

**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE  
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR  
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE  
UNIVERSITE MENTOURI - CONSTANTINE**

**FACULTE DES SCIENCES DE L'INGENIEUR  
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE  
ECOLE DOCTORALE DES TECHNOLOGIES ET  
DES APPLICATIONS SPATIALES  
Laboratoire Electromagnétisme**

**N<sup>0</sup> D'ordre :  
Série :**

***MEMOIRE***

Présenté en vue de l'obtention du diplôme de MAGISTER  
En **ELECTRONIQUE**

***OPTION : TELECOMMUNICATIONS SPATIALES***

*Présenté PAR:*

**Boudelal Riad**

***Thème***

**ETUDE DE COUPLAGE D'UN GUIDE  
D'ONDES AVEC UNE FIBRE OPTIQUE  
APPLICATION EN OPTIQUE INTEGREE  
POUR LES TELECOMS OPTIQUES**

*Soutenu le : 05 /12 / 2010*

**DEVANT LE JURY:**

<u>Président:</u>	Mr M.L RIABI	Prof	Univ.Constantine
<u>Rapporteur :</u>	Mr M. BOUCHEMAT	Prof	Univ.Constantine
<u>Examineurs</u>	Mme T. BOUMAZA	Prof	Univ.Constantine
	Mr M BENSLAMA	Prof	Univ.Constantine

*A Mes Parents*

*A toute ma famille*

*A tous mes chers amis*

## *Remerciements*

Le travail de thèse rapporté dans ce mémoire a été effectué au sein du laboratoire d'Optoélectronique et Laboratoire d'électromagnétisme. C'est pourquoi mes remerciements vont en premier lieu à mon directeur de thèse le professeur **M. BOUCHEMAT**. Qu'il trouve ici l'expression de ma grande gratitude pour avoir su me faire profiter de son expérience scientifique avec beaucoup de compétence et d'efficacité.

J'exprime ma profonde reconnaissance à monsieur le professeur **M.L RIABI** pour l'honneur qu'il m'a fait d'accepter de présider le jury de cette thèse.

Je tiens à remercier monsieur **M BENSLAMA**, professeur à l'université de Constantine d'avoir accepté de juger ce travail.

Je remercie également madame **T. BOUMAZA** professeur à l'université de Constantine pour sa participation au jury et l'intérêt qu'elle a bien voulu porté à ce travail.

L'ensemble de mes collègues de l'école doctorale des télécommunications et d'applications spatiales EDTAS trouveront ici l'expression de toute ma sympathie, pour avoir su me soutenir et m'encourager au cours de ce dur labeur.

Enfin je remercie toute personne ayant de près ou de loin contribué à l'élaboration de ce modeste travail et l'ensemble des enseignants qui ont assuré notre formation durant toutes ces années d'étude.

# *Sommaire*

# Table Des Matières

Introduction générale .....	01
<b>Chapitre I</b> <i>Bases théoriques du guidage de la lumière</i>	
<b>I.1 Introduction</b> .....	03
<b>I.2 Différents types de Guide d'ondes optiques</b> .....	03
<b>I.2.1 Guides d'ondes planaires</b> .....	04
<b>I.2.1.1 Guides d'ondes plans à saut d'indice</b> .....	05
<b>I.2.1.1.1 Approche d'optique géométrique</b> .....	05
<b>I.2.1.1.2 Approche d'optique ondulatoire</b> .....	08
<b>a. Notion de mode</b> .....	09
<b>b. Différentes polarisations d'une onde électromagnétique</b> ...	11
<b>I.2.1.2 Guide d'ondes planaires à gradient d'indice (indice variable)</b> ...	12
<b>I.2.2 Guide d'ondes à largeur limités (bidimensionnels)</b> .....	12
<b>I.2.2.1 Méthode des indices effectifs</b> .....	13
<b>I.3 Matériaux pour l'optique guidée</b> .....	14
• Les diélectriques.....	15
• Les semi-conducteurs (SOI).....	15
<b>I.3.1 Procédés de fabrication du SOI</b> .....	15
<b>I.4 Les fibres optiques</b> :.....	19
<b>I.4.1 Généralités</b> :.....	19
<b>I.4.2 Différents types de fibres</b> :.....	20
<b>I.4.2.1 Fibres à saut d'indice</b> :.....	20
<b>I.4.2.2 Fibre à saut d'indice monomode</b> .....	21
<b>I.4.2.3 Fibre à saut d'indice multimode</b> .....	21

I.4.2.2 Fibre multimode à gradient d'indice .....	22
I.4.3 Ouverture numérique :.....	22
I.4.4 Modes dans une fibre :.....	24
I.4.4.1 Mode de gaine :.....	24
I.4.4.2 Modes de propagation :.....	25
I.4.5 Dispersion dans une fibre :.....	25
I.4.5.1 La dispersion intermodale :.....	26
I.4.5.2 La dispersion chromatique :.....	27
I.4.5.2.1 la dispersion du matériau : .....	27
I.4.5.2.2 la dispersion du guide .....	27
I.4.6 Atténuations dans fibre optique :.....	28
I.4.7 Matériau pour les fibres optiques :.....	28
I.4.8 Conclusion.....	28
 <b>Chapitre II <i>Principe de couplage et présentation générale de l'outil de simulation</i></b>	
<b><i>"Beamprop"</i></b>	
II-1 Introduction.....	30
II-2 Les différents types de couplage.....	30
II-2-1 Couplage par prisme :.....	30
II-2-2 Couplage par réseau de diffraction :.....	31
II-2-3 Couplage en bout :.....	32
II-2-4 Couplage par transition :.....	32
II-3 Le simulateur" BEAMPROP" .....	35
II-4 Présentation générale de l'outil de simulation" BEAMPROP" .....	35
II.5. La Methode De Propagation De Faisceau (BPM) :.....	37
II.5.1. BPM Scalaire, paraxiale:.....	37
II.5.2. Solution numérique et conditions aux limites :.....	40
II.5.3. BPM Vectorielle : .....	41

