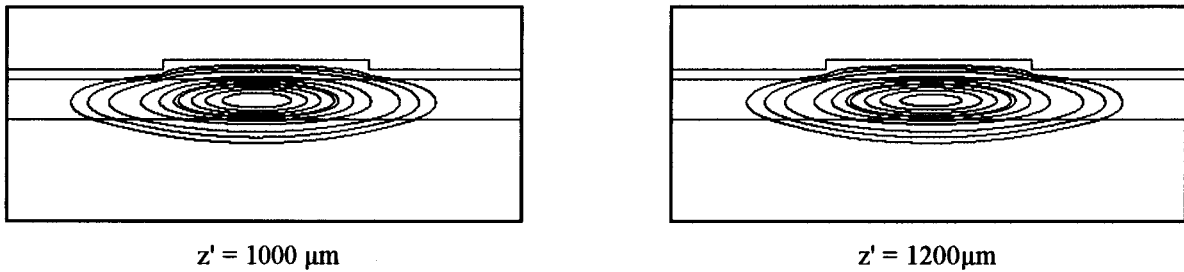


Fig. IV-2.11: Distribution du champ au cours de propagation conformément au schéma de la figure IV-2.9.

Ce résultat montre la possibilité d'utiliser un guide courbe de petit rayon à condition d'adapter les modes courbes aux modes droits par des adaptateurs. Dans ces conditions, la figure IV-2.12 permet de faire le bilan de l'énergie optique perdue dans la zone d'interconnexion pour différents rayons et différentes formes de guide.

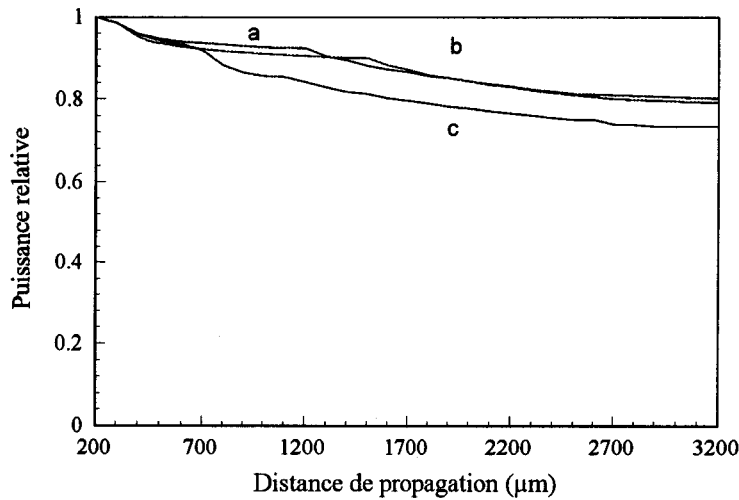


Fig. IV-2.12: Evolution de la puissance relative dans la zone d'interconnexion en fonction de la distance de propagation; (a):  $R = 200\mu\text{m}$ , deux guides courbes bout à bout, (b):  $R = 200\mu\text{m}$ , deux guides courbes séparés par un guide droit de  $100\mu\text{m}$  de longueur, (c):  $R = 150\mu\text{m}$ , deux guides courbes bout à bout.

Cette étude montre l'intérêt d'utiliser la technique des guides courbes de faible rayon et de fort confinement latéral pour réaliser l'interféromètre intégré. Ce dessin est d'autant plus intéressant qu'il suppose des opérations technologiques simples (gravure plus profonde) et non critiques, comme c'est le cas pour les micro-miroirs intégrés.

### IV.3 Interféromètre intégré de Mach-Zehnder

#### IV.3.1 Choix de l'interféromètre intégré de Mach-Zehnder

Dans notre cas, l'allongement du chemin optique (de  $\Delta L_i$ ) de l'une des branches de l'interféromètre sert au multiplexage par longueur d'onde. La différence de chemin optique  $\Delta L_i$  entre les deux bras est donnée par :

$$\Delta L_i = \Delta L_0 n_g \quad (\text{IV-5})$$

où  $\Delta L_0$  est la différence de longueur entre les deux branches et  $n_g$  l'indice de groupe.

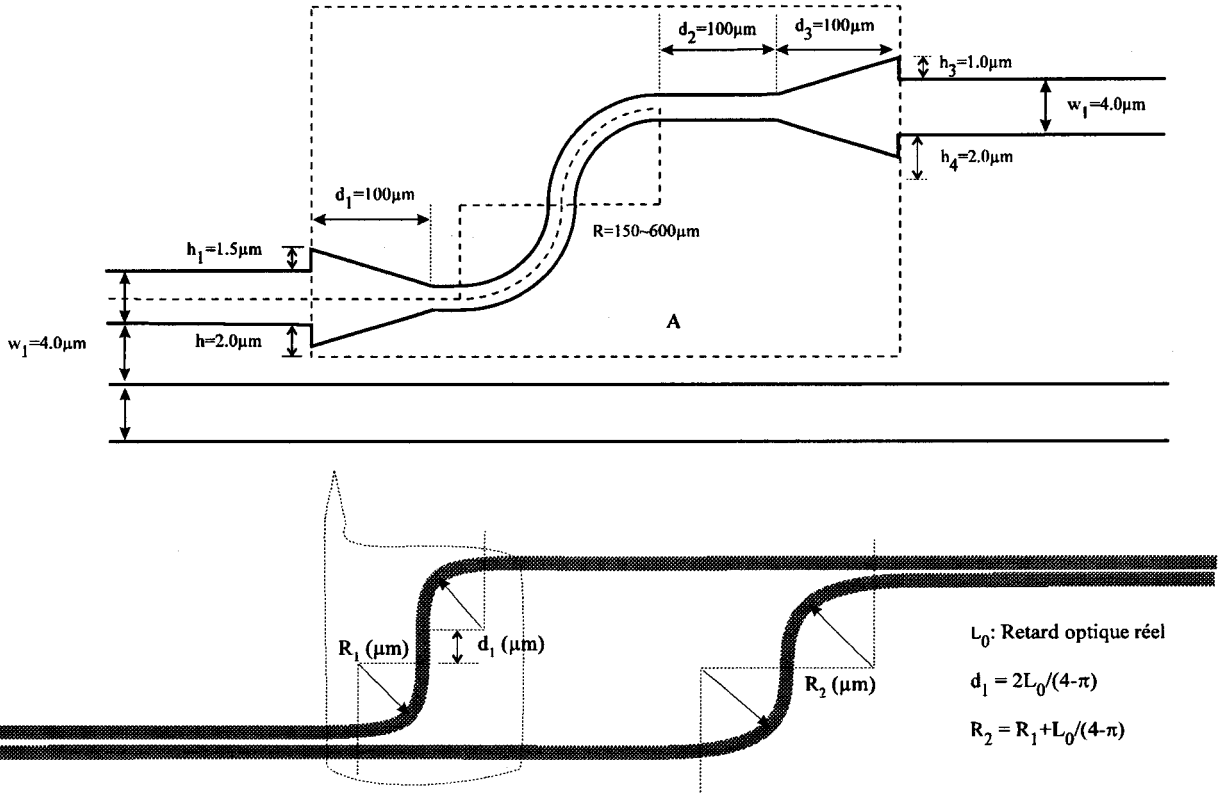


Fig.IV-3.1: Schéma de l'interféromètre de Mach-Zehnder;  
la différence de marche entre les deux branches est liée à la différence  
de rayon des guides courbes

L'indice de groupe  $n_g$  est calculé de la façon suivante :

$$v_g = \frac{d\omega}{d\beta} = \frac{d\lambda}{d\beta} \cdot \frac{d\omega}{d\lambda}$$

$$\frac{d\omega}{d\lambda} = \frac{d}{d\lambda} \left( \frac{2\pi c}{\lambda} \right) = -\frac{2\pi c}{\lambda^2}$$

$$\frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{d}{d\lambda} \left( \frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{eff}} \right) = -\frac{2\pi}{\lambda^2} n_{\text{eff}} + \frac{2\pi}{\lambda} \frac{dn_{\text{eff}}}{d\lambda} = -\frac{2\pi}{\lambda^2} \left( n_{\text{eff}} - \lambda \frac{dn_{\text{eff}}}{d\lambda} \right)$$

$$v_g = \frac{d\omega}{d\beta} = \frac{d\lambda}{d\beta} \cdot \frac{d\omega}{d\lambda} = \left( \frac{d\beta}{d\lambda} \right)^{-1} \cdot \frac{d\omega}{d\lambda} = \frac{c}{n_{\text{eff}} - \lambda \frac{dn_{\text{eff}}}{d\lambda}} = \frac{c}{n_g}$$

$$n_g = n_{\text{eff}} - \lambda \frac{dn_{\text{eff}}}{d\lambda} \quad (\text{IV-6})$$

Le calcul de l'indice effectif de notre guide en fonction de la longueur d'onde montre que son évolution est quasiment linéaire pour des valeurs de longueur d'onde allant de 1.2 $\mu\text{m}$  à 1.4 $\mu\text{m}$ . On peut donc tracer la courbe correspondante et en déduire la pente (voir la Fig.IV-3.2).

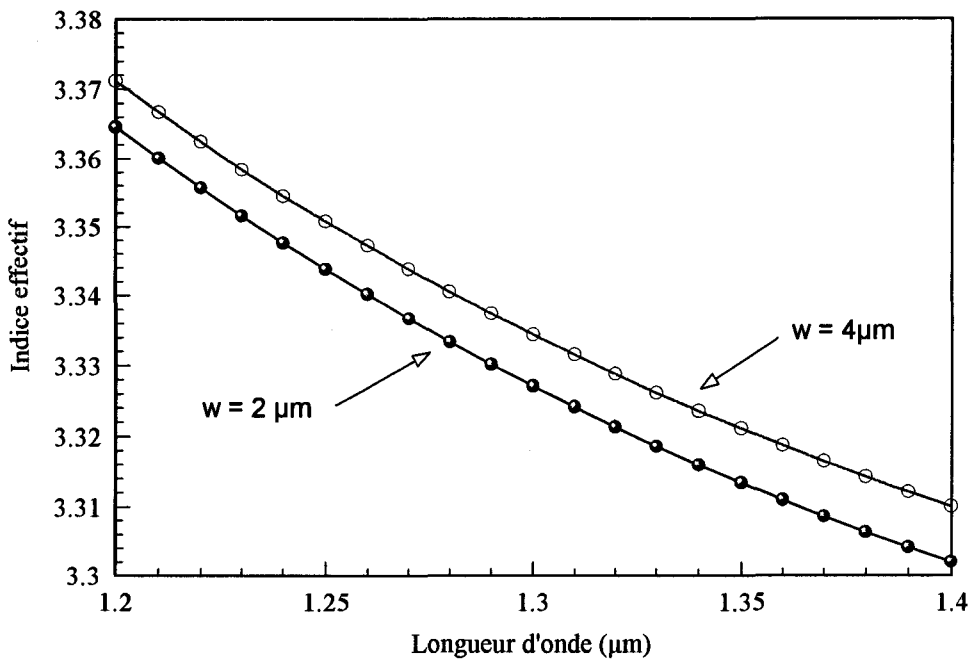


Fig.IV-3.2: Variation de l'indice effectif en fonction de la longueur d'onde

Le fonctionnement du composant étant centré sur la longueur d'onde 1.3 $\mu\text{m}$ , on a  $n_g = 3.71659$  pour le guide de 4 $\mu\text{m}$  de largeur, et  $n_g = 3.71901$  pour le guide de 2 $\mu\text{m}$  de largeur. Ces indices permettent de calculer l'allongement nécessaire. En effet, les différences de marches imposées par le cahier des charges sont de 90 $\mu\text{m}$ , 270 et 720 $\mu\text{m}$ . Les allongements de guide correspondants devront donc être  $L_0 = 24.2, 72.6, 193.6\mu\text{m}$  respectivement. Pour les obtenir, nous avons simplement fait varier le rayon des guides courbes sur l'un des bras, ceci nécessitant l'introduction d'un guide droit de longueur  $d_1$  sur l'autre bras (voir figure IV-3.1.). On a :

$$d_1 = \frac{2L_0}{(4 - \pi)}$$

$$R_2 = R_1 + \frac{L_0}{(4 - \pi)}$$

où  $L_0$  est l'allongement nécessaire,  $d_1$  est la longueur de guide droit entre les deux guides courbe,  $R_1$  et  $R_2$  sont respectivement les rayons des guides courbes.

### IV.3.2 Modulation par effet électrooptique

La modulation de la différence de marche par effet électrooptique permet de moduler l'intensité lumineuse en sortie de l'interféromètre à cause des interférences ainsi créées. Cette modulation



est liée à la modification de l'indice de réfraction du guide, celle-ci étant due aux changements de position des atomes du matériau. Le changement d'indice de réfraction en présence de champ électrique constitue l'effet électrooptique. En première approximation, lorsque les variations de l'indice ne sont pas trop brutales avec le champ, il existe deux effets prédominants:

- l'effet Pockels qui correspond à une variation linéaire de l'indice avec le champ
- l'effet Kerr qui correspond à une variation quadratique de l'indice avec le champ

La variation d'indice de réfraction en fonction du champ électrique appliqué peut donc s'écrire [Yariv, A, 1975] :

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right) = \sum_{j=1}^3 r_{ij} E_j + R E^2 \quad (\text{IV-7})$$

où  $r_{ij}$  et  $R$  sont respectivement les coefficients linéaire et quadratique et  $E$  le module du champ électrique appliqué, on a :  $|r_{ij}| \gg |R|$ . Dans le cas du GaAs, les coefficients linéaire et quadratique sont :

$$\begin{aligned} r_{41} = r_{52} = r_{63} &= 1.5 \cdot 10^{-10} \text{ cm/V} \\ r_{ij} &= 0 \quad \text{pour les autres à } \lambda = 1.3 \mu\text{m} \\ R &= 4.2 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2/\text{V}^2 \end{aligned}$$

De l'ellipsoïde d'indice,

$$\frac{x^2}{n_0^2} + \frac{y^2}{n_0^2} + \frac{z^2}{n_0^2} + 2r_{41} E_x yz + 2r_{41} E_y xz = 0 \quad (\text{IV-8})$$

si  $E_y = 0$ , on a :

$$\Delta n_y = -\frac{n^3}{2} r_{41} E_x \quad (\text{IV-9})$$

Dans notre structure, la paire d'électrodes sera posée de part et d'autre du guide de l'une des branches (Fig.IV-3.3). La distribution du champ étant inhomogène, le module du champ  $E_x$  est écrit selon l'approximation :

$$E_x \sim \alpha V_0/w,$$

où  $\alpha$  est un coefficient qui dépend de la structure de électrode et du milieu; il varie généralement de 0.6 à 0.8.

Admettant cette expression, la Fig.IV-3.4 présente le déphasage obtenu dans le guide en fonction de la longueur d'électrode et de la tension  $V_0$  sur l'électrode.

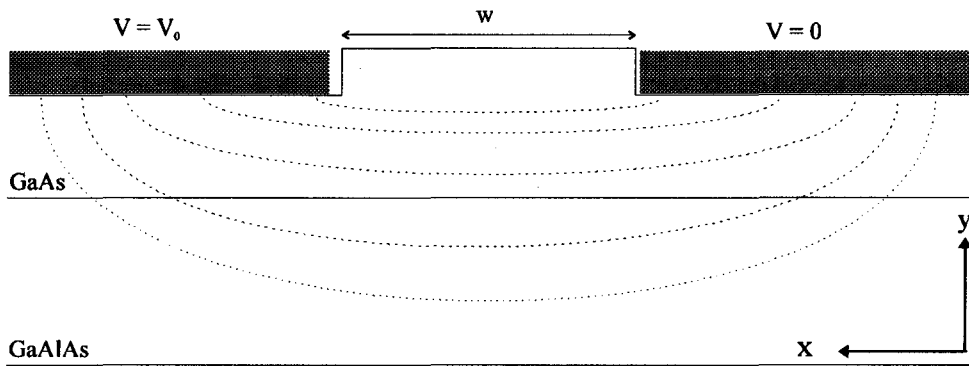


Fig.IV-3.3: Schéma des électrodes déposées autour d'une branche de l'interféromètre

Afin d'obtenir un déphasage important entre les deux branches, nous avons placé une paire d'électrodes autour de chacune des branches de l'interféromètre, les deux paires étant polarisées de façon opposée. Ceci permet d'obtenir un déphasage de  $\pi$  pour une longueur d'électrode légèrement inférieure à 3 mm sous une tension de 36V.