II.5.4. BPM grand-angle.....	43
II.5.5. Bi-directionnelle BPM.....	44
II.5.6. Techniques BPM supplémentaires.....	46
II.5.7. Mode Résolution via BPM.....	46
II.6. Philosophie générale pour sélectionner des paramètres de simulation	
« BeamProp ».....	49
II.7 Conclusion.....	52

### Chapitre III *Simulation des transitions et interprétations des Résultats*

III-1 Introduction .....	54
III-2-1 Caractéristiques de la fibre optique .....	54
III-2-2 Caractéristiques du guide d'onde rib :.....	55
III-2-3 Propriétés de la transition .....	56
III-3 Transition Quadratique:.....	57
III-3-1 Les pertes de propagation:.....	58
III-3-2 La puissance transmise:.....	59
III-3-3 Les pertes d'insertion.....	60
III-3-4 La longueur optimale.....	61
III-4 Transition exponentielle:.....	64
III-4-1 Les pertes de propagation.....	65
III-4-2 La puissance transmise.....	66
III-4-3 Les pertes d'insertion.....	67
III-4-4 La longueur optimale:.....	67
III-5 Transition linéaire (10 um):.....	69
III-5-1 Les pertes de propagation:.....	70
III-5-2 La puissance transmise:.....	71
III-5-3 Les pertes d'insertion:.....	71

III-5-4 La longueur optimale:.....	72
III-6 Transition linéaire (FO 8 um):.....	74
III-6-1 Les pertes de propagation:.....	75
III-6-2 La puissance transmise:.....	76
III-6-3 Les pertes d'insertion:.....	77
III-6-4 La longueur optimale:.....	77
III-7 Validation des résultats:.....	78
Conclusion Générale .....	79

## **Bibliographie**



# *Introduction Générale*

## Introduction Générale

L'optique intégrée est en pleine expansion, les développeurs de circuits d'optique intégrée (IOCs) essayent de faire coexister plusieurs fonctions de traitement de la lumière sur une seule plateforme, par analogie avec les circuits à semi-conducteur, en utilisant les mêmes processus que ceux exploités pour fabriquer les circuits électroniques.

Les puces (POCs) d'optique planaire incorporent des composants optiques fonctionnels, comme les guides d'ondes pour acheminer la lumière d'un endroit à un autre, les filtres, les miroirs et lentilles pour modifier la forme de la lumière.

Les matériaux à faible contraste d'indice de réfraction ne sont pas optimaux pour les (POCs), par contre les matériaux à fort contraste d'indice de réfraction offrent un fort confinement de la lumière dans de petites dimensions. Ce confinement permet la miniaturisation des dispositifs optiques à des dimensions comparables à la longueur d'onde de la lumière confinée. Par conséquent, permet une densité d'intégration de ces dispositifs optiques dans une puce de très petite dimension.

Les fibres optiques forment l'épine dorsale des réseaux de télécommunications actuels, elles transmettent les données sur de longues distances avec un débit très élevé et une large bande passante.

Du point de vue interconnexion, on n'a pas besoin uniquement de faire circuler la lumière entre les éléments d'une même puce optique, mais également de la fibre à la puce et vice versa.

La réalisation du couplage fibre optique guide d'onde n'est pas aisé, à cause de la différence de dimensions entre ces dispositifs, par conséquent le transfert direct de la lumière entre ces derniers, entraîne des pertes très élevées. La solution qu'on adopte pour cette problématique est d'utiliser une transition entre la fibre et le guide d'onde, ceci fait l'objet de notre étude.

Notre travail est structuré en trois chapitres résumés dans les paragraphes suivants :

Le premier chapitre présente les différents types de guide d'ondes ; planaires est bidirectionnels, ainsi que le principe de base du guidage de la lumière suivant deux approches

géométrique (réflexion totale) et ondulatoire en mettant en évidence les équations de Maxwell et leurs solutions, par la suite nous décrivons la technologie SOI et le processus de fabrication d'un guide en SOI. On présente les différents types de fibre optique, le phénomène de dispersion et ses origines, et les causes de différentes pertes possibles.

Dans le deuxième chapitre, on va étudier trois différents types de couplage à savoir : le couplage par prisme, le couplage par réseau de diffraction et le couplage en bout. Ensuite on introduit le logiciel de simulation BeamProp basé sur la BPM, on décrit la BPM de base et ses extensions (BPM pleine vectorielle, BPM à grands angles, BPM bidirectionnelles) utilisées par le programme de calcul de la propagation des ondes monochromatiques ainsi que les méthodes de résolution des modes guidés (méthode de corrélation, BPM à distance imaginaire). Enfin on indique la démarche à suivre quant au choix des valeurs des paramètres de simulation par le logiciel BeamProp.

Le troisième chapitre est consacré aux simulations du couplage entre une fibre optique monomode (8-10  $\mu\text{m}$ ) et d'un guide d'onde en arrêt RIB monomode en utilisant trois types de transitions :

- ✓ Transition latérale et verticale quadratiques
- ✓ Transition latérale et verticale exponentielles
- ✓ Transition latérale et verticale linéaires

Une conclusion s'impose à la fin de ces chapitres.

# Chapitre I

*Bases théoriques du guidage de  
la lumière*

## **I.1 Introduction :**

Le guide d'onde optique est un des fondements du développement de l'optique intégrée dans divers domaines, comme la communication optique, le traitement du signal optique, ou l'informatique optique. Il s'applique dans des fonctions de couplage, de modulation, de multiplexage, d'amplification.

## **I.2 Différents types de Guide d'ondes optiques :**

Un guide d'ondes optique est défini comme une structure permettant de confiner et de guider de la lumière. En principe l'effet de confinement dans un guide donne lieu à de grandes densités d'énergie pour de faibles puissances de pompe. Cela ouvre la voie par exemple à la réalisation de lasers avec un seuil d'émission très bas. [1]

Il existe actuellement deux approches qui permettent d'étudier la propagation de la lumière dans un guide d'onde :

- Une description géométrique basée sur la théorie des rayons lumineux.
- Une méthode plus rigoureuse basée sur la résolution des équations de Maxwell.

Les deux approches montrent que, moyennant la réalisation de certaines conditions, la lumière peut se propager dans un guide, grâce au phénomène de la réflexion totale.

Il y a différentes types de géométries de guides optiques :

- Guides d'ondes à une dimension (planaires)
- Guides d'ondes à deux dimensions (bidimensionnelles).

Elles sont présentées schématiquement dans la figure I-1. Si la variation d'indice de réfraction en fonction de la profondeur est abrupte, on parle de guides à saut d'indice, si elle varie graduellement avec la profondeur ce sont des guides à gradient d'indice.

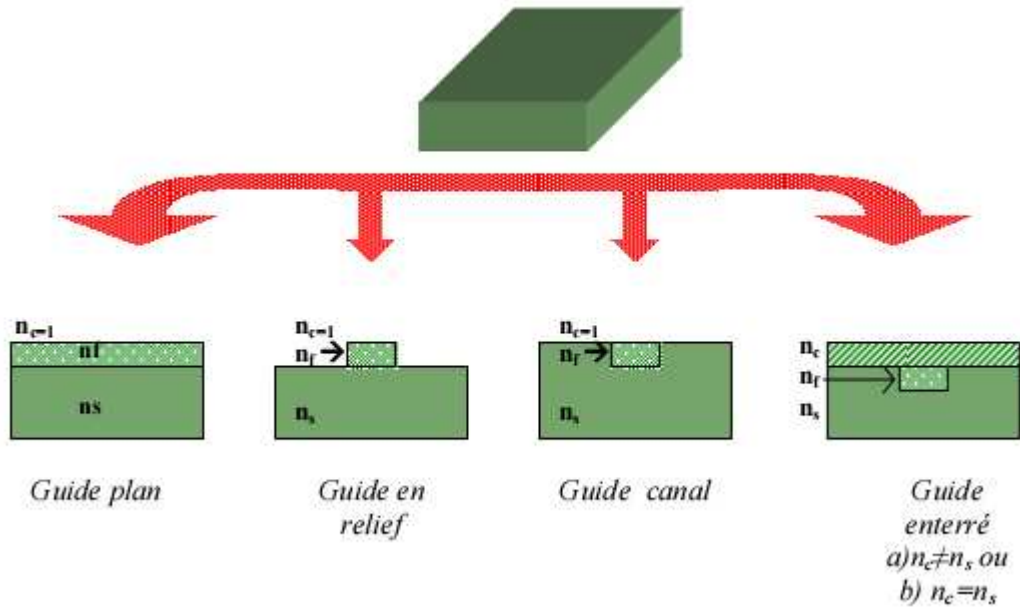


FIGURE. I-1 – Différents types de guides d'ondes

### I.2.1 Guides d'ondes planaires :

La configuration la plus simple d'un guide d'onde plan est un empilement de trois couches de matériaux d'indices de réfraction différents. La lumière se propage préférentiellement dans la zone centrale d'indice  $n_f$  si celle-ci est entourée de deux couches : une couche inférieure de substrat d'indice de réfraction  $n_s$  et une couche supérieure de couverture d'indice de réfraction  $n_c$  (figure I-2). La lumière est confinée selon l'axe vertical ( $x$ ) et se propage dans la direction ( $z$ ). Du fait de l'invariance de cette structure dans la direction ( $y$ ), la lumière ne peut être confinée dans cette direction. [2,3]