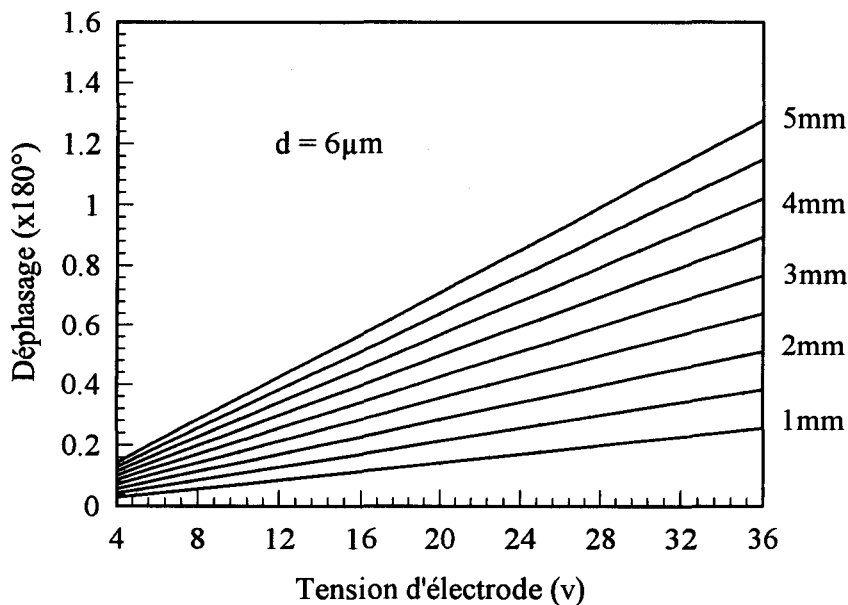


Fig.IV-3.4: Déphasage dû à l'effet électrooptique en fonction de la longueur d'électrode et la différence de potentiel  $V_0$

#### IV.4 Analyse numérique des pertes dues à la rugosité des interfaces

Les composants d'optique intégrée étant le plus souvent fabriqués par gravure, les interfaces résultantes ont une certaine rugosité qui disperse la lumière par radiation. En fait, ce type de perte est un facteur significatif pour déterminer la faisabilité des composants simulés. C'est pourquoi, nous avons mené une étude permettant d'évaluer ces pertes par BPM.

Ce problème a été abordé par plusieurs auteurs [Lacey. J.P.R, 1990, Snyder. A.W, 1970, Marcuse. D, 1975] notamment, en utilisant la méthode des perturbations modales dans un

guide connu. Mais cette approche ne permet pas d'étudier ce qui se passe lorsque la structure du faisceau optique est très complexe, par exemple au voisinage de l'interface d'un miroir intégré. M. Chung et N. Dagli ont donc introduit le problème de la rugosité dans la méthode des faisceaux propagés. Dans leur travail, ils ont considéré que la rugosité est composée de déviations distribuées aléatoirement par rapport à l'interface parfaite. Malheureusement, la distribution statistique de ces déviations n'a été ni étudiée ni prise en compte. C'est la raison pour laquelle nous proposons maintenant un nouveau modèle de rugosité, prenant en compte de façon plus rigoureuse la distribution des déviations, et aisément introduit dans la BPM.

#### IV.4.1 Modèle numérique de rugosité

Dans le cadre d'une analyse bidimensionnelle, un groupe de variables  $\{x_j(z_j)\}$  représente les déviations locales par rapport à l'interface parfaite. L'interface imparfaite est donc définie par :

$$n(x_i, z_j) = \begin{cases} n_1, & x_i \geq x_0 + x_j(z_j) \\ n_0, & x_i < x_0 + x_j(z_j) \end{cases} \quad (\text{IV-10})$$

où  $x_0$  est la position de l'interface parfaite;  $n_1$  et  $n_0$  sont les indices de part et d'autre de l'interface. D'un point de vue généralement accepté [Ogilvy. J.A, 1989, Jujii. H, 1974], la distribution des déviations doit suivre la loi normale, et sont gouvernées par une fonction d'autocorrélation de type gaussien. Il y a donc des impératifs régissant le groupe de variables  $\{x_j(z_j)\}$  :

- $x_j$  est une variable aléatoire pour chaque position  $z_j$ ;
- l'ensemble des variables  $\{x_j\}$  doit suivre une loi de distribution, par exemple, la loi normale
- l'écart type de déviation  $\sigma$  et la longueur de corrélation  $L_c$  doivent être pris en compte.

En suivant ces indications, nous proposons de composer les variables  $\{x_j\}$  selon le processus suivant :

premièrement, on discrétise l'interface de la façon suivante :

$$z_j = z_{1m}, z_{2m}, \dots, z_{im}, \dots, z_{nm}, \quad n, m, \text{ nombres entiers} \quad (\text{IV-11a})$$

(exemple pour  $m=10$ ,  $z_{10}, z_{20}, z_{30}, z_{40}, z_{50}, z_{60}$ , etc...)

$$\text{avec :} \quad \Delta z = z_{(i+1)m} - z_{im}, \quad (\text{IV-11b})$$

En utilisant une fonction aléatoire prédéfinie caractérisée par la loi normale et un écart type donné, on trouve un groupe de variables  $\{x_j\}$  pour chaque position  $z_{jm}$ .

Deuxièmement, entre les points  $z_{jm}$  et  $z_{(j+1)m}$  nous insérons  $(m-1)$  points, ce qui donne un pas de discrétisation final de  $\delta z$  ( $= (z_{j+1}-z_j) = \Delta z/m$ ). Ce pas sera celui de la BPM. Ensuite la déviation correspondant à chaque point inséré est calculée ainsi :

$$x_{j^*m+i} = x_{j^*m} + \frac{x_{(j+1)^*m} - x_{j^*m}}{m} \times i \times V_a, \quad i = 1, 2, \dots, m-1 \quad (\text{IV-12})$$

où  $V_a$  est une variable aléatoire comprise entre -1 et +1.

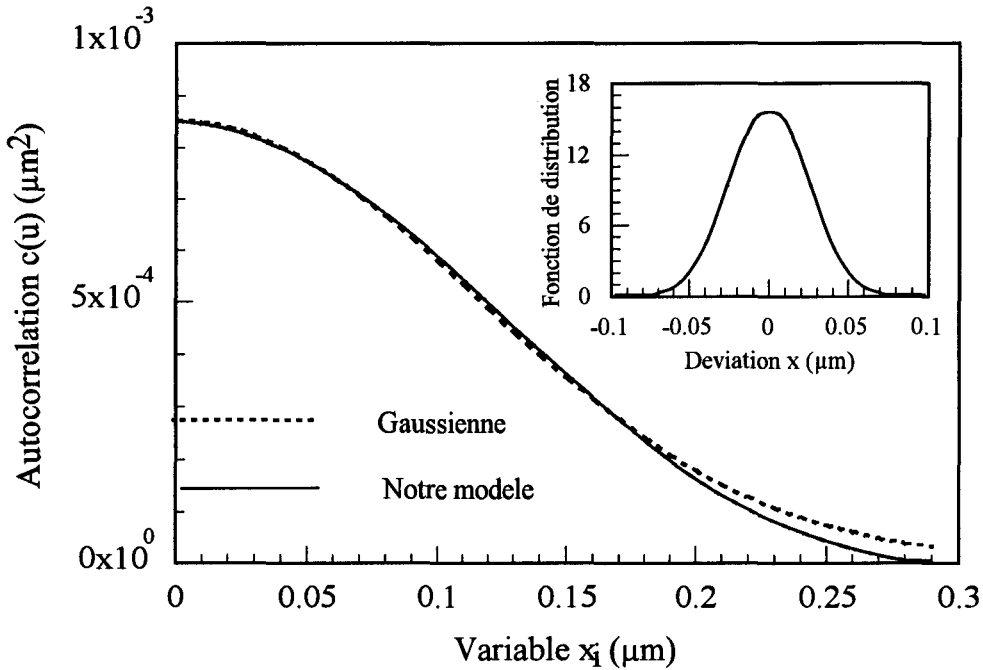


Fig.IV-4.1: Distribution et fonction de autocorrélation des déviations

Troisièmement, nous calculons la fonction d'auto-corrélation pour le groupe des  $\{x_i\}$  et la longueur de corrélation  $L_c$ .

Quatrièmement, nous modifions la valeur  $\Delta z$  et recommençons le procédé jusqu'à ce que nous obtenions la longueur de corrélation désirée. Plus longue est cette longueur, plus grande est la valeur de  $\Delta z$ .

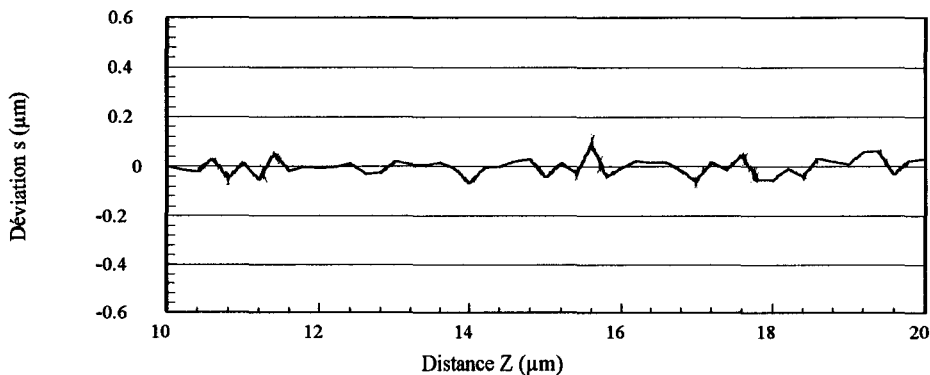


Fig.IV-4.2: Exemple d'interface rugueuse obtenue avec les données précédentes

La Figure IV-4.1 présente la distribution et la fonction d'auto-corrélation des variables  $\{x_i\}$  obtenues par le procédé précédent ; l'écart type est  $\sigma = 0.029\mu\text{m}$  et la longueur de corrélation  $L_c = 0.16\mu\text{m}$ .

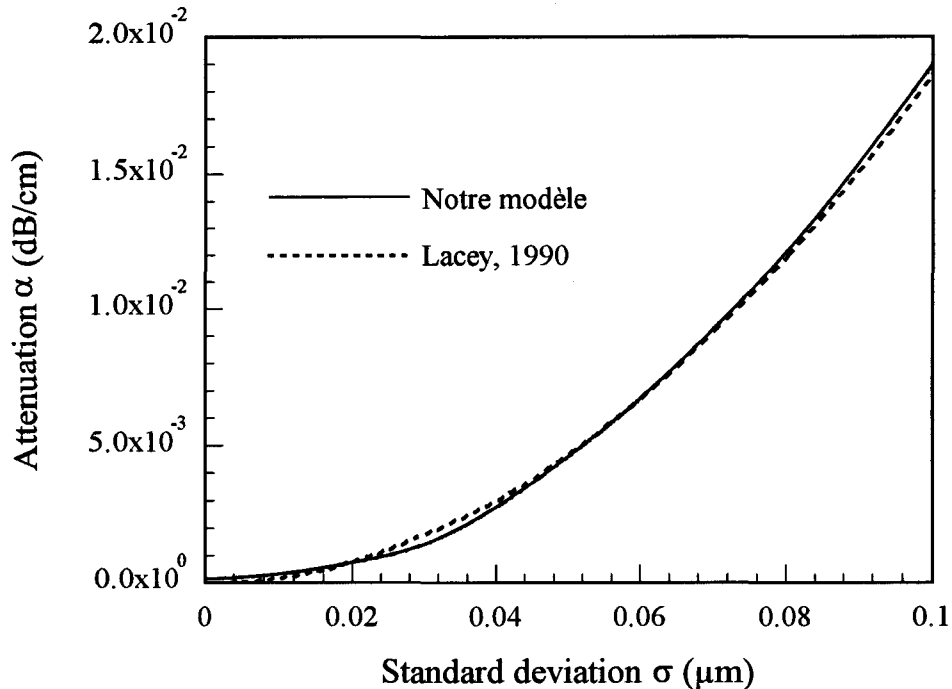


Fig.IV-4.3: Comparaison des atténuations calculées par la formule de Lacey et par la BPM en fonction de l'écart type pour une longueur de corrélation fixée à  $0.21\mu\text{m}$

#### IV.4.2 Calcul numérique et comparaison

##### a) Pertes dues à la dispersion dans un guide plan à interfaces rugueuses

Ce problème a déjà été traité par plusieurs chercheurs [Lacey. J.P.R, 1990, Snyder. A.W, 1970, Marcuse. D, 1975] avec succès en utilisant des méthodes analytiques, ceci étant possible parce qu'on connaît parfaitement le champ modal. L'atténuation, pour le mode  $TE_0$ , due à la rugosité des deux faces du guide est donnée par [Lacey. J.P.R, 1990] :

$$\alpha(\text{cm}^{-1}) = \frac{1}{\rho^5 \beta} \frac{v^2 u^2 w}{1+w} \int_0^\pi s(\beta - kn_{cl} \cos\theta) d\theta \quad (\text{IV-13})$$

où  $v = \rho(k^2 n_{co}^2 - \beta^2)^{1/2}$ ;  $k = 2\pi/\lambda$ ;  $\beta$  est la constante de propagation du mode et  $\rho$  la demi-largeur du guide. Les valeurs de  $u$  et  $w$  sont calculées par :

$$u = \rho(k^2 n_{co}^2 - \beta^2)^{1/2} \quad (\text{IV-14a})$$

$$w = \rho(\beta^2 - k^2 n_{cl}^2)^{1/2} \quad (\text{IV-14b})$$

où  $n_{co}$  et  $n_{cl}$  sont respectivement les indices de cœur et de gaine du guide plan. La fonction  $s(\Omega)$  est la densité spectrale, qui est liée à la fonction d'auto-corrélation des déviations par la transformée de Fourier.

A titre de vérification, nous avons comparé les résultats de notre modèle avec ceux de la formule de Lacey pour un guide plan d'épaisseur  $4\mu\text{m}$  dont les indices sont 1.606 et 1.601. Ce guide est monomode à  $\lambda = 1.3\mu\text{m}$ .

La simulation par BPM a consisté à propager le mode  $TE_0$  sur  $500\mu\text{m}$  en utilisant la méthode modifiée des faisceaux propagés (section I-6) et notre modèle de rugosité. Les paramètres de cette simulation sont  $\Delta x = 0.005\mu\text{m}$ ,  $\delta z = 0.1\mu\text{m}$ . Les Figures IV-4.3 et IV-4.4 présentent les atténuations obtenues par les deux méthodes.

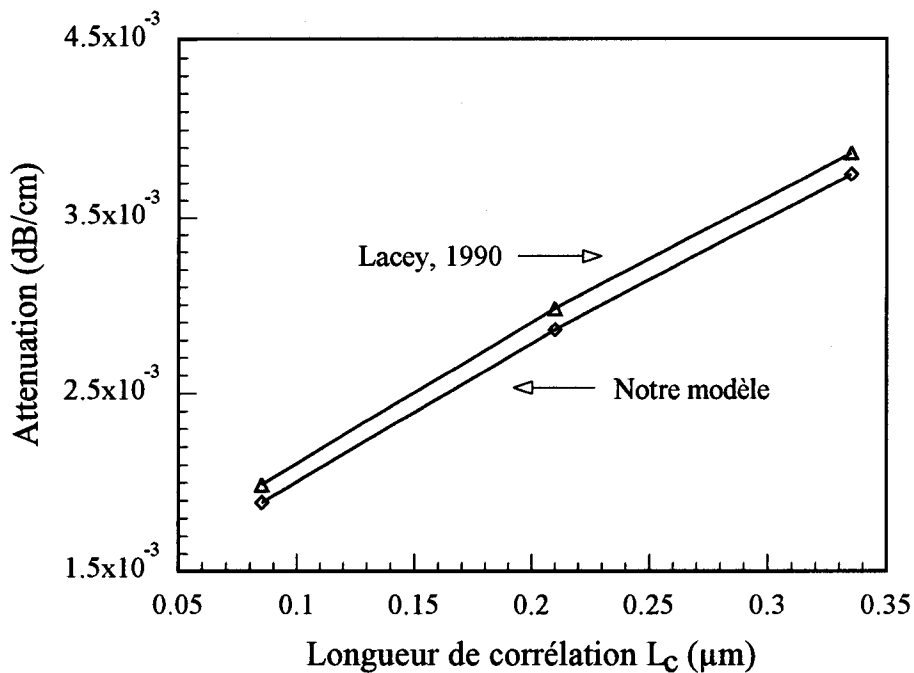


Fig.IV-4.4: Comparaison des atténuations calculées par la méthode modale et la BPM en fonction de la longueur de corrélation pour un écart type fixé à  $0.04\mu\text{m}$ .