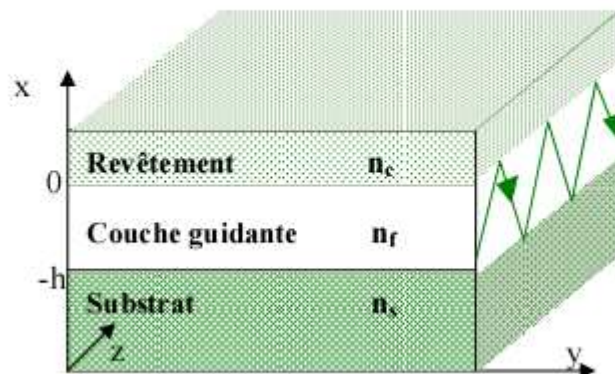


FIGURE. I-2 – Représentation graphique de guide planaire à couches diélectriques

### I.2.1.1 Guides d'ondes plans à saut d'indice :

On va appliquer les deux approches, géométriques et ondulatoire, pour l'étude de la propagation de la lumière dans un guide d'onde plan à saut d'indice.

#### I.2.1.1.1 Approche d'optique géométrique

La description de l'optique géométrique, bien qu'approximative, elle donne une bonne idée des propriétés du guidage de la lumière se propageant dans un milieu. Elle est valide quand les dimensions d'un guide sont beaucoup plus larges que la longueur d'onde  $\lambda$  considérée.

On utilise un guide diélectrique planaire dont la forme la plus simple est constitué d'une couche mince d'indice de réfraction  $n_f$  entourée par un substrat d'indice  $n_s < n_f$  et un revêtement supérieur d'indice  $n_c < n_f$  (Fig. I-2)

La lumière est confinée par réflexion totale aux interfaces couche\_guidante-substrat et couche\_guidante-revêtement. En considérant la lumière qui se propage dans la couche guidante en tant que rayon lumineux on obtient un trajet en forme de zigzag. Ce sont la réflexion et la réfraction aux interfaces qui déterminent ce trajet. Elles sont régies par la loi de Snell-Descartes (Figure I-3) :

$$n_1 \sin\theta_1 = n_2 \sin\theta_2 \quad (I-1)$$

qui formule la dépendance entre l'angle de réflexion  $\theta_1$  et l'angle de réfraction  $\theta_2$  d'un rayon incident à l'interface de deux milieux d'indices de réfraction respectivement  $n_1$  et  $n_2$ .

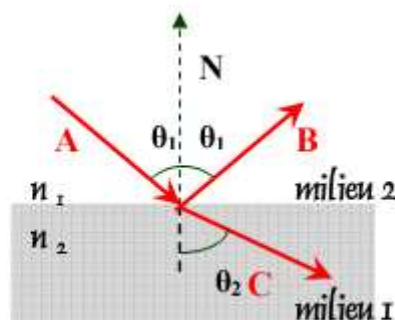


Figure. I-3 – Réflexion et réfraction d'un rayon optique à l'interface de deux milieux d'indice de réfraction  $n_1$  et  $n_2$

Dans le cas du modèle simple d'un guide planaire à trois couches, on peut définir les angles critiques des interfaces couche\_guidante-substrat et couche\_guidante-revêtement du guide comme suit :

$$\theta_c = \text{Arc sin} \left( \frac{n_c}{n_f} \right) \quad (\text{I} - 2)$$

et

$$\theta_s = \text{Arc sin} \left( \frac{n_s}{n_f} \right) \quad (\text{I} - 3)$$

Généralement, l'angle  $\theta$  d'incidence peut se trouver dans trois gammes de valeurs, représentées sur la figure ci-dessous :