#### b) Pertes dues à la dispersion dans un micromiroir rugueux intégré à $45^\circ$

Dans ce cas, le guide est fait d'un cœur en nitrure ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ,  $0.5\mu\text{m}$  d'épaisseur,  $n = 1.99$ ) et d'une gaine en polyimide ( $1.2\mu\text{m}$  d'épaisseur,  $n = 1.70$ ). La largeur et la hauteur de ruban sont respectivement  $6$  et  $0.5\mu\text{m}$ . Ce dispositif a été réalisé dans notre laboratoire [Joannes. L, 1995]. Ce guide est multimode à la longueur d'onde  $0.87\mu\text{m}$ . Par la méthode des indices effectifs, nous avons transformé le guide tridimensionnel en un équivalent à deux dimensions successivement pour les modes quasi- $TM_{10}$  et quasi- $TM_{11}$ . Le mode quasi- $TM_{00}$  n'a pas été

inclus parce que notre guide ne le confine pas dès lors qu'on y injecte la lumière par une fibre monomode (diamètre de cœur supérieur à  $5\mu\text{m}$ ).

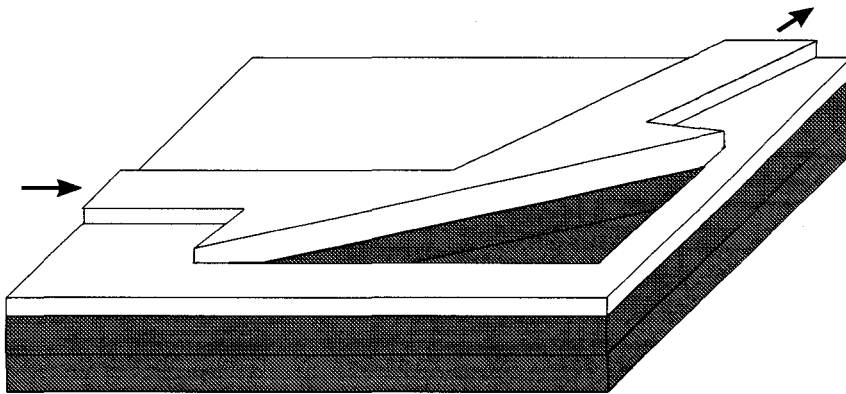


Fig.IV-4.5: Schéma du miroir intégré à  $45^\circ$  en technologie auto-alignée

La direction de la BPM étant parallèle à la surface de miroir, nous avons calculé les pertes de puissance créées par la rugosité après la réflexion à  $45^\circ$  pour les deux modes quasi- $\text{TM}_{10}$  et quasi- $\text{TM}_{11}$ . La structure du circuit photonique est la même que celle fabriquée ; les éléments de la simulation sont  $\Delta x = 0.005\mu\text{m}$  et  $\delta z = 0.1\mu\text{m}$ . L'algorithme de BPM est la méthode modifiée présentée en section I-6. Comme la longueur de corrélation des déviations à la surface du miroir intégré n'a pas pu être directement mesurée, nous avons utilisé les résultats expérimentaux de F. Ladouceur [1994] sur les guides fabriqués par un processus de fabrication similaire, c'est à dire une longueur de corrélation des déviations de  $0.25\mu\text{m}$ . La Figure IV-4.6 montre les résultats obtenus.

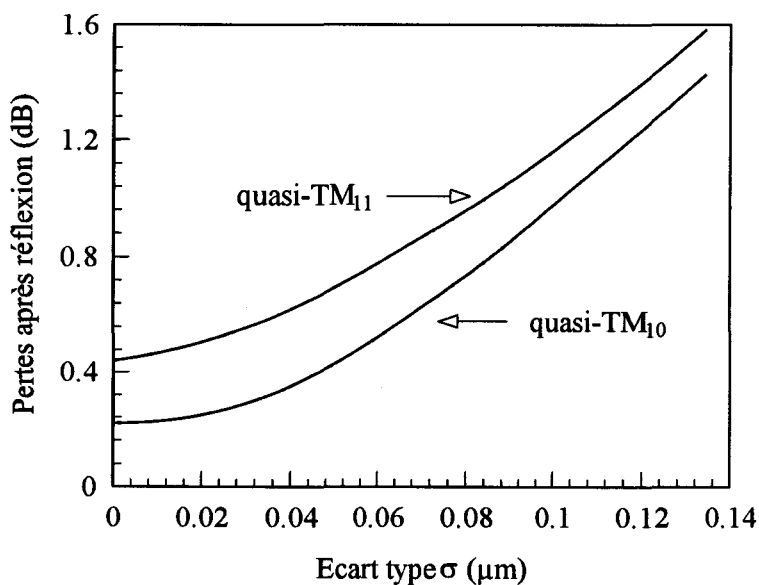


Fig.IV-4.6: Perte de puissance après réflexion en fonction de l'écart type pour les modes quasi- $\text{TM}_{10}$ , et quasi- $\text{TM}_{11}$ .

Le guide diélectrique étant multimode, le faisceau qui s'y propage est une combinaison linéaire des modes qui le constituent, chaque mode étant affecté d'un coefficient. La perte totale suit aussi cette loi. En adoptant un écart type de  $0.07\mu\text{m}$  apprécié sous l'œil du microscope électronique, et en prenant des coefficients modaux de 0.5, on arrive à une perte de puissance d'environ 0.71dB. Cette valeur est très proche de la valeur mesurée de 0.75dB [Joannes. L, 1995].

En conclusion, le modèle de rugosité que nous avons introduit dans la BPM nous semble très intéressant ; il est susceptible d'être appliqué à de nombreuses études de circuit photonique. Les analyses que nous avons développées montrent l'importance des éléments statistiques constituant le modèle, et la nécessité d'un processus d'analyse précis : connaissance de l'écart type et de la longueur de corrélation.

#### **IV.5 Conclusion de chapitre IV**

Dans ce chapitre, nous avons mené un certain nombre d'études directement appliquées à des circuits photoniques. En commençant par la conception d'un interféromètre intégré de Mach-Zehnder, nous avons abordé l'étude fondamentale du couplage entre deux guides optiques successivement par la méthode des indices effectifs, la BPM-FD-2D et la BPM-FD-3D. Les connexions constituant l'interféromètre ont ensuite été dessinées en passant par la technique originale du guide courbe de faible rayon et de fort confinement. Les résultats présentés montrent que cette approche présente des avantages importants : dimensions et pertes optiques faibles. Finalement, nous avons proposé une étude entièrement originale de l'influence des rugosités sur les circuits photoniques. Le modèle ainsi développé a donné des résultats prometteurs. Il faut signaler que la plupart des aspects présentés dans ce chapitre ont fait l'objet de publications sur le plan international (voir l'annexe).



## IV.6 Références

1. Adachi. S, et al, J. Appl. Phys., Vol.53, pp.8775-8792, 1982
2. Afromowitz, et al, Solid. Stat. Comm., Vol.15, pp.59-63, 1974
3. Al-hemyari. K, Ironside. C.N, Aitchison. J.S, "Resonant nonlinear optical properties of GaAs-GaAlAs single Quantum-well waveguide and an integrated asymmetric Mach-Zehnder interferometer", IEEE. J. Quan. Elect., Vol.28, pp.2051, 1992.
4. Al-hemyari. K, Ironside. C.N, Aitchison. J.S, "Ultrafast all-optical switchng in GaAlAs integrated interferometer in 1.55 $\mu$ m spectral region", Elec. Lett., Vol.28, pp.1090, 1992.
5. Bennett. B.R, & Soref. R.A, IEEE. J. Quantum. Electron., Vol.23, pp.2159-2166, 1987
6. Berry. G.M, Burke. S.V, Smartt. C.J, Benson. T.M, Kendall. P.C, "Exact and variational Fourier transform methods for analysis of multilayered planar waveguides", IEE. Proc. Opto-electron., Vol.142, pp.66, 1995.
7. Borchet. B, Wolf. T, Amann. M.-C, "Vertically integrated Mach-Zehnder interferometer (VMZ) widely tunable laser diode with improved wavelength access", Elect. Lett., Vol.30, pp.2047, 1994.
8. Brandenburg. A, Henniger. R, "Integrated optical Young interferometer", Appl. Opt., Vol.33, pp.5941, 1994.
9. Cheng. Z.Y, Tsai. C.S, "Optically activated integrated optic Mach-Zehnder interferometer on GaAs", Appl. Phys. Lett., Vol.59, pp.2222, 1991.
10. Chiang. K.S, "Dual effective-index method for the analysis of rectangular dielectric waveguide", Appl. Opt., Vol.25, pp.2169, 1986.
11. Chiang. K.S, "Effective-index method for the analysis of optical waveguide couplers and arrays: an asymptotic theory", IEEE. J. Light. Tech., Vol.9, pp.62, 1992.
12. Chung. Y, Dagli. N, "Analysis of integrated optical corner reflectiob using a finite difference beam propagation method", IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol.7, pp.150, 1991.
13. Daleiden. J, Eisele. K, Ralston. J.D, "Chemical analysis of a Cl<sub>2</sub>/BCl<sub>3</sub>/Ibr<sub>3</sub> chemically assisted ion-beal rtching process for GaAs and InP laser-mirror fabrication under cryo-pumped ultrahigh vacuum conditions", J. Vacuum. Science & tech. B: Mic, Vol.13, pp.2022, 1995.
14. Dow. J.D, & Redfield. R, Phys. Rev. B., Vol.5, pp.594-610, 1972
15. Duport. I.S, Benech. P, Rimet. R, "New integrated-optics interferometer in planar technology", Appl. Opt., Vol.33, pp.5954, 1994.
16. Fischer. K, Muller. J, Hoffiman. R, "Elastooptical properties of SiNo layers in an integrated optical interferometer used as a pressure sensor", IEEE. J. Light. Tech., Vol.12, pp.163, 1994.

17. Fushen. C, Qu. L, Yu. X, "Integrated optical interferometer sensor", *Micro. Opt. Tech. Lett.*, Vol.11,pp.213, 1996.
18. Goldstein. M, Solkner. G, Gornik. E, "Heterodyn interferometer for the detection electric and thermal signals in integrated circuits through the substrate", *Review of scientific instruments*, Vol.64, pp.3009, 1993.
19. Hori. Y, Sogawa. R, Asakura. H, "Fabrication of a focus grating mirror by electron beam lithography", *Vol.29*, pp.2522, 1990.
20. Helleso. O.G, Benech. P, Rimet. R, "A Michelson interferometer and reference mirrors integrated on Glass", *Measurement science & Technology*, Vol.6, pp.1362, 1995.
21. Hunsperger. R.G, *Integrated Optics : Theory and technology*, Berlin : Springer, 1985
22. Idler. W, Schilling. M, Wunstel. K, " Signal quality and BER performance improvement by wavelength conversion with an integrated three-port Mach-Zehnder interferometer", *Elect. Lett.*, Vol.31, pp.454, 1995.
23. Ikegami. T, et al, "Passive optical paths for networks", *Phys. World.*, pp. 50-54, Sep. 1991.
24. Jaeger. N.A.F, Huang. L.S, "Push-pull integrated optics Mach-Zehnder interferometer with domain inversion in one branch", *Opt. Lett.*, Vol.20, pp.288, 1995.
25. Jaeger. N.A.F, Young. L, "High-voltage sensor employing an integrated optical Mach-Zehnder interferometer in conjunction with a capacitive divider", *J. Light. Tech.*, Vol.7, pp.229, 1989.
26. Jahn. E, Agrawal. N, Weber. H.G, "Monolithically integrated asymmetric Mach-Zehnder interferometer as a 20Gbt/s all optical add/drop multiplexer for OTDM systems", *Elect. Lett.*, Vol.32, pp.216, 1996.
27. Jahn. E, Agrawal. N, Weinert. C.M, "40Gbt/s all optical demultiplexing using a monolithically integrated Mach-Zehnder interferometer with semiconductor laser amplifiers", *Elect. Lett.*, Vol.31, pp.1857, 1995.
28. Jinguji. K., Takato. N., Sugita. A., and Kawashi. M., "Mach-Zehnder interferometer type optical waveguide coupler with wavelength-flattened coupling ratio", *Elec. Lett.*, vol.26, pp.1326-1327, 1990.
29. Jinno. M, Matsmot. T, Kominato. T, "Diode pumped nonlinear fibre Sagnac interferometer switch with integrated silica based planar lightwave circuits", *inter Elect. Lett.*, Vol.28, pp.278, 1992.
30. Joannes. L, Grimbert. B, Vilcot. J.P, Tchana. W, Decoster. D, "Fabrication of low loss 45° integrated mirror on dielectric optical waveguide", *Micro. & Opt. Tech. Lett.*, Vol.9, pp.353, 1995.

31. Joergensen. C, Danielsen. S.L, Blondeau. R, "Wavelength conversion by optimization monolithic integrated Mach-Zehnder interferometer", IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol.8, pp.521, 1996.
32. Kawachi. M., "Recent progress in silica-based planar lightwave circuits on silicon", IEE. Proc.-Optoelectron., vol. 143, pp.257-262, 1996.
33. Kumar. A, Clark. D.F, & Culshaw. B, "Explanation of errors in the effective-index method for analyzing rectangular-core waveguide", Opt. Lett., Vol.13, pp.1129, 1988.
34. Ladouceur. F, Love. J.D, Senden. T.J, "Effect of side wall roughness in buried channel waveguides", IEE. Proc. Opto-electron., Vol. 141, pp.242, 1994.
35. Lau. S.T, Shiraishi. T, Mcisaac. P.R, "Réflexion and transmission of a dielectric waveguide mirror", J. Light. Tech., Vol.10, pp.634, 1992.
36. Li. Y.P., Henry. C.H., Laskowski. E.J., Mak. C.Y., Yaffe. H.H., and Sweatt. R.L., "Monolithic optical waveguide 1.31/1.55  $\mu\text{m}$  WDM with -50dB crosstalk over 100nm bandwidth", Elec. Lett., vol. 31, pp.2100-2101, 1995.
37. Lukosz. W, Pliska. P, "Integrated opticam interferometer as a light modulator and microphone", Sensors and actuators, part A, Physical, Vol.28, pp.337, 1991.
38. Mclroy. P.W.A, Stern. M.S, Kendall. P.C, "Spectral index method for polarized modes in semiconductor rib waveguides", J. Lightwave. Tech., Vol.8, pp.113, 1990.
39. Miki. T, "Fibre-optic subscriber networks and system development", IEICE. Trans., E74., pp.93-100, 1991.
40. Naghski. D.H, Boyd. J.T, Latess. J, "An integrated photonic Mach-Zehnder interferometer with no electrodes for sensing electric fields", IEEE. J. Light. Tech., Vol.12, pp.1092,1994.
41. Rahman. B.M.A, Davies. J.B, "Finite-element solution of integrated optical waveguides", J. Lightwave. Tech., Vol.2, pp.682, 1984.
42. Ratovoelomannana. F, Vodjdani. N, Soulage. G, "An all optical wavelength converter with semiconductor optical amplifiers monolithically integrated in an asymmetric passive Mach-Zehnder interferometer", IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol.7, pp.992, 1995.
43. Rogge U, Pregla. R, "Method of lines for the analysis of strip-loaded optical waveguides", J. Opt. Soc. Am. B, Vol.8, pp.459, 1991.
44. Special issue, IEEE. J. Lightwave. Tech., May/June, 1993
45. Stamm. Ch, Lukosz. W, "Integrated optical difference interferometer as biochemical sensor", Sensors and actuators: part:B, chemical, Vol.18, pp.183, 1994.
46. Stamm. Ch, Lukosz. W, "Integrated optical difference inerferometer as refractometer and chemical sensor", Sensors and actuators: part B. Chemical, Vol.11, pp.177, 1996

47. Stern. M.S, "Semivectorial polarised finite difference method for optical waveguide with arbitrary index profiles", IEE. Proc. Opto-electron., Vol.135, pp.56, 1988.
48. Takiguchi. K., Jinguji. K., and Ohmori. Y., "Variable group-delay dispersion equaliser based on a lattic-form programmable optical filter", J. Lightwave. Tech., vol.31, pp. 73-82, 1995.
49. Toda. H, Haruna. M, Nishihara. H, "Integrated optica heterodyne interferometer for displacement measurement", IEEE. J. Light. Tech., Vol.9, pp.683, 1991.
50. Ura. S, Suhara. T, Nishihara. H, "Integrated-optic interferometer position sensor", J. Light. Tech., Vol. 7, pp.270, 1989.
51. Vadekar. A, Nathan. A, Huang. W.P, "Analysis and design of integrated Silicon Arrow Mach-Zehnder micromechanical interferometer", IEEE. Light. Tech., Vol.12, pp.157, 1994.
52. Wanger. C, Frankenberger. J, Deimel. P.P, "Optical pressure sensor based on Mach-Zehnder interferometer integrated with a lateral a -Si:H p-i-n photodiode", IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol.5, pp.1257, 1993.
53. Wu. W, Frankena. H.J, "Integrated optical interferometer with a stacked waveguide structure", Appl. Opt., Vol.28, pp.4424, 1989.
54. Xu. J.H, Fang. Z.J, Gan. F.X, "Study of pulse compression from 1.5 $\mu$ m distribution feedback laser by a Gires-Tournois interferometer", Fiber and integrated optics, Vol.13, pp.365, 1994.
55. Yariv. A, "Quantum electronics", John Wiley & Sons, Inc., 1975.
56. Lacey. J.P.R and Payne. F. P, "Radiation loss from planar waveguide with random wall imperfection", Proc. Inst. Elect. Eng., Vol.137, pp.282-288, 1990.
57. Synder. A.W, "Radiation losses due to variation of radius on dielectric or optical waveguide", IEEE. M. T. T., vol.17, pp. 1138-1144, 1970.
58. Marcuse. D, "Radiation losses of HE<sub>11</sub> mode of fiber with sinusodially perturbed core boundary", Appl. Opt., Vol.14, pp.3021-3025, 1975.
59. Ogilvy. J.A and Foster. J.R, "Roughness surface: Gaussian or exponential statistics", J. Phys. D., Appl. Phys., Vol.22, pp. 1243-1251, 1989.
60. Jujii. H and Asakura. T, "Surface roughness measurements", Opt. Commun., Vol.11, pp.35-39, 1974.