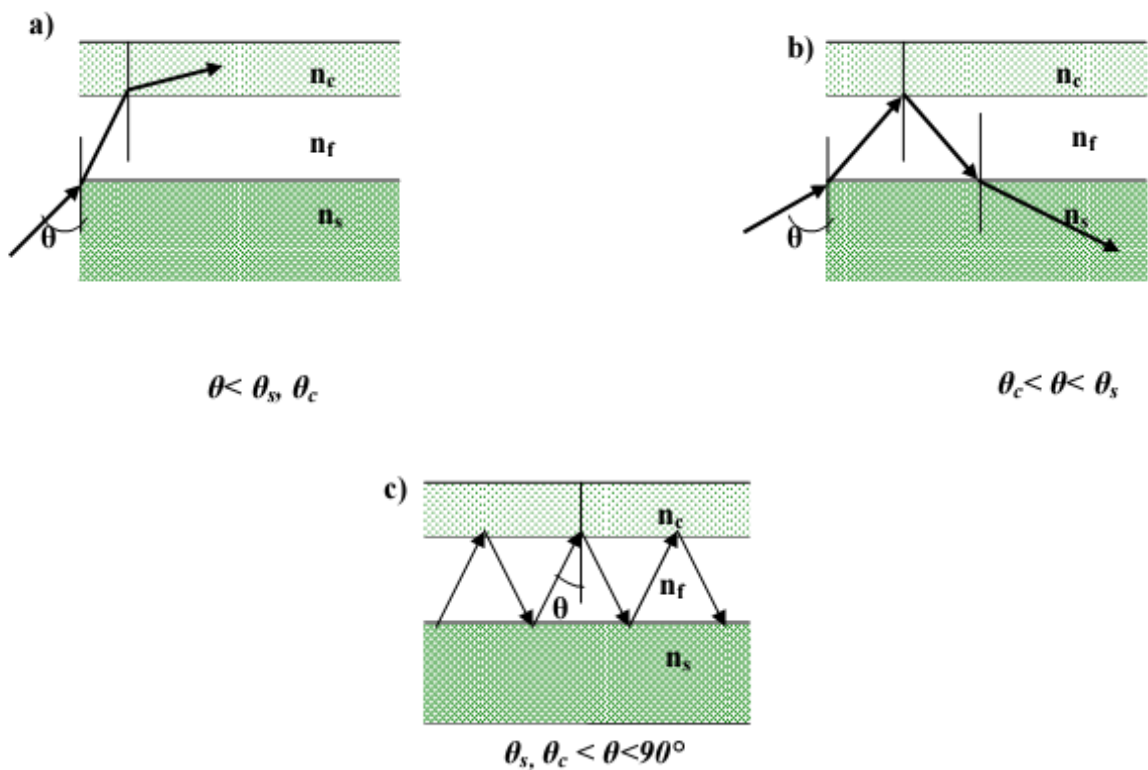


Figure. I-4 – Propagation de la lumière dans un guide en fonction de l'angle d'incidence  $\theta$



Si l'angle  $\theta$  est petit,  $\theta < \theta_s$ ,  $\theta_c$  le rayon lumineux est réfracté et s'échappe de la couche guidante à travers de revêtement, donc la lumière n'est pas confinée, de tels modes sont dits des modes de radiation. Alors que si  $\theta$  dépasse  $\theta_c$  mais plus petit que  $\theta_s$  le rayon lumineux incident du substrat est réfracté par l'interface couche\_guidante-substrat, ensuite entièrement réfléchi à l'interface couche\_guidante-revêtement et enfin réfracté dans le substrat à travers lequel la lumière s'échappe de la structure. Finalement, pour les angles  $\theta_s$ ,  $\theta_c < \theta < 90^\circ$  la lumière est confinée dans la couche guidante, suite à la réflexion totale à deux interfaces, et se propage en forme de zigzag, de tels modes sont dits modes guidés.

On suppose que la lumière se propage dans la direction  $z$ , le confinement se produit transversalement dans la direction  $x$ , la lumière et le guide sont uniforme dans la direction  $y$  perpendiculaire au plan  $XZ$ . On considère des ondes stationnaires dans la direction  $x$  et progressives dans la direction  $z$ . Ces ondes sont considérées monochromatiques et cohérentes, avec pulsation, longueur d'onde dans le vide  $\lambda_0$  et un vecteur d'onde  $\vec{k}$  dans un plan normal à la surface d'onde.  $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_f = k_0 n_f$ . Les composants du vecteur  $\vec{k}$  sont :

$$k_z = k_0 n_f \sin \theta = \beta \quad (\text{I} - 4)$$

$$k_x = k_0 n_f \cos \theta \quad (\text{I} - 5)$$

Pour que l'onde se propage dans le guide plan, la constante de propagation  $\beta$  doit être bornée

$$k_0 n_s < \beta < k_0 n_f \quad (\text{I} - 6)$$

En introduisant la notion d'indice effectif défini comme :

$$n_{eff} = \frac{\beta}{k_0} = n_f \sin \theta \quad (\text{I} - 7)$$

Donc, la condition de propagation devient :

$$n_s < n_{eff} < n_f \quad (I - 8)$$

### I.2.1.1.2 Approche d'optique ondulatoire :

Quand les dimensions d'un guide sont de l'ordre de la longueur d'ondes utilisé, l'approche géométrique n'est pas valide, on fait recours à la théorie électromagnétique de la propagation des ondes, qui permet d'expliquer complètement le guidage de la lumière. Cette théorie est basée sur les équations de Maxwell qui s'écrivent [1] :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (I - 9)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \quad (I - 10)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (I - 11)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \quad (I - 12)$$

Dans un milieu non chargé et non magnétique, linéaire, isotrope, nous pouvons présumer que:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} \quad (I - 13)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H} \quad (I - 14)$$

$$\vec{J} = 0 \quad (I - 15)$$

Avec :  $\rho$  : densité de charge électrique (C/m<sup>2</sup>)

$\epsilon_0$  : permittivité du vide (F/m)

$\epsilon_r$  : permittivité relative du milieu de propagation

$\mu_0$  : perméabilité du vide (H/m)

$\vec{B}$  : Champ d'induction magnétique (Tesla)

$\vec{E}$  : Champ électrique (V/m)

$\vec{J}$  : Densité du courant (A/m<sup>2</sup>)

$\vec{D}$  : Champ d'induction électrique (C/m<sup>2</sup>)

$\vec{H}$  : Champ magnétique (A/m)

$\mu_r$  : perméabilité relative du milieu (non magnétique :  $\mu_r=1$ ).

**a. Notion de mode :**

On appelle mode d'un guide, la solution des équations de Maxwell qui correspond à une onde qui se propage dans un guide de longueur infinie sans excitation extérieure.

Nous supposons que les trois couches invariantes par translation dans les directions oy et oz. Dans la direction oy la structure est considérée infinie. Les champs électrique et magnétique se propagent selon l'axe oz.