## **CONCLUSION GENERALE**

Dans le cadre de la nécessité de disposer d'outils de conception et d'optimisation des circuits intégrés photoniques et optoélectroniques, notre travail présente de nouvelles techniques de simulation fondées sur la méthode des faisceaux propagés (BPM), ainsi que leur application à quelques composants intégrés photoniques et optoélectroniques. Les outils numériques mis en œuvre sont parfaitement adaptés aux ordinateurs personnels (PC) dont les capacités de mémoire et de calcul sont en constante augmentation.

Partant du principe de la méthode des faisceaux propagés, nous avons d'abord implémenté un nouvel algorithme fondé sur la méthode implicite à direction alternée, et permettant une analyse vectorielle et tridimensionnelle de la propagation lumineuse. Il permet de prendre en compte avec une bonne précision, la polarisation de l'onde électromagnétique aux interfaces. La précision a été testée sur un guide droit par intégrale de recouvrement entre le champ modal et le champ issu des calculs de BPM. Nos analyses montrent que cet algorithme est rapide et stable. Il a ensuite été adapté aux coordonnées cylindriques afin de simuler la propagation et d'estimer la perte d'énergie dans les guides courbes, ces guides étant très intéressants pour effectuer les changements de direction dans les circuits photoniques. Puis, en vue de permettre le traitement des réflexions multiples sur des interfaces de direction quelconque, et des diffractions à grand angle, nous avons amélioré la méthode des faisceaux propagés temporelle. Cette méthode, associée à la BPM, peut être largement appliquée à l'analyse des performances des composants dont la taille n'est pas trop grande.

Le problème que nous avons ensuite considéré est celui des réflexions frontales, traitées à l'aide de la méthode des faisceaux propagés à transformée de Fourier rapide (FFT-BPM). Nous avons montré que la réflexion d'un faisceau dépend de son profil transversal, et que plus son diamètre est petit, plus son comportement diffère de celui d'une onde plane. Notamment pour une incidence supérieure à  $45^\circ$ , le coefficient de réflexion d'un faisceau gaussien polarisé perpendiculairement au plan d'incidence est toujours inférieur à celui de l'onde plane correspondante. Pour le faisceau polarisé parallèlement au plan d'incidence, on constate un comportement similaire à celui de l'onde plane mais en cas de faible diamètre, l'angle de Brewster ne conduit pas à une transmission totale. Le cas des structures antiréfléchissantes et des réseaux a ensuite été étudié par BPM bidirectionnelle. La diffraction de la lumière, qui intervient d'autant plus que le diamètre du faisceau est faible, a une grande influence sur le comportement optique de ces structures. En particulier, pour la réflexion par réseau, lorsque le diamètre du faisceau diminue, le comportement du réseau change, le coefficient de réflexion maximal diminue et la bande de longueurs d'onde où la lumière est le plus réfléchie s'élargit en

se décalant un peu vers les plus grandes longueurs d'onde. Puis nous avons mis au point une approche originale de la BPM bidirectionnelle permettant l'étude des réflexions sur interface non purement perpendiculaire à l'axe de propagation. L'ensemble des outils réalisés nous a permis la conception d'un monolithe laser-guide en simulant les réflexions multiples entre le laser gravé et le guide diélectrique. L'optimisation du guide diélectrique a ainsi pu être menée à bien, démontrant que la diffraction du faisceau issu du laser nous contraint à utiliser un guide à fort contraste d'indices avec une structure de ruban enterré.

Enfin, nous avons conçu un interféromètre de type Mach-Zehnder intégré sur GaAs destiné aux systèmes fondés sur la modulation de cohérence d'une onde optique guidée. L'élément remarquable de cet interféromètre est un guide courbe de rayon faible dont le fort confinement latéral diminue les pertes d'énergie pendant la propagation et aux connexions avec les guides droits. Même l'influence des rugosités des interfaces est abordée avec succès. Sont ainsi analysées les pertes d'énergie optique par réflexion et par radiation.

L'ensemble des outils mis au point constitue une base solide permettant d'envisager avec sérénité la conception de composants et circuits photoniques et optoélectroniques.

# **ANNEXE**

## **Publications et communications**

### **I). Listes des publications et des communications**

### **II). Publications traitées dans le cadre de ce travail**

1. G.H. JIN, J. HARARI, J.P. VILCOT, D. DECOSTER, "Improved bi-directional beam propagation method for analysis of reflection on nonparallel interface", *Electron. Lett.*, Vol. 13, pp. 187, 1995.
2. G.H. JIN, J. HARARI, J.P. VILCOT, D. DECOSTER, "Application de la BPM à la modélisation de structures optiques intégrées à micromiroirs", *Entropie*, No. 192-193, pp. 107, 1995.
3. G.H. JIN, J. HARARI, J.P. VILCOT, D. DECOSTER, "Numerical analysis of radiation losses due to surface roughness in integrated optical devices", *IEEE. Phot. Tech. Lett.*, Vol. 8, pp. 1202, 1996
4. G.H. JIN, J. HARARI, J.P. VILCOT, D. DECOSTER, "An improved time-domain beam propagation method for integrated optical components", *IEEE. Phot. Tech. Lett.*, Vol. 9, pp. 348, 1997



## PUBLICATIONS

- (1) G.H. Jin, J. Harari, J.P. Vilcot, D. Decoster, "Improved bi-directional beam propagation method for analysis of reflection on nonparallel interface", *Electron. Lett.*, Vol.13, pp.1867, 1995.
- (2) J. Harari, F. Journet, O. Rabii, G.H. Jin, J.P. Vilcot, D. Decoster, "Modeling Waveguide PIN Photodetector Under Very High Optical Power", *IEEE. MTT*, Vol.43, pp.2304, 1995.
- (3) G.H. Jin, J. Harari, J.P. Vilcot, D. Decoster, "Application de la BPM à la modélisation de Structures optiques intégrées à Micro-mirrors", *Entropie*, No.192/193, pp.107, 1995.
- (4) R. Hamelin, B. Grimbert, G.H. Jin, J.P. Vilcot, J. Harari, D. Decoster, C. Carrière, B. Groussin, "Monolithic Integration of A Semiconductor Laser with An Optical Dielectric Waveguide", *Proceedings of the symposium on Wide Bandgap Semiconductor and Devices, SOTAPOCS XXIII*, Vol. 95-12, pp. 498-504, 1995.
- (5) J. Harari, G.H. Jin, F. Journet, J. Van de casteele, J.P. Vilcot, C. Dalle, M.R. Friscourt, D. Decoster, "Modeling of Microwave Top Illuminated PIN Photodetector Under Very High Optical Power", *IEEE. MTT.*, Vol.44, pp.1484, 1996.
- (6) G.H. Jin, J. Harari, J.P. Vilcot, D. Decoster, "Numerical Analysis of Radiation Losses Due to Surface Roughness in Integrated Optical Devices", *IEEE. Phot. Tech. Lett.*, Vol.8, pp.1202, 1996.
- (7) G.H. Jin, J. Harari, J.P. Vilcot, D. Decoster, "An Improved Time-Domain Beam Propagation Method for Integrated Optical Components", *IEEE. Phot. Tech. Lett.*, Vol.9, pp. 348, 1997.
- (8) J. Harari, G.H. Jin, J.P. Vilcot, D. Decoster, "Theoretical Study of PIN Photodetectors Power Limitation From 2.5 To 60 GHz", (acceptée par *IEEE. MTT.*, Aug. 1997)
- (9) H. Deng, G.H. Jin, J. Harari, J.P. Vilcot, D. Decoster, "Investigation of 3D-Semi-Vectorial Finite-Difference Beam Propagation Method for Bent Waveguides", (soumis à *IEEE. J. Lightwave Tech.*)

## COMUNICATIONS

- (1) G. H. Jin, J. Harari, J.P. Vilcot, D. Decoster, "Application de la BPM à la modélisation de structures optiques intégrées à micro-miroirs.", *Journées d'étude "Procédés et Modèles pour la micro-optique passive"*, Metz, 11-12 Avril 1995.
- (2) G.H. Jin, J.P. Vilcot, J. Harari, D. Decoster, "Analyse et fabrication de miroirs autoalignés en filière AsGa", *Premier Forum National "Microtechnologies et Microsystèmes"*, Paris, 15-17 Nov 1995.
- (3) Hamelin, B. Grimbert, G.H. Jin, J.P. Vilcot, J. Harari, D. Decoster, C. Carrière, B. Groussin, "Intégration monolithique d'un laser GaAs et d'un guide optique diélectrique", *Journée "Perspectives sur les lasers et les amplificateurs à semiconducteurs"*, Toulous (LAAS), 14 Dec 1995.

- (4) G.H. Jin, R. Hamelin, J. Harari, J.P. Vilcot, D. Decoster, "Modeling, fabrication and characterization of GaAs laser and dielectric optical waveguide monolithic association", SIOE'96 Cardiff, Wales, UK, 1-3 April, 1996.
- (5) V. Magnin, J. Harari, G.H. Jin, M.R. Friscourt, C. Dalle, P.A. Rolland, J.P. Vilcot, D. Decoster, "Modélisation de Phototransistors Bipolaires à Hétérojonction InP/InGaAs de type guide d'onde", Journée de HPT à Paris, 28-30 Jan. 1997.

results much easier. For  $x = 0$ , the small signal attenuation  $y = (g_a + \alpha)L$  results. For a large absorbed power, the erbium absorption saturates and  $y \rightarrow \alpha L$ . This theory is valid in the signal range and for pump wavelengths of the EDF. If excited state absorption occurs, an analytical solution can be found in the same way as described above.

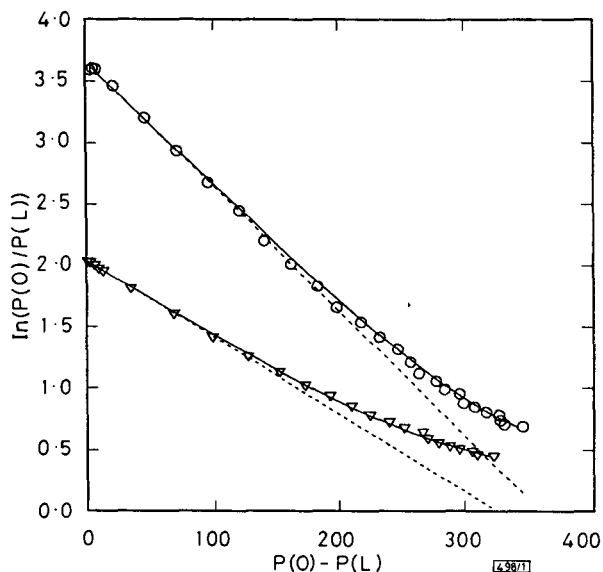


Fig. 1 Attenuation of EDF against absorbed power in fibre

○ measurement points for  $\lambda = 1532\text{nm}$   
 △ measurement points for  $\lambda = 1545\text{nm}$   
 - - - - fit to the linear range for small absorbed power  
 ——— fit to whole measurement range with fibre background loss taken into account

**Results:** Fig. 1 shows two examples of measurement results for the attenuation  $y = \ln[P(0)/P(L)]$  of an Al-Ge-codoped EDF (core diameter:  $2a_c = 2a_p = 2.3\mu\text{m}$ ,  $A_N = 0.35$ ) against the absorbed power  $x = P(0) - P(L)$ . The wavelengths were  $\lambda = 1532$  and  $1545\text{nm}$ . The length of the EDF was  $L = 6.55\text{m}$ . The maximum input power to the EDF was  $700$  and  $850\mu\text{W}$ , for  $1532$  and  $1545\text{nm}$ , respectively. For small absorbed powers  $x$ , the relation between  $x$  and  $y$  is linear. A series expansion of eqn. 5 around  $y = (g_a + \alpha)L$  leads to  $x = -P_{sat}(g_a + \alpha)/g_a[y - (g_a + \alpha)L]$ . This expression was fitted to the linear range of the measurement results. The intercept of the straight line on the  $y$ -axis gives  $(g_a + \alpha)L$ , and the slope gives  $-P_{sat}(g_a + \alpha)/g_a$ . These values were used to fit eqn. 5 in the whole range of the measurement by varying  $\alpha$ . Fig. 1 shows that the introduction of fibre background loss leads to good agreement between theory and experiment. The fitted parameters were  $P_{sat} = 95\mu\text{W}$ ,  $g_a = 0.54\text{m}^{-1}$  and  $\alpha = 0.017\text{m}^{-1}$  for  $\lambda = 1532\text{nm}$ , and  $P_{sat} = 150\mu\text{W}$ ,  $g_a = 0.29\text{m}^{-1}$  and  $\alpha = 0.017\text{m}^{-1}$  for  $\lambda = 1545\text{nm}$ . Although  $\alpha$  is small compared to the erbium absorption constant, this study shows the strong influence on the measurement results. Increasing the input power would lead to a further deviation from the linear range and therefore a higher accuracy for the background absorption constant could be achieved.

**Conclusion:** An explicit analytical solution for the transmission of light through an erbium-doped fibre in the presence of fibre background loss is given. Experimental and theoretical values were compared and showed good agreement; therefore, the background loss in the signal range of an erbium-doped fibre could be determined.

**Acknowledgment:** The author would like to thank G. Grau and W. Freude for fruitful discussions and a critical reading of the manuscript. Thanks are also due to Alcatel-SEL AG, Stuttgart for supplying the prototype erbium-doped fibre.

© IEE 1995

14 August 1995

Electronics Letters Online No: 199519951238

H. Zech (Institut für Hochfrequenztechnik und Quantenelektronik, Universität Karlsruhe, Kaiserstrasse 12, Postfach 6980, D-76128 Karlsruhe, Germany)

## References

- 1 CRAIG-RYAN, S.P., AINSLIE, B.J., and MILLAR, C.A.: 'Fabrication of long lengths of low excess loss erbium-doped optical fibre', *Electron. Lett.*, 1990, 26, pp. 185-186
- 2 AINSLIE, B.J.: 'A review of the fabrication and properties of erbium-doped fibers for optical amplifiers', *J. Lightwave Technol.*, 1991, LT-9, pp. 220-227
- 3 SALEH, A.A.M., JOPSON, R.M., EVANKOW, J.D., and ASPELL, J.: 'Modeling of gain in erbium-doped fiber amplifiers', *IEEE Photonics Technol. Lett.*, 1990, 2, pp. 714-717
- 4 DESURVIRE, E.: 'Analysis of distributed erbium-doped fiber amplifiers with fiber background loss', *IEEE Photonics Technol. Lett.*, 1991, 3, pp. 625-628
- 5 GILES, C.R., and DESURVIRE, E.: 'Propagation of signal and noise in concatenated erbium-doped fiber optical amplifiers', *J. Lightwave Technol.*, 1991, LT-9, pp. 147-154

## Improved bidirectional beam propagation method for analysis of reflection on nonparallel interfaces

G.H. Jin, J. Harari, J.P. Vilcot and D. Decoster

*Indexing terms:* Beam propagation method, Optical waveguide theory

An improved bidirectional beam propagation method (IBBPM) is proposed, to allow the analysis of optical wave reflection and transmission in waveguiding structures with multiple nonparallel interfaces.

**Introduction:** In many cases of waveguiding and wave-coupling, the reflection on multiple interfaces problem must often be dealt with; for example, in semiconductor travelling wave amplifiers [2, 3], and for the power coupling between a laser and optical fibre. The bidirectional beam propagation method (BBPM) [1] can be used to accurately simulate the reflection in waveguiding structures with parallel interfaces. However, this method is not efficient in the case of nonparallel interfaces. The main reason is that the interfaces with large discontinuity of refractive index must be perpendicular to the propagation axis  $Z$  of the beam propagation method, and it is impossible for this condition to hold for two or more nonparallel interfaces. The purpose of this Letter is to propose an improved bidirectional beam propagation method (IBBPM) which is able to solve this problem. Our method is based on an improvement of the reflection operator in BBPM for tilted interfaces. First, we introduce a virtual interface perpendicular to the propagating direction of BPM to replace the tilted interface. Secondly, for this virtual interface, we derive a new expression of the reflection operator. We are then able to treat the tilted interface with classical BBPM. The validity of the improved reflection operator was tested by computing the reflection coefficient of a semiconductor laser with a tilted facet [1]. Finally, we investigate theoretically, for the first time, the influence of the nonparallelism of AR coating films on the facet reflectivity for semiconductor travelling wave amplifiers.

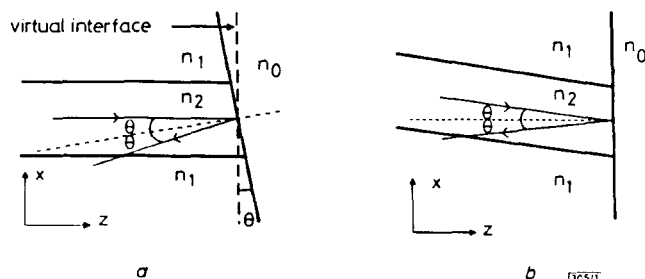


Fig. 1 Co-ordinate systems of IBBPM and BBPM

a For IBBPM  
 b For BBPM

**Description of improved bidirectional beam propagation method:** The algorithm of IBBPM consists of two operators. The first operation is a propagation operator  $P$  which describes a one-directional propagation in the  $x$ - $z$  plan and  $z$ -direction. It is denoted by  $E(x, z + \Delta z) = P\{E(x, z)\}$ . This operator  $P$  implements the BPM [4, 5]. The second operator is the reflection operator  $R$ . For the tilted interface, we introduce a virtual interface perpendicular to the direction of propagation (Fig. 1). Considering the reflected-wave phase and amplitude planes on the real interface, we define a new reflection operator  $R$  for the virtual interface as follows:

$$R\{E^i(x, z)\} = \Delta r(x, z) e^{-i\varphi(x)} F^{-1} \left\langle \underline{E}^i(k_x, z) \underline{r}_0(k_x - k \sin \theta, z) \right\rangle \quad (1)$$

where  $F^{-1}$  denotes the inverse Fourier transform, the underscore denotes the forward Fourier transform,  $k = 2\pi n/\lambda$ ,  $\theta$  is the tilting angle, and  $\varphi(x)$  is the space-dependent phase shift, given by

$$\varphi(x) = 2k \sin \theta (x - x_0) \quad (2)$$

where  $x_0$  is the centre co-ordinate of the field.

$\Delta r(x, z)$  is derived from the space-dependent reflection coefficient:

$$r(x, z) = [n(x, z) - n(x, z + \Delta z)] / [n(x, z) + n(x, z + \Delta z)] \quad (3)$$

$$\Delta r = r(x, z) / r_0 \text{ with } r_0 = \max\{|r(x, z)|, x\} \quad (4)$$

The spectral part  $r_0(k_x, z)$  of the reflection coefficient is expressed as follows:

$$\underline{r}_0(k_x, z) = [K_z - k_{z+\Delta z}] / [k_z + k_{z+\Delta z}] \quad (5)$$

$$k_z = [k^2 n_0^2(z) - k_x^2]^{1/2} \quad (6)$$

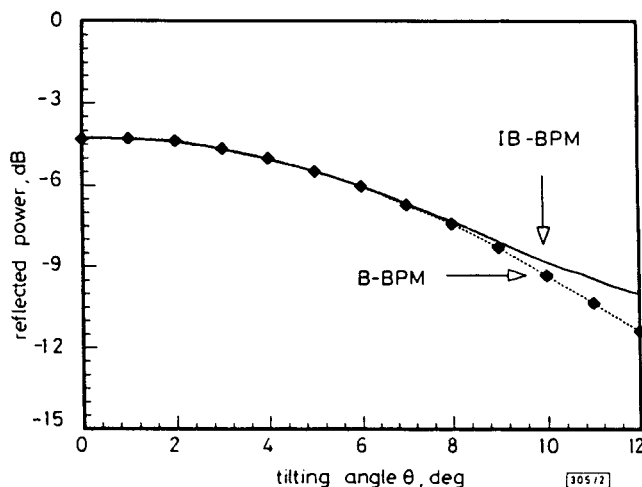
$$k_{z+\Delta z} = [k^2 n_0^2(z + \Delta z) - k_x^2]^{1/2} \quad (7)$$

where  $n_0(z)$  and  $n_0(z + \Delta z)$  are the refractive indices on both sides of the interface at the  $x$  co-ordinate that maximises  $|r(x, z)|$ . In the case  $\theta = 0$ , the expression of the reflection operator  $R$  of eqn. 1 reduces to that given by Kaczmariski *et al.* [1].

The two operators  $R$  and  $P$  give a new self-consistent algorithm. In principle, we can calculate the optical fields propagating in opposite directions and, the reflections on two nonparallel interfaces, and then find the total fields using

$$E(x, z) = \sum E_i^{(+)}(x, z) \times e^{-i\phi_i^{+}(z)} + \sum E_i^{(-)}(x, z) \times e^{-i\phi_i^{-}(z)} \quad (8)$$

where  $E_i^{(+)}(x, z)$  and  $E_i^{(-)}(x, z)$  denote the fields propagating in the positive and negative directions, respectively, after ' $i-1$ ' time reflections, and  $\phi_i^{+}(x, z)$  and  $\phi_i^{-}(x, z)$  are the corresponding phases. In this way, we can simulate reflection and transmission for waveguiding structures with nonparallel interfaces.

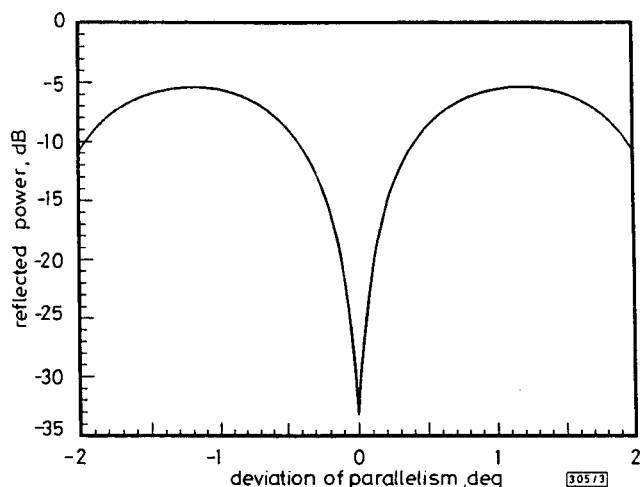


**Fig. 2** Comparison of reflected guided power against tilting angle of laser facet between BBPM [1] and IBBPM for  $\lambda = 0.86 \mu\text{m}$

**Comparison between BBPM and IBBPM:** To verify the reflection operator  $R$  presented in eqn. 1, we considered a semiconductor laser [1], consisting of a symmetric slab waveguide bounded by a plane interface. The adjacent medium on the right is air ( $n_0 = 1$ ).

The thickness of the guiding layer is  $0.4 \mu\text{m}$ , its refractive index is  $n_2 (= 3.6)$  whereas the refractive index of the cladding is  $n_1 (= 3.42)$ . We applied the improved bidirectional BPM to calculate the reflection of the incident  $\text{TE}_0$  mode on the air interface for a tilted facet angle ( $\theta$ ) from  $0^\circ$  to  $12^\circ$ . The computed results were compared with those given in [1] (Fig. 2). This comparison shows that the computed results from IBBPM with reflection operator  $R$  agree well with those obtained by BBPM with  $\theta < 8^\circ$ . That is, the reflection operator  $R$  of eqn. 1 for a tilted interface yields accurate results for a tilting angle  $\theta$  up to  $8^\circ$ .  $8^\circ$  of deviation in parallelism is quite large for most practical cases in optical systems.

**Application to nonparallel facet coated semiconductor amplifier:** In [2, 3], the reflection on a single-layer coating was analysed using the reflection of a plane wave in a Fabry-Pérot interferometer; such a method can not treat the problem of nonparallel coating. The efficiency of BBPM is also limited in the case of nonparallel coating. By means of IBBPM, we investigated the influence of the nonparallelism of AR coating on the reflection coefficient of the  $\text{TE}_0$  mode for a semiconductor travelling wave amplifier [3]. We used the effective index method to obtain the profile of the field, taking into account a rib width of  $1 \mu\text{m}$ . The refractive index of the AR coating is 1.83 and its thickness is  $\lambda_g/4$  ( $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ ). The deviation  $\theta$  of parallelism in AR coating is  $< 2^\circ$ . The dependence of the reflected guided power against  $\theta$  is plotted in Fig. 3. The reflected guided power changes from  $-33.2$  to  $-5.5 \text{ dB}$ .



**Fig. 3** Reflected guided power against nonparallelism in AR coating of laser amplifier

**Conclusion:** An improvement of the bidirectional beam propagation method for nonparallel interfaces in waveguiding structures has been presented. The algorithm was verified by computing reflection of the  $\text{TE}_0$  mode from a semiconductor laser with a tilted facet. The improved-BBPM is applicable to analysing the reflection of some waveguiding configurations such as the monolithic integration of a semiconductor laser and an optical waveguide with many index discontinuities and nonparallel interfaces generating multiple reflections. The method can also be adapted to TM polarisation.

© IEE 1995

28 July 1995

Electronics Letters Online No: 19951237

G.H. Jin, J. Harari, J.P. Vilcot and D. Decoster (Institut d'Electronique et de Microelectronique du Nord, UMR CNRS 9929, DHS, Av. Poincaré BP 69, F-59562 Villeneuve d'Ascq cedex, France)

## References

- KACZMARSKI, P., and LAGASSE, P.E.: 'Bidirectional beam propagation method', *Electron. Lett.*, 1988, **24**, pp. 675-676
- BESSE, P.A., GU, J.G., and MELCHIOR, H.: 'Reflectivity minimization of semiconductor laser amplifiers with coated and angled facet considering two-dimensional profile', *IEEE J. Quantum Electron.*, 1991, **QE-27**, pp. 1830-1836
- FARRIES, M.C., BUUS, J., and ROBBINS, D.J.: 'Analysis of antireflection coating on angled facet semiconductor laser amplifiers', *Electron. Lett.*, 1990, **26**, pp. 381-382

## APPLICATION DE LA BPM À LA MODÉLISATION DE STRUCTURES OPTIQUES INTÉGRÉES À MICRO-MIROIRS

G.H. Jin, J. Harari, J.P. Vilcot, D. Decoster  
Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord  
UMR CNRS 9929  
Département Hyperfréquences et Semiconducteurs  
Domaine Universitaire Scientifique  
de Villeneuve d'Ascq  
BP 69  
59652 Villeneuve d'Ascq Cedex

*Dans cet article, nous présentons l'étude par BPM d'un diviseur optique intégré et d'un interféromètre de type Mach-Zehnder qui comportent des micromiroirs intégrés à 45° réalisés en technologie autoalignée. Les deux dispositifs sont étudiés en filière AsGa. La simulation, effectuée à  $\lambda=1.3 \mu\text{m}$ , nous a permis d'optimiser les différents paramètres de ces deux composants d'optique intégrée. Les résultats obtenus sont respectivement 0.14 et 0.24 dB d'atténuation pour le diviseur et l'interféromètre.*

### APPLICATION OF THE BPM FOR MODELLING OPTICAL INTEGRATED STRUCTURES WITH MICRO-MIRRORS

*In this paper we present the study by BPM of the optical waveguide power splitter and the waveguide Mach-Zehnder interferometer which include 45° integrated mirrors realized by a self-aligned technology. These two components are composed of GaAs based materials. By simulation, we have optimized the parameters of those integrated structures. The insertion losses are -0.14 dB and -0.24 dB for respectively the power splitter and the interferometer.*

### ANWENDUNG DER BPM AUF DIE MODELLGESTALTUNG INTEGRIERTER OPTISCHER STRUKTUREN MIT MIKRO-SPIEGELN

*In diesem Artikel präsentieren wir die Studie mit BPM eines integrierten optischen Teilers und eines Interferometers des Typs Mach-Zehnder, die integrierte, in selbstlinientreuer Technologie gefertigte Mikro-Spiegel bei 45° zulassen. Die beiden Komponenten bestehen aus auf GaAs basierendem Material. Mittels einer Simulation bei  $\lambda=1.3 \mu\text{m}$ , haben wir die Parameter dieser integrierten Strukturen optimiert. Die erhaltenen Ergebnisse haben 0,14 bzw. 0,24 dB Verdünnung für den Teiler bzw. für das Interferometer.*

### APLICACIÓN DE LA BPM A LA CREACIÓN DE MODELOS DE ESTRUCTURAS ÓPTICAS INTEGRADAS A MICRO-ESPEJOS

*En este artículo se presenta el estudio por BPM de un divisor óptico integrado y de un interferómetro de tipo Mach-Zehnder que contienen microespejos integrados a 45° realizados con tecnología de autoalineación. Los dos dispositivos están compuestos de materiales basados en AsGa. La simulación, efectuada a  $\lambda=1.3 \mu\text{m}$ , permitió optimizar los diferentes parámetros de estos dos componentes de óptica integrada. Los resultados obtenidos son respectivamente 0.14 y 0.24 dB de atenuación para el divisor y el interferómetro.*

### APLICAÇÃO DA BPM À MODELIZAÇÃO DE ESTRUTURAS ÓPTICAS INTEGRADAS A MICRO-ESPELHOS

*Neste artigo, apresentamos o estudo por BPM dum divisor óptico integrado e dum interferómetro de tipo Mach-Zehnder que comportam microespelhos integrados a 45° realizados em tecnologia autoalinhada. Estudam-se os dois dispositivos em filieira AsGa. A simulação, efectuada a  $\lambda=1.3 \mu\text{m}$ , permitiu-nos otimizar os diferentes parâmetros destes dois componentes de óptica integrada. Os resultados obtidos são respectivamente 0.14 e 0.24 dB de atenuação para o divisor e o interferómetro.*

#### mots-clés ● keywords

procédés microoptiques ● composants d'optique intégrée ● diviseur optique intégrée ● micro miroirs intégrés ● interféromètre à micro miroirs intégrés  
microoptical processes ● integrated optical components ● optical waveguide power splitter including 45° integrated mirrors ● waveguide interferometer including 45° integrated mirrors

## 1. INTRODUCTION

L'intégration de plus en plus grande des circuits photoniques nécessitera, à l'avenir, des composants d'optique intégrée de plus en plus compacts interconnectés à l'aide de guides optiques. En ce qui concerne les changements de direction, les guides courbes, largement utilisés, ont été beaucoup étudiés jusqu'à présent. Ils présentent l'inconvénient de nécessiter une grande longueur car leur rayon de courbure doit être important (supérieur à  $500 \mu\text{m}$ ) pour éviter des pertes optiques pénalisantes. Le problème est particulièrement crucial dans le cas des guides faiblement confinants. Pour résoudre ce problème, une méthode prometteuse consiste à utiliser des micro-miroirs pour réaliser les changements de direction [1]. Ces micro-miroirs sont réalisés par attaque plasma et utilisent la réflexion interne totale de la lumière à l'interface entre le guide semiconducteur et l'air pour changer de façon abrupte la direction de propagation. Le micro-miroir intégré réalisé en technologie autoalignée et présenté Figure 1 constitue un choix intéressant pour réaliser, par exemple, un diviseur optique ou un interféromètre de type Mach-Zehnder. C'est la raison pour laquelle nous présentons l'optimisation de ces deux composants photoniques en fonction des paramètres qui les caractérisent.