L'onde électromagnétique peut être décrite par les champs  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$ , dépendant des variables x,

$$z \text{ et } t : \quad \vec{E}(x,z,t) = \vec{E}(x) e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (\text{I} - 16)$$

$$\vec{B}(x,z,t) = \vec{B}(x) e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (\text{I} - 17)$$

Où  $\beta$  est la projection du vecteur d'onde  $\vec{K}$  dans la direction de propagation est appelée constante de propagation. Ce vecteur  $\vec{K}$  dans un milieu diélectrique peut être exprimé en fonction du vecteur d'onde dans le vide  $k_0$  de la manière suivante :

$$K = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda_0 n_f} \quad (\text{I} - 18)$$

En tenant compte de l'invariance suivant la direction oy, la résolution des équations de Maxwell permettent de regrouper les solutions couplées en deux systèmes. Le premier

groupe fait intervenir la composante  $E_y$  du champ électrique et les composantes  $H_x$  et  $H_z$  du champ magnétique, en déterminant ainsi les solutions transverses électriques (modes TE):

$$\frac{\partial^2 E_y(x)}{\partial x^2} + (k^2 n_i^2 - \beta^2) E_y(x) = 0 \quad H_x = -\frac{\beta}{\omega \mu_0} E_y \quad H_z = \frac{1}{j\omega \mu_0} \frac{\partial E_y(x)}{\partial x} \quad (\text{I} - 19)$$

$i = f, c \text{ ou } s$

Le second système définit les solutions transverses magnétiques (modes TM) et regroupe les composantes  $H_y, E_x, E_z$ :

$$\frac{\partial^2 H_y(x)}{\partial x^2} + (k^2 n_i^2 - \beta^2) H_y(x) = 0 \quad E_x = -\frac{\beta}{\omega \mu_0} H_y \quad E_z = \frac{1}{j\omega \mu_0} \frac{\partial H_y(x)}{\partial x} \quad (\text{I} - 20)$$

Après la substitution on aura des équations sous la forme générale suivante :

$$\frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2} + \Omega_i^2 \psi(x) = 0 \quad \text{avec} \quad \Omega_i^2 = (k^2 n_i^2 - \beta^2) \quad (\text{I} - 21)$$

La forme de la solution de cette équation dépend de  $\Omega_i^2$  :

- Solution propagative si :  $\frac{\beta}{k} < n_i$        $\psi(x) = A e^{j\Omega_i x} + A' e^{-j\Omega_i x}$       (I - 22)

- Solution évanescente si :  $\frac{\beta}{k} > n_i$        $\psi(x) = B e^{\Omega_i x} + B' e^{-\Omega_i x}$       (I - 23)

Le confinement de la lumière n'est possible que lorsque la condition suivante soit vérifiée :  $n_s < \frac{\beta}{k} < n_f$ .

On prend en compte la continuité de la composante transverse  $E_y$  du champs électrique aux interfaces revêtement-guide et guide-substrat, pour les modes TE , on obtient :

$$\left\{ \begin{array}{ll} E_y = A e^{-\Omega_c x} & \text{Pour } x > 0 \\ E_y = A \cos(\Omega_f x) + B \sin(\Omega_f x) & \text{pour } -h < x < 0 \quad (\text{I} - 24) \\ E_y = (A \cos(\Omega_f h) - B \sin(\Omega_f h)) e^{\Omega_s(x+h)} & \text{pour } x < -h \end{array} \right.$$

$$\text{Avec } \Omega_c = \sqrt{\beta^2 - k^2 n_c^2}, \quad \Omega_s = \sqrt{\beta^2 - k^2 n_s^2} \quad \text{et} \quad \Omega_f = \sqrt{k^2 n_f^2 - \beta^2}$$

La continuité de la composante tangentielle  $H_z$  du champ magnétique aux interfaces revêtement-guide et guide-substrat conduit à :

$$\Omega_c A = -\Omega_f B \quad (\text{I} - 25)$$

$$\Omega_f (A \sin(\Omega_f h) + B \cos(\Omega_f h)) = \Omega_s (A \sin(\Omega_f h) + B \cos(\Omega_f h)) \quad (\text{I} - 26)$$

A partir de ces équations il est possible de retrouver l'équation de dispersion sous la forme :

$$2\pi h \sqrt{k^2 n_f^2 - \beta^2} = \arctan\left(\sqrt{\frac{\beta^2 - k^2 n_c^2}{k^2 n_f^2 - \beta^2}}\right) + \arctan\left(\sqrt{\frac{\beta^2 - k^2 n_s^2}{k^2 n_f^2 - \beta^2}}\right) + m\pi \quad (\text{I} - 27)$$

Cette formule montre que la constante de propagation ne peut prendre que des valeurs discrètes parce que  $m$  est un entier. A une valeur de  $m$  correspond une seule valeur effective de  $\beta_m$ , donc un seul mode TE. Tout se passe comme si l'indice de couche guidante vu par le mode est :  $n_{eff} = \frac{\beta_m}{k_0}$  que l'on appelle indice effectif.

Pour chaque valeur de  $m$ , il existe une valeur minimale de  $h$ , appelée épaisseur de coupure et notée  $h_c^m$ , correspond à l'apparition du mode  $m$ .

si  $h < h_c^0$  l'équation n'a pas de solution et le guide ne permet pas la propagation de la lumière.