## 2. MÉTHODE DE SIMULATION UTILISÉE

La modélisation de ces composants photoniques a été faite à l'aide d'une Méthode des Faisceaux Propagés à deux dimensions utilisant le schéma des différences finies (2D Finite Difference Beam Propagation Method). Dans une telle modélisation, nous résolvons pas à pas les équations de propagation des modes TE et TM dans la structure guidante. Ces équations sont déduites du formalisme de Maxwell dans le cadre de l'approximation paraxiale. Nous avons :

mode TE

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

mode TM

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

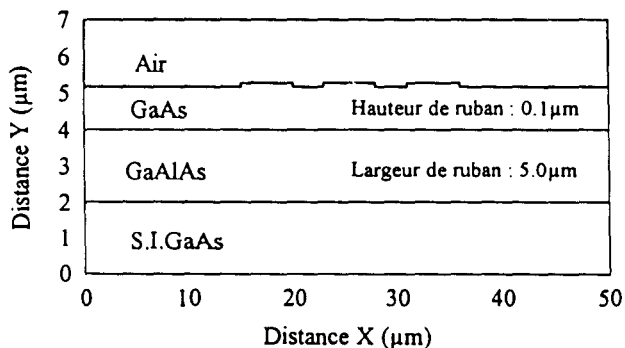


Fig. 2a Structure guidante AsGa/AlGaAs/AsGa dans la zone de couplage

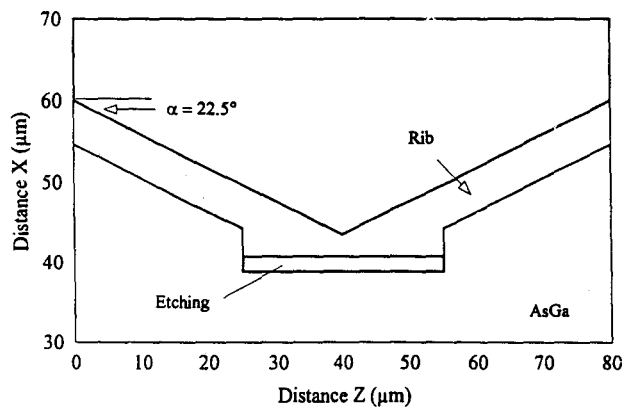


Fig. 1 Schéma du micro-miroir à  $45^\circ$  en technologie autoalignée

où  $E_y$  et  $H_y$  sont les composantes du champ électrique et du champ magnétique de l'onde optique des modes TE et TM qui se propagent dans le guide défini par la distribution d'indice  $n(x, z)$  ;  $z$  est la direction de propagation,  $n_0$  l'indice de référence et  $k_0$  le vecteur d'onde de la lumière dans le vide.

Pour résoudre le problème de façon bidimensionnelle, nous avons utilisé la méthode des indices effectifs afin de convertir le guide optique tridimensionnel en un guide bidimensionnel équivalent.

## 3. STRUCTURES DU DIVISEUR OPTIQUE ET DE L'INTERFÉROMÈTRE DE TYPE MACH-ZEHNDER MODÉLISÉS

La structure des guides est présentée Fig.2a et le schéma du diviseur optique Fig.2b. Ce dernier consiste en un double coupleur suivi de deux micro-miroirs. Dans ce coupleur 1→2, les paramètres (hauteur et largeur de ruban, distance interguide) peuvent être choisis de façon à ce qu'il y ait seulement trois modes TE dans la structure au moment du couplage. Pour obtenir ceci, notre modélisation nous a conduit à choisir une largeur de ruban de  $5 \mu\text{m}$  et une distance interguide de  $3 \mu\text{m}$ . Selon la théorie des modes couplés, l'énergie optique introduite dans le guide central peut être alors complètement redistribuée dans les deux guides latéraux, ceci, après une certaine distance. Cette distance nécessaire à un bon couplage est ici de  $1600 \mu\text{m}$ . A la suite de l'étude de ce diviseur, nous avons simulé l'interféromètre de Mach-Zehnder présenté Fig 3. Il est composé d'un diviseur, de quatre miroirs intégrés, et enfin, d'un coupleur 2→1. Pour ce dernier coupleur, la distance interguide a été choisie de  $5 \mu\text{m}$  de façon à éviter les effets parasites dus à la proximité du miroir et du guide.

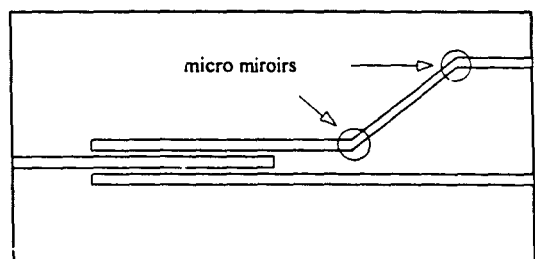


Fig. 2b Schéma du diviseur optique

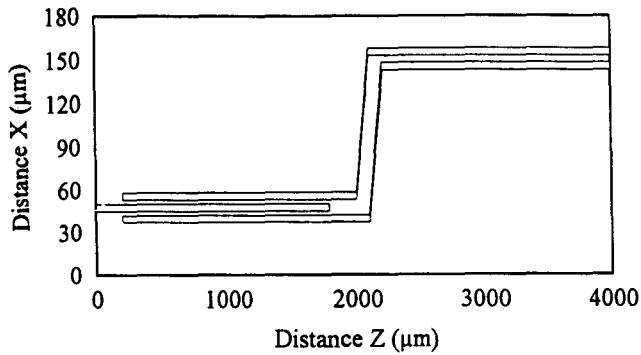


Fig. 3 Vue synoptique de l'interféromètre

#### 4. RÉSULTATS DE SIMULATION

La FD-BPM a déjà été utilisée avec succès pour analyser des miroirs intégrés [2, 3]. Il est nécessaire pour cela, étant donnée l'approximation paraxiale, de modéliser la propagation de la lumière dans la direction des miroirs. C'est pourquoi l'interféromètre a été divisé en trois parties simulées successivement : le diviseur, le domaine des quatre micro-miroirs, et le coupleur 21. Afin de modéliser le domaine des miroirs, l'angle de simulation a été modifié de  $22,5^\circ$ . Puis l'ensemble a été reconstitué par analyse numérique. La précision des calculs, notamment pour la réflexion et la diffraction au niveau des miroirs a exigé un pas transverse  $dx$  égal à

$0,02 \mu\text{m}$ . Le pas  $dz$  a été de  $0,4 \mu\text{m}$ . La distribution de l'énergie optique dans le diviseur est présentée Fig.4.  $P_0$  étant la puissance optique d'entrée, la puissance obtenue sur chaque bras est respectivement de  $0,475.P_0$  et  $0,493.P_0$ . Les pertes sont de 0.14 dB. La dissymétrie entre les puissances de sortie est due aux miroirs intégrés. La distribution de l'énergie optique dans l'interféromètre est présentée Fig.5. La puissance optique récupérée dans le guide de sortie est de  $0,923.P_0$ . Les pertes sont de 0.24dB, essentiellement dues aux micro-miroirs intégrés.

#### Références

- [1] Gini E., Guekos G. & Melchior H., "Low loss corner mirrors with  $45^\circ$  deflection angle for integrated optics", *Elect.Lett.*, vol. 28, pp.499-501 (1992)
- [2] Chung Y. et Dagli N., "Analysis of integrated optical corner reflectors using a finite difference beam propagation method", *IEEE Photon. Tech. Lett.*, vol. 3, pp.150-152 (1991)
- [3] Joannes L., Harari J., Vilcot J.P., & Decoster D., "Analysis of intrinsic losses of  $45^\circ$  self aligned integrated mirror using Finite Difference Beam Propagation Method", *Proc SPIE "Linear and nonlinear integrated optics"* vol 2212, pp.250-258 (1994)

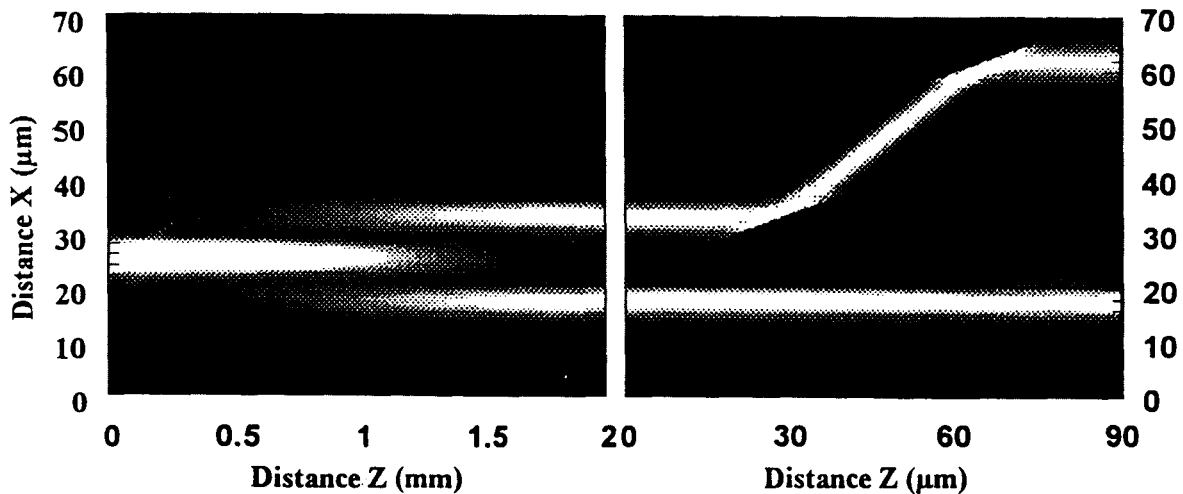


Fig. 4 Distribution d'énergie optique dans le diviseur

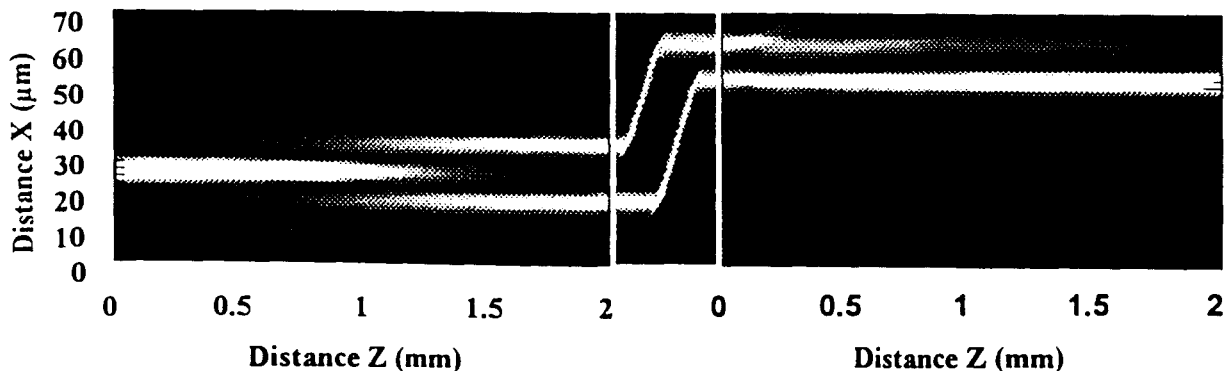


Fig. 5 Distribution de l'énergie optique dans l'interféromètre

# Numerical Analysis of the Radiation Losses Due to Surface Roughness in Integrated Optics Devices

G. H. Jin, J. Harari, L. Joannes, J. P. Vilcot, and D. Decoster

**Abstract**—A numerical model of the surface roughness is simply implemented into the beam propagation method to estimate the radiation losses in integrated optics devices. In this model, the deviation variables of the surface stem from a random generation controlled by the distribution function, and the spacing of deviations on the surface is determined considering their correlation length. The radiation losses due to surface roughness for a planar waveguide are estimated through this model using the FD-BPM scheme and are favorably compared with the ones obtained by another method reported in literature. For a 45° self-aligned integrated mirror made on a dielectric waveguide, the calculated radiation losses agree well with the measured ones.

## I. INTRODUCTION

IN ORDER to fulfill compactness of upcoming optoelectronic integrated circuits as well as photonic ones, the techniques [1]–[3] of integrated optical components, e.g., curved waveguide and integrated mirror, are developed over several years. For integrated optics devices, fabricated using etching and deposition techniques, surface roughness occurs on interface and contributes to the device attenuation through scattering of modal power into radiation. Since this type of loss may be one of the most significant factors determining feasibility and reliability of proposed practical systems, it is interesting to quantify the scattering losses coming from these nonuniformities.

Techniques for analyzing scattering losses due to surface roughness have been developed by several authors using different methods [4]–[6] based on the perturbation analysis of the normal modal field. However, these methods are difficult to apply to most of the integrated optics devices, because of the difficulty to know the modal field in some particular places of the propagation structure, e.g., just near an integrated mirror. The split-step finite-difference beam propagation method (FD-BPM) [7], [8] is one of the numerical methods which is successfully used to calculate the electromagnetic field propagation in inhomogeneous medium and longitudinally varying waveguide structures. The numerical consideration of surface roughness was first introduced in FD-BPM by Chung and Dagli [7] in order to characterize the transmission of a mirror for different roughnesses. However, this approach did not consider the statistic distribution and the correlation characteristics of the surface roughness.

In the present work, a numerical model of surface roughness is proposed and simply implemented in FD-BPM in order to

calculate the radiation losses of a planar waveguide and a 45° self-aligned integrated mirror. The statistic characteristics of roughness are taken into account through the random number generation function controlled by the distribution function and considering the autocorrelation function of the deviations.

## II. MATHEMATICAL DESCRIPTION OF ROUGHNESS

A group of variables  $\{x_i(z_i)\}$  is defined as the local deviation of the perturbed surface from the perfect interface in a two-dimensional (2-D) approach. Hence, assuming a step profile, the refractive index profile is given by

$$n(x_j, z_i) = \begin{cases} n_1, & x_j \geq x_0 + x_i(z_i) \\ n_0, & x_j < x_0 + x_i(z_i) \end{cases} \quad (1)$$

where  $x_0$  is the position of the perfect interface and  $n_1$  and  $n_0$  are, respectively, the refractive indexes of materials on either side of interface.

From a general point of view and as it is commonly accepted [9]–[11], the deviations of surface follow the normal law of distribution and are governed by a Gaussian-type autocorrelation function.

Considering those statistic characteristics of the surface roughness, we followed three principal rules to choose the group of variables  $\{x_i\}$  as numerical model of surface roughness.

- 1)  $x_i$  is a random variable for any position  $z_i$ .
- 2) Variables  $\{x_i\}$  must follow a statistic distribution law, e.g., the normal law.
- 3) The standard deviation  $\sigma$  of roughness and the correlation length  $L_c$  must be taken into account in the variable group  $\{x_i\}$ .

Following these rules, we proposed the following process.

First, we did the discretization of total length  $Z$  of the considered interface

$$z_i = z_m, z_{2*m}, \dots, z_{i*m}, \dots, z_{n*m}, \quad n, m \text{ integer.} \quad (2a)$$

The discretization variable  $\Delta z$  is

$$\Delta z = z_{(i+1)*m} - z_{i*m}. \quad (2b)$$

Using the random function under control of a distribution function (here, normal law) with corresponding standard deviation  $\sigma$ , we chose a group of variables  $\{x_i\}$  as the deviations at  $\{z_{i*m}\}$ .

Secondly, we inserted  $m$  points between  $z_{i*m}$  and  $z_{(i+1)*m}$  points in order to get  $\delta z [= z_{i+1} - z_i = \Delta z / (m + 1)]$  corresponding to the step of BPM, then we gave the deviation

Manuscript received November 28, 1995; revised March 14, 1996.

The authors are with the Institut d'Electronique et Microelectronique du Nord, UMR CNRS 9929, DHS, 59652 Villeneuve d'Ascq cedex, France.

Publisher Item Identifier S 1041-1135(96)06555-X.



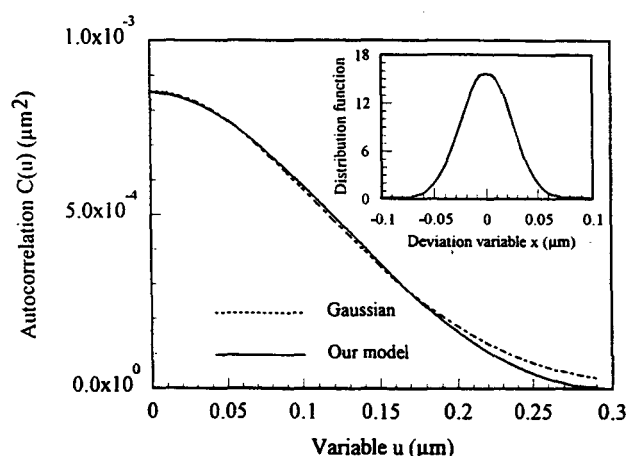


Fig. 1. Distribution and autocorrelation functions of the deviations.

value in each point as

$$x_{i+m+j} = x_{i+m} + \frac{x_{(i+1)*m} - x_{i*m}}{m+1} \times j \times \text{ranval},$$

$$j = 1, 2, \dots, m \quad (3)$$

where ranval is a random variable between  $-1$  and  $1$ .

Thirdly, we calculated autocorrelation function of the deviation variables  $\{x_i\}$  and their correlation length  $L_c$ .

Finally, we modified the value of  $\Delta z$  and restarted at the first step as long as we obtained the expected correlation length. Usually, the longer the correlation length  $L_c$ , the greater is the discretization variable  $\Delta z$ . In Fig. 1, we present the distribution and the autocorrelation functions of the variables  $\{x_i\}$  obtained as above mentioned, when the distribution function is normal:  $\sigma = 0.029 \mu\text{m}$  and  $L_c = 0.16 \mu\text{m}$ .

### III. NUMERICAL CALCULATION AND COMPARISON

#### A. Scattering Losses of Planar Waveguide

The scattering of fundamental mode power in a planar waveguide due to surface roughness has been treated by several authors using different methods [4]–[6]. The attenuation, for  $\text{TE}_0$  mode, due to both side-walls scattering is given by [4]

$$\alpha = \frac{1}{\rho^5 \beta} \frac{v^2 u^2 w}{1+w} \int_0^\pi s(\beta - kn_{cl} \cos \theta) d\theta \quad (\text{cm}^{-1}) \quad (4)$$

where the degree of guidance is  $v = k\rho(n_{co}^2 - n_{cl}^2)^{1/2}$ ,  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\beta$  is the mode propagation constant, and  $\rho$  the half-width of waveguide. The normalized eigenvalues are given by

$$u = \rho(k^2 n_{co}^2 - \beta^2)^{1/2} \quad (5a)$$

$$w = \rho(\beta^2 - k^2 n_{cl}^2)^{1/2} \quad (5b)$$

where  $n_{co}$  and  $n_{cl}$  are, respectively, the core and cladding refractive indexes of the planar waveguide.

The function  $s(\Omega)$  called the spectral density is connected to the autocorrelation function  $C(u)$  through the Fourier transform.

As demonstrator, we compared our model to the radiation mode analysis [4] on a  $4\text{-}\mu\text{m}$ -high planar waveguide in which

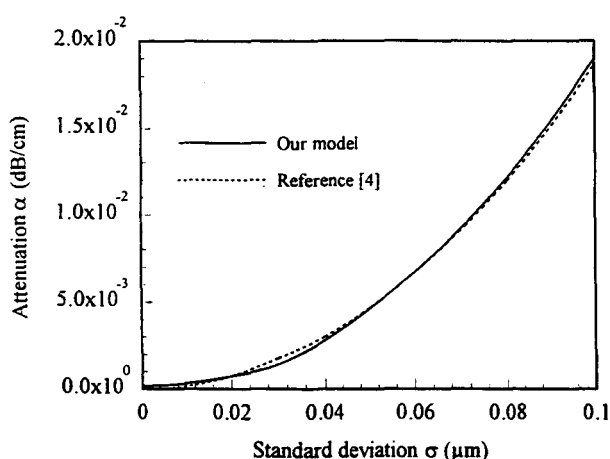


Fig. 2. Comparison of the losses obtained by two methods versus the standard deviation: the correlation length  $L_c$  is equal to  $0.21 \mu\text{m}$ .

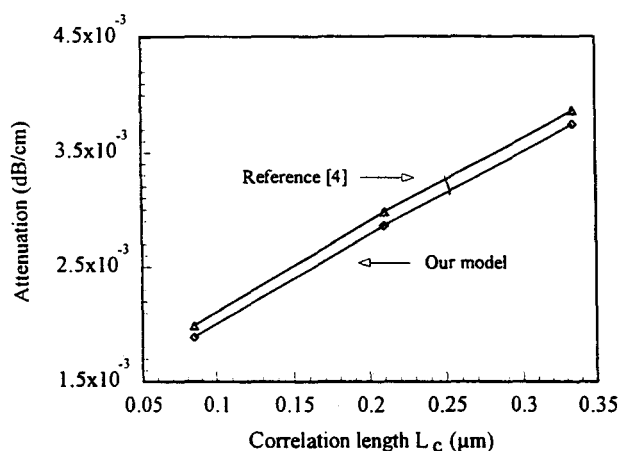


Fig. 3. Comparison of the losses obtained by two methods versus correlation length: the standard deviation  $\sigma$  is equal to  $0.04 \mu\text{m}$ .

the core and cladding indexes are  $1.606$  and  $1.601$ , respectively. This waveguide is monomode for  $1.3\text{-}\mu\text{m}$  wavelength. In a first step, we calculated the attenuation for  $\text{TE}_0$  mode, due to both side-walls, through the relations (4), (5). Then we propagated the normal  $\text{TE}_0$  mode over a distance of  $500 \mu\text{m}$  using the modified finite-difference beam propagation method (MFD-BPM) [8], including the numerical model of surface roughness. Finally, we estimated the loss of  $\text{TE}_0$  mode after propagating over a distance of  $1 \text{ cm}$  in the waveguide. Here, the discretization parameters are  $\Delta x = 0.005 \mu\text{m}$ ,  $\delta z = 0.1 \mu\text{m}$ . Shown in Fig. 2 are the radiation losses (expressed as waveguide attenuation) of  $\text{TE}_0$  mode due to the surface roughness versus the standard deviations for a correlation length  $L_c$  of  $0.21 \mu\text{m}$ . In Fig. 3, we present the comparison of radiation losses of  $\text{TE}_0$  mode as the function of correlation lengths for a common value of standard deviation  $\sigma = 0.04 \mu\text{m}$ .

#### B. Scattering Losses of $45^\circ$ Self-Aligned Integrated Mirror

In this case, the optical waveguide is composed of a core layer made of silicon nitride ( $0.5 \mu\text{m}$ ,  $n = 1.99$ ) sandwiched between two polyimide films ( $1.2 \mu\text{m}$ ,  $n =$

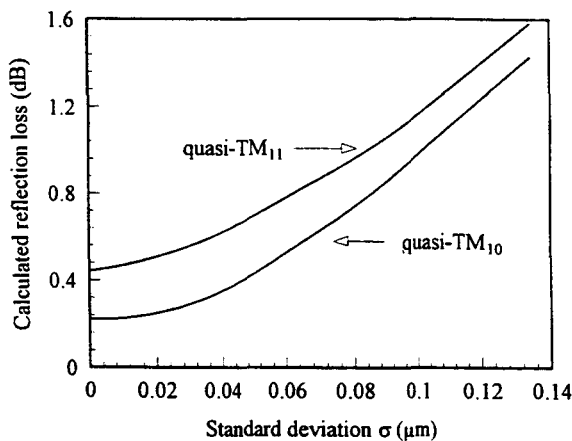


Fig. 4. Calculated reflection losses for quasi-TM polarization modes versus the standard deviation. The experiment value is 0.75 dB [3].

1.70). The fabrication process of the rib waveguide and 45° self-aligned integrated mirror are described elsewhere [3]. Through the effective-index method, the three-dimensional (3-D) rib waveguide and integrated mirror were reduced into an equivalent slab structure. The waveguide is multimode for 0.83- $\mu\text{m}$  wavelength, we must have reconstituted the 2-D equivalent structures, respectively, for quasi-TM<sub>00</sub>, quasi-TM<sub>10</sub>, and quasi-TM<sub>11</sub> modes. We only considered quasi-TM<sub>10</sub> and quasi-TM<sub>11</sub> modes to simulate the reflection on the mirror. The main reason is that the lateral confinement of the rib waveguide is very weak for quasi-TM<sub>00</sub> mode, so the coupled quasi-TM<sub>00</sub> mode power from the optical fiber (5- $\mu\text{m}$  core) injection is negligible after 1 mm of propagation.

By setting the propagation direction of BPM parallel to the reflection surface and numerical model of roughness to the interface, we have calculated the reflection losses of 45° mirror for quasi-TM<sub>10</sub> and quasi-TM<sub>11</sub> modes (0.83- $\mu\text{m}$  wavelength). The discretization parameters are the same as above. In our model, the position of the mirror was exactly the same as the one used for the experimental device, i.e., zero-position corresponds to the intersection of medians of input and output waveguides, and mirror width is 50  $\mu\text{m}$ . The correlation length of roughness on the surface of the integrated mirror cannot be measured directly. So, considering the results already measured [11] for a waveguide fabricated using etching and deposition techniques, the correlation length  $L_c$  of roughness for the mirror was chosen as 0.25  $\mu\text{m}$ . In Fig. 4, we present the reflection losses of mirror versus the standard deviation for quasi-TM<sub>10</sub> and quasi-TM<sub>11</sub> modes.

Generally, other factors contribute to the mirror losses, such as the tilt of the etched facet and the deviations of its position. However, owing to the use the self-aligned technique, the influence of deviation in the position of the mirror is negligible for the integrated mirror. We mentioned that this is a multimode structure of rib waveguide at 0.83- $\mu\text{m}$  wavelength and the lateral confinement for quasi-TM<sub>00</sub> mode

is very weak. So the power transmission in the rib waveguide may be considered as the mixing of quasi-TM<sub>10</sub> and quasi-TM<sub>11</sub> modes. The reflection losses of integrated mirror are the sum of their respective losses weighted by factors which depend on the mode coupling. Taking the standard deviation of roughness to 0.07  $\mu\text{m}$  which is the average deviation estimated on scanning electron microscope observation and the power coupling indexes equal 0.5 for both quasi-TM<sub>10</sub> and quasi-TM<sub>11</sub> modes, the total reflection loss of the mirror is about 0.71 dB. The measured one is 0.75 dB. This tends to show that losses due to the tilt of the reflection facet is very weak, i.e., that tilted angle is very low. In fact, this has been observed on SEM, but the appreciation of tilted angle value is very difficult, especially if it is low.

#### IV. CONCLUSION

The numerical model of surface roughness was successfully and simply introduced in beam propagation method to estimate the radiation losses of integrated optical components. In this model, the deviation distribution and the autocorrelation function of surface roughness have been satisfied with the statistic characteristics. By the association of this model with BPM, we can calculate the radiation losses due to surface roughness in common optical components like planar waveguide, but also calculate scattering losses in varying index structures, such as 45° self-aligned integrated mirrors.

#### REFERENCES

- [1] C. Rolland, G. Mak, K. Fox, D. Adams, A. Springthorpe, D. Yevick, and B. Hermansson. "Analysis of strongly-guiding rib waveguide s-bend: Theory and experiment." *Electron. Lett.*, vol. 25, pp. 1256–1257, 1989.
- [2] E. Gini, G. Guekos, and H. Melchior. "Low loss corner mirrors with 45° deflection angle for integrated optics." *Electron. Lett.*, vol. 28, pp. 499–501, 1992.
- [3] L. Joannes, B. Grimbert, J. P. Vilcot, W. Tchana, and D. Decoster. "Fabrication of low loss 45° integrated mirror on dielectric optical waveguide." *Microwave and Opt. Technol. Lett.*, vol. 9, pp. 353–355, 1995.
- [4] J. P. R. Lacey and F. P. Payne. "Radiation loss from planar waveguide with random wall imperfection." *Proc. Inst. Elect. Eng.*, vol. 137, pp. 282–288, 1990.
- [5] A. W. Snyder. "Radiation losses due to variation of radius on dielectric or optical waveguide." *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-17, pp. 1138–1144, 1970.
- [6] D. Marcuse. "Radiation losses of HE<sub>11</sub> mode of fiber with sinusoidally perturbed core boundary." *Appl. Opt.*, vol. 14, pp. 3021–3025, 1975.
- [7] Y. Chung and N. Dagli. "Analysis of integrated optical corner reflection using a finite difference beam propagation method." *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 3, pp. 150–152, 1991.
- [8] J. Yamauchi, J. Shibayama, and H. Nakano. "Modified finite difference beam propagation method based on the generalized douglas scheme for variable coefficients." *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 7, pp. 661–663, 1995.
- [9] J. A. Ogilvy and J. R. Foster. "Roughness surface: Gaussian or exponential statistics." *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 22, pp. 1243–1251, 1989.
- [10] H. Jujii and T. Asakura. "Surface roughness measurements." *Opt. Commun.*, vol. 11, pp. 35–39, 1974.
- [11] F. Landoucheur, J. D. Love, and T. J. Senden. "Effect of side wall roughness in buried channel waveguide." *Proc. Inst. Elect. Eng.*, vol. 141, pp. 242–248, 1994.

# An Improved Time-Domain Beam Propagation Method for Integrated Optics Components

G. H. Jin, J. Harari, J. P. Vilcot, and D. Decoster

**Abstract**— An improved time-domain beam propagation method based on the propagation of a quasi-rectangular pulse is proposed to analyze and optimize the integrated components in which wide-angle of diffraction or reflection of light are possible. This method can overcome the drawback due to the modification of short pulse during propagation and reflection induced by the numerical errors and slow-varying envelope approximation in the usual TD-BPM. After validating this method for a planar waveguide, three 90° reflections on micromirrors are simulated.

**Index Terms**— FDTD method, integrated optics, numerical analysis, optical propagation.

## I. INTRODUCTION

THE ANALYSIS and simulation of optical wave propagation are essential for the design and prediction of the performance of integrated optics devices. Beam propagation methods (BPM's) have been well established to analyze the optical propagation in such components. The original BPM was subjected to paraxial and scalar field approximations. Recently, new BPM codes have been developed for the finite-difference, vectorial, wide-angle analysis and discrete reflections [1]–[5]. Concerning the wide-angle or the discrete reflections BPM algorithms, the interface with large discontinuity of refractive index must be perpendicular or parallel to the direction of BPM. Pivoting the waveguide regard to  $z$  can be an alternative [6], but it leads to other drawback and is anyway limited in many cases. Lately, under the approximation of slow-varying envelope, a short pulse propagation has been applied to the wave equation simultaneously leading to an algorithm suitable for studying forward propagation, wide angle of diffraction and reflection [7], [8]. Using this algorithm for propagation and reflection modeling, we found that the longitudinal distribution of pulse amplitude alters as simulation goes on. Generally, the distribution of reflected pulse amplitude depends only on the spectrum of reflection at the interface. While, the modification of pulse mentioned above is related to the discretization of space and time. Hence, it leads to uncertainties in predicting and optimizing optical wave behavior in optical components.

In this letter, we propose an improved time-domain beam propagation method based on the extension of the propagation of short pulse to the one of long quasi-rectangular wave. The principle is to consider that the long quasi-rectangular pulse

enters at one side of integrated optics component, propagates, and then goes out. If the duration of rectangular pulse is much longer than the propagating time of light through the whole component, as in FD-BPM, the stable distribution of optical field is obtained and the device behavior can be estimated.