Si  $h_c^0 < h < h_c^1$  elle a une solution et le guide est monomode.

Si  $h_c^1 < h < h_c^2$  le guide est bimode et etc.

Théoriquement cette épaisseur de coupure peut être déterminée en imposant  $n_{eff} = n_s$  dans l'équation de dispersion. Elle vaut alors :

$$h_c^m = \frac{1}{k \sqrt{n_f^2 - n_s^2}} \left[ m\pi + \arctan \left( \frac{n_f^2}{n_c^2} \sqrt{\frac{n_s^2 - n_c^2}{n_f^2 - n_s^2}} \right) \right] \quad (I - 28)$$

Notons dans le cas d'un guide symétrique ( $n_s = n_c$ ), nous avons  $h_c^0$  pour ce type de guide, quelque soit son épaisseur, permet la propagation de la lumière.

Pour les modes TM on utilise le raisonnement que précédemment pour obtenir l'équation de dispersion. [4]

Dans la pratique, pour obtenir le profil du champ pour un mode donné on doit procéder comme suit :

- ✚ déterminer la constante de propagation par résolution de l'équation de dispersion.
- ✚ calculer l'indice effectif.
- ✚ déterminer l'expression des champs électromagnétiques.

### **b. Différentes polarisations d'une onde électromagnétique :**

Il existe deux polarisations pour une onde se propageant dans la direction x :

- La polarisation TE (composante du champ  $E_z$  nulle), la seule composante du champ électrique non nulle se situe dans le plan transverse ( $E_y$ ).
- La polarisation TM si la composante du champ axial  $H_z$  est nulle, puisque le champ magnétique a seulement une composante transverse.

### I.2.1.2 Guide d'ondes planaires à gradient d'indice (indice variable):

Dans les guides à gradient d'indice l'indice de réfraction varie graduellement avec la profondeur, les équations d'ondes prennent dans ce cas une forme dans laquelle  $n$  est fonction de  $x$  :

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (k_0^2 n(x)^2 - \beta^2) E_y = 0 \quad \text{pour des modes TE} \quad (\text{I} - 29)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{n(x)^2} \frac{\partial H_y}{\partial x} \right) + \left( k_0^2 - \left( \frac{\beta}{n(x)} \right)^2 \right) H_y = 0 \quad \text{pour des modes TM} \quad (\text{I} - 30)$$

Les solutions purement analytiques de ces équations sont cependant limitées à quelques classes de profils. On doit donc choisir des méthodes, soit d'approximation soit numériques. En appliquant des techniques numériques on peut évidemment obtenir des solutions avec précision désirée, mais souvent on perd en même temps beaucoup les idées physiques concernant le sujet. [1]

Parmi les méthodes d'approximation, c'est la méthode WKB(Wentzel-Kramers-Brillouin), connu en physique mathématique depuis les années vingt, qui est largement utilisée à cause de sa simplicité et de son explication physique claire, mais ses solutions divergent autour d'un point tournant. [1]

### I.2.2 Guide d'ondes à largeur limités (bidimensionnels) :

Un guide d'onde plan présente généralement peu d'intérêt en optique intégrée car la lumière diverge transversalement lors de sa propagation, d'où la nécessité de la réalisation des guides à deux dimensions (guides d'onde de section constante invariante en  $z$  et à largeur limitées selon  $y$ ). Avec ce type de guide permet de réaliser un confinement latéral.

Les guides d'ondes à largeur limitée ont une structure complexe, ce rend la résolution des équations de Maxwell pour déterminer les profils des modes impossible. Divers méthodes numériques sont alors utilisées.

Il existe une méthode analytique simple, méthode des indices effectifs, mais doit être utilisée avec précaution, car elle n'est applicable qu'aux guides présentant une arête de faible hauteur. Dans le cas d'une faible hauteur d'arête, le champ  $E(x,y)$  peut être considéré comme le produit de deux champs indépendants  $F(x)$  et  $H(y)$ , confinés respectivement dans les directions  $O_x$  et  $O_y$ .

### I.2.2.1 Méthode des indices effectifs

Le principe de cette méthode consiste considéré le guide comme étant constitué de deux guides plans.

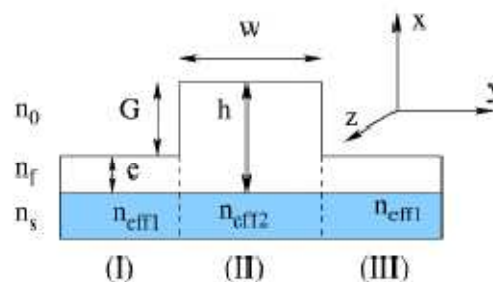


Figure I-5 guide d'ondes en arête.

Dans un premier temps, nous considérons indépendamment les régions (I),(II) et (III) comme des guides plans infinis selon  $O_y$  (voir figure). Les régions latérales (I et III) sont identiques et l'épaisseur du guide plan est  $e = G - h$ , où  $G$  est la profondeur de gravure. à partir de l'équation de dispersion nous calculons les indices effectifs, que l'on note :  $n_{eff1}$  et  $n_{eff2}$ .