## II. DESCRIPTION OF THE METHOD

From the Maxwell's equation of optical wave in a nondispersive media, the wave equation may be written as

$$\nabla \times \nabla \times \vec{\Psi} + \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{\Psi}}{\partial t^2} = 0 \quad (1)$$

where  $\varepsilon$  is the relative dielectric constant and  $c$  the speed of light in vacuum. Since the pulse is considered to be centered at a frequency  $\omega$ , this fast frequency is extracted to identify a slow-varying envelope of wave as follows:

$$\vec{\Psi}(r, t) = \vec{E}(r, t) \cdot e^{-j\omega t}. \quad (2)$$

For an optical pulse with more than few optical cycles, with the slow-varying envelope approximation, the second-order equation in time is now reduced to a first-order equation as follows:

$$-2j \frac{\omega \varepsilon}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = -\nabla \times \nabla \times \vec{E} + \frac{\omega^2 \varepsilon}{c^2} \vec{E}. \quad (3)$$

For a predominantly TE-polarized propagating pulse in a planar wave-guide formed by index variation along  $x$  and  $z$ , (3) becomes

$$-2j \frac{\omega n^2}{c^2} \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + k_0^2 n^2 E \quad (4)$$

where  $k_0$  is the wave vector in vacuum and  $n$  is the refractive index distribution.

Formula (4) can deal with any angle of diffraction and reflection since no paraxial approximation about the propagation of wave is made. However, due to the modification of the longitudinal distribution of pulse amplitude resulting from the numerical errors and the slow-varying envelope approximation presented in the next section, it is very difficult to use the propagation of short-pulse for the prediction of performance of integrated optics components. In order to get them anyway, we propose to substitute a quasi-rectangular pulse for the short-pulse, so that a stable distribution of optical field can be obtained for the duration of pulse longer than the time of

Manuscript received July 30, 1996; revised November 15, 1996.

The authors are with the Institut d'Electronique et de Microelectronique du Nord, UMR CNRS 9929, DHS, BP 69, 59652 Villeneuve d'Ascq Cedex, France.

Publisher Item Identifier S 1041-1135(97)01917-4.

light passing through the whole component. The initial field at  $t = 0$  is taken as

$$E(x, z) = E_0(x) \cdot f(z) \quad (5a)$$

$$f(z) = \exp\left(-\frac{z^2}{d_z^2}\right) \cdot \exp(j \cdot k_z z), \quad z \geq 0 \quad (5b)$$

where  $k_z = k_0 n_{\text{eff}}$ ;  $E_0(x)$  is the transverse distribution function of field, e.g., Gaussian function. For the period of times  $t > 0$ , the field in the input edge of computational window ( $z = 0$ ) is given as

$$E(x, 0) = E_0(x) \cdot \exp(j \cdot \phi(t)) \quad (6a)$$

$$j \cdot \phi(t) = \ln \left( \frac{E(x_0, z_1)}{|E(x_0, z_1)|} \right) \Big|_t - j \cdot k_z \Delta z, \quad z = 0 \quad (6b)$$

where  $x_0$  is center of  $E_0(x)$  function.

On the other edges of the computational window, a transparent boundary condition is implemented [9]. It allows the traveling waves to pass through the edges. For instance, near the boundary, the field amplitude should satisfy

$$\frac{\partial E}{\partial R_n} = -j \cdot k_n E \quad (7)$$

where " $R_n$ " represents the normal derivative, and  $k_n$  the normal component of wave vector in the boundary which is computed from the previous step.

### III. NUMERICAL RESULTS

The implicit alternating-direction method [10] can be applied to lead to a program suitable for (4). Essentially, the principle is to employ two different equations that are used in turn over successive time-steps each of duration  $\Delta t/2$ . The first equation is implicit only in the  $x$ -direction and the second only in the  $z$ -direction. The first implicit step is solved for the intermediate values  $E^*$ , which are then used in the second implicit step, thus, leading to the solution  $E$  at the end of the whole time interval  $\Delta t$ . The stability of this procedure is unconditionally stable and nondissipative for any values of  $\Delta t$ , so that theoretically speaking, the nonphysical power loss will be eliminated. The convergence occurs with a discretization error  $O[a(c\Delta t)^2 + (\Delta x)^2 + (\Delta z)^2]$ .

To validate this method, a long quasi-rectangular pulse described by (5) and (6) is used and propagated in a 2-D-straight waveguide which is composed of indices 1.70 and 1.75, and  $2 \mu\text{m}$  width of guiding layer. The transverse profile of initial field is the modal one, the pulse front is Gaussian with a half-width longer than few wavelengths. Firstly, we estimated the passing energy at the end of waveguide for different times. Fig. 1 shows the time evolution of normalized passing energy. Of course, the longitudinal distribution of pulse front is no longer Gaussian, moreover, the peak and the change of the pulse front are related to the discretization of time and space. After a duration of time, the passing energy in the waveguide is stable and tends to be between 0.995 and 0.997. Secondly, the transverse profile of the field is tested versus the propagation distance by calculating the

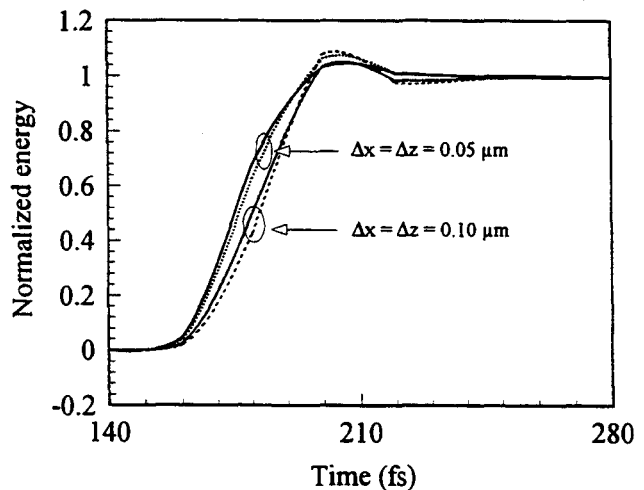


Fig. 1. Time evolution of normalized passing through energy at the exit of the waveguide. Solid lines:  $\Delta t = 0.1$  fs, dash lines:  $\Delta t = 1.0$  fs.

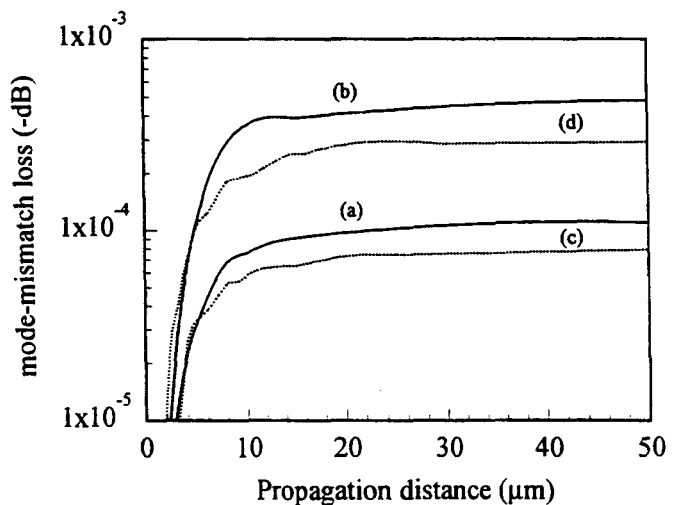


Fig. 2. Mode-mismatch loss between the field  $E_d$  at the position  $z = d$  and the modal one  $E_i$  versus the propagating distance. (a):  $\Delta x = \Delta z = 0.05 \mu\text{m}$ , (TD-BPM); (b):  $\Delta x = \Delta z = 0.1 \mu\text{m}$ , (TD-BPM); (c):  $\Delta x = 0.05 \mu\text{m}$ ,  $\Delta z = 0.2 \mu\text{m}$ , (FD-BPM); (d):  $\Delta x = 0.1 \mu\text{m}$ ,  $\Delta z = 0.2 \mu\text{m}$ , (FD-BPM).

mode-mismatch loss with

$$\xi = -10 * \log \left[ \frac{\left| \int E_d E_d^* dx \right|^2}{\int E_d E_d^* dx \cdot \int E_i E_i^* dx} \right] \quad (8)$$

where  $E_d$  and  $E_i$  are respectively the field at the position  $z = d$  and input modal one;  $E^*$  represents the conjugation of  $E$ . The calculated results are presented in the Fig. 2. As comparison, the mode-mismatch losses calculated with FD-BPM are also presented in Fig. 2. Obviously, as like as in FD-BPM, our algorithm has well preserved the profile of field during the propagation. It means that the numerical errors in TD-BPM are of same magnitude as in FD-BPM.

For additional test, the  $90^\circ$  light turn on a micromirror is simulated by our method. The flux of energy in the waveguide after reflection is calculated versus the time, the results are shown in Fig. 3. The pulse front has been modified on reflection much more than in the previous case. Usually, the

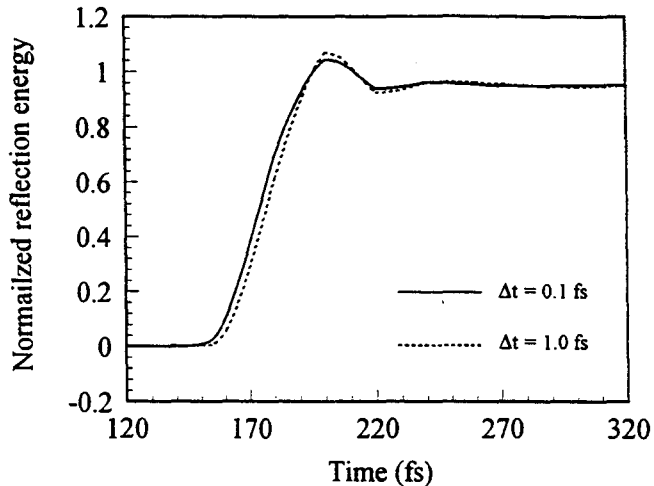


Fig. 3. Evolution of normalized energy of reflection on micromirror versus the time. Solid lines:  $\Delta t = 0.1$  fs, dash lines:  $\Delta t = 1.0$  fs.

spectrum of reflection at the interface does not affect the profile of the pulse front in the case of total reflection. So the modification comes from the numerical errors and the approximation of slowly-varying envelope. The flux of energy in the waveguide was going to be stable after one duration of time. The loss of reflection due to the micromirror is  $-0.141$  dB, comparable with the  $-0.139$  dB obtained by the wide-angle propagation analysis [5].

From these above results, we can conclude that there is a modification of the pulse front, not only in the propagation but also in the reflection, which arises from the numerical errors and the approximation of slowly-varying envelope. The discretization of space and time is the main source of this modification, it leads to the difficulties in using the propagation of short-pulse to estimate the performance of integrated optics components. This disadvantage can be overcome using the propagation of a long quasi-rectangular pulse. In this algorithm, the numerical error is quite small, and the energy well preserved. At the most important point, owing to the stable flux of energy after a duration of time, the performance of integrated optics components can be predicted and optimized. As the end of this section, we used the improved TD-BPM to simulate three  $90^\circ$  reflections of light on integrated mirrors. The result is shown on the Fig. 4. The window of simulation is  $40 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$ ;  $\Delta x = \Delta z = 0.1 \mu\text{m}$ ; the guide width is  $2 \mu\text{m}$ , the indices of guide and mirror are, respectively,  $n_1 = 1.75, n_2 = 1.70, n_0 = 1.0$ , the total transmission loss after three  $90^\circ$  reflections is  $-0.468$  dB.

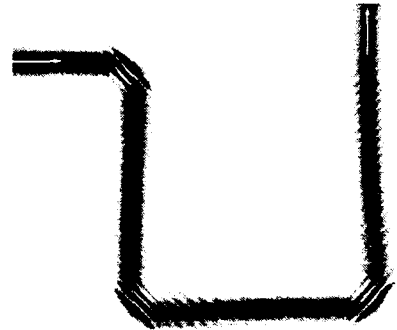


Fig. 4. Distribution of optical intensity in the integrated optical circuit with three micromirrors.

#### IV. CONCLUSION

The improved TD-BPM, based on the propagation of a quasi-rectangular pulse, has been proposed to analyze and optimize the integrated optics components in which wide-angle of diffraction and reflection of light are possible. This method keeps the advantages of TD-BPM with the short pulse and overcomes its difficulties incoming from numerical errors and slow-varying envelope approximation. Jointly with FD-BPM, this method can be widely used in the analysis of integrated optics components.

#### REFERENCES

- [1] Y. Chung and N. Dagli, "An assessment of finite difference beam propagation method," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 26, pp. 1335-1339, 1990.
- [2] W. Huang, C. Xu, S. T. Chu, and S. K. Chaudhuri, "The finite difference vector beam propagation method: Analysis and assessment," *J. Lightwave Technol.*, vol. 10, pp. 295-305, 1992.
- [3] D. Yevick and M. Glasner, "Analysis of forward wide-angle light propagation in semi-conductor rib waveguide and integrated-optic structure," *Electron. Lett.*, vol. 25, pp. 1611-1613, 1989.
- [4] G. R. Hadley, "Wide-angle beam propagation using Padé approximant operators," *Opt. Lett.*, vol. 17, pp. 1426-1428, 1992.
- [5] P. Kaczmarek and P.E. Lagasse, "Bidirectional beam propagation method," *Electron. Lett.*, vol. 24, pp. 675-676, 1988.
- [6] Y. Chung and N. Dagli, "Analysis of integrated optical corner reflector using a finite difference beam propagation method," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 3, pp. 150-152, 1991.
- [7] R. Y. Chan and J. M. Liu, "Time-domain wave propagation in optical structures," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 6, pp. 1001-1003, 1994.
- [8] P. L. Liu and F. S. Choa, "Slow-wave finite-difference beam propagation method," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 7, pp. 890-892, 1995.
- [9] G. R. Hadley, "Transparent boundary condition for the beam propagation method," *IEEE J. Quantum. Electron.*, vol. 28, pp. 363-370, 1992.
- [10] B. Carnahan, H. A. Luther, and J. O. Wilks, *Applied Numerical Methods*. New York: Wiley, 1969, pp. 452-453.

## Abstract

In the development of integrated optoelectronic and photonic devices for optical communication network, numerical analysis and simulation are attractive tools of exploring and optimizing designs before fabrication and shortening the design cycle. In this thesis, we present the new techniques of simulation based on the Beam Propagation Method (BPM), as well as their applications to some photonic and optoelectronic components. These numerical tools are perfectly adapted to personal computers (PC) in which the memory volume and the calculation speed are being constantly raised.

In the first part of thesis, starting from the Beam propagation Method (BPM), we implemented a new algorithm for the 3D-Vectorial wave equation based on the alternating direction implicit method (ADI) to analyze the optical wave propagation. The numerical examinations pointed out that the algorithm was quick, accurate and stable. This algorithm was also adapted to cylindrical coordinates to simulate the wave propagation in bent waveguides. Additionally, in order to treat the multiple-reflections at the interfaces oriented in arbitrary direction, we improved the Beam Propagation Method in the Time Domain (TD-BPM). Accompanying with the BPM, the Improved TD-BPM can be widely used in analysis of the performances of integrated optical components.

In the next, we treated the frontal reflections and modeled the performances of AR-coating and multiple layer structures by means of the Beam Propagation Method based on the Fast Fourier Transform (FFT-BPM), as well as the Bi-directional BPM (B-BPM). We also introduced a new approach for Bi-directional Beam Propagation Method (B-BPM) to study the reflections at the non-parallel interfaces. All these realized tools made us possible to explore a monolithic integration of a semiconductor laser and dielectric waveguide through the simulation of the multiple reflections between the etching facet of laser and dielectric waveguide. The simulation results pointed out that the diffraction of the laser beam compelled us to choose the waveguide with great contrast of indices.

In the last, we conceived a Mach-Zehnder type of interferometer integrated on GaAs substrate, which is contributed to a system based on the modulation of coherent guided optical wave. The remarkable element in this interferometer is the small radius of bent waveguide in which the strongly lateral confinement diminish the power loss in the propagation and the interconnection of straight and bent waveguides. Meanwhile, a numerical model of surface roughness was implemented in the Finite-Difference Beam Propagation Method (FD-BPM) to analyze the radiation loss due to surface roughness in integrated optics devices.

**Key words:** Numerical simulation, Photonic circuits, BPM, Integrated optics, Guided wave, Reflection, Interferometer