La seconde étape consiste à considérer le guide équivalent obtenu dans l'autre direction  $O_y$  et par la même méthode à déterminer l'indice effectif final  $N$ , en prenant en compte le changement de polarisation. En effet, si le champ étudié est polarisé TE dans le plan  $(yoz)$  le champ équivalent devient polarisé TM dans le plan  $(yoz)$ .

L'indice effectif final des modes se propageant dans le guide est obtenu par la résolution de l'équation de dispersion (I-27), dans laquelle il faut remplacer  $n_c$ ,  $n_f$  et  $n_s$  et  $h$  respectivement par  $n_{eff1}$ ,  $n_{eff2}$  et  $n_{eff1}$  et  $w$ .

$$m\pi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \omega \sqrt{n_{eff2}^2 - N^2} - 2 \arctan \left( \frac{n_{eff2}^2}{n_{eff1}^2} \sqrt{\frac{N^2 - n_{eff1}^2}{n_{eff2}^2 - N^2}} \right) \quad (I-31)$$

Tout comme le guide planaire, les largeurs de coupure  $w_c^m$  définissent les critères de modalité du guide, sont donnés par l'équation :

$$w_c^m = \frac{m\pi}{k \sqrt{n_{eff2}^2 - n_{eff1}^2}} \quad (I-32)$$

Dans le cas particulier où  $e \rightarrow 0$ , le guide est totalement gravé et  $G = h$ . L'indice  $n_{eff1}$  n'a plus lieu d'être étant donné que les zones adjacentes du guide ne sont plus guidantes. Ainsi cet indice est remplacé par l'indice du revêtement  $n_c$ . en effet la lumière se propage dans le guide « voit » plus le revêtement que le substrat. On obtient comme largeur de coupure :

$$w_c^m = \frac{m\pi}{k \sqrt{n_{eff2}^2 - n_c^2}} \quad (I-33)$$

Ainsi modélisé par la méthode des indices effectifs, les guides en arête se caractérisent par deux paramètres fondamentales : le contraste d'indice effectif

$$\Delta N_{eff} = n_{eff2} - n_{eff1} \quad (I-34)$$

Et la largeur de l'arête  $w$ . plus le confinement est important ( $\Delta N_{eff}$  grand), plus le guide sera multimode. [4]

### I.3 Matériaux pour l'optique guidée :

Plusieurs types de matériaux peuvent être utilisés pour l'optique guidée. Les principaux critères de sélection sont :



- L'atténuation de la lumière guidée se propageant dans un matériau donné : Elle doit être la plus faible possible.
- Le degré de confinement exprimé par la différence  $\Delta n$  entre l'indice de réfraction de la couche guidante et les indices des couches de confinement : Chacun de ces guides, à faible ou à fort  $\Delta n$ , possède des avantages et des inconvénients en terme de pertes de propagation ou de pertes par couplage à travers les couches de confinement. Les guides monomodes à faible valeur de  $\Delta n$  sont bien adaptés pour le couplage guide-fibre optique. Les guides à fort  $\Delta n$  permettent quant à eux la réalisation de guides courbés à faible rayon de courbure, ce type de guide peut être utilisé pour établir des connexions optiques dans les circuits intégrés à haute densité d'intégration. [3]

On présente rapidement dans ce paragraphe les principaux matériaux de base pour l'optique intégrée, à savoir les diélectriques et les semi-conducteurs.

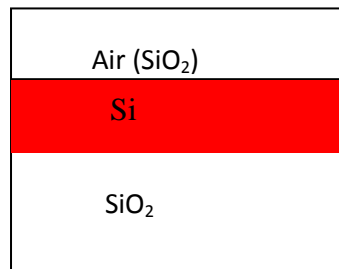
#### **a. Les diélectriques**

Les diélectriques ( $\text{SiO}_2$ ,  $\text{SiO}_2$  dopée,  $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) déposés sur silicium permettent de réaliser des guides optiques à faibles pertes de propagation. Selon la nature de la couche guidante, on peut avoir une faible différence d'indice et ainsi conserver des guides épais tout en restant monomodes. Au contraire, on peut par exemple déposer une couche de nitrure de silicium ( $n_g=2$ ) sur la silice ( $n_s=1.5$ ) et assurer un fort  $\Delta n$ . Cependant, les diélectriques ont le désavantage de ne conduire qu'à la réalisation des composants passifs. Il est vrai qu'une perturbation des indices de réfraction d'origine thermique peut les rendre actifs mais en pratique les temps de réponse restent (de l'ordre de la ms). [2,3]

#### **b. Les semi-conducteurs (SOI)**

Dans la famille des semi-conducteurs, le silicium, qui est l'élément incontournable de la microélectronique, prend une importance croissante en optoélectronique dans la mesure où on essaye de profiter de son faible coût et de maîtrise technologique en microélectronique en même temps que de ses propriétés physique et électronique.[3,5]

Une solution envisageable pour l'optique intégrée qui constitue la base des composants étudiés dans cette thèse, est le silicium sur isolant, communément appelé SOI (**Silicon-On-Insulator**). Le substrat S'est constitué d'un substrat de silicium, d'une couche de silice enterrée sous une couche de silicium cristallin formant un guide d'onde naturelle aux longueurs d'onde des télécommunications optiques (figure I-5) :



**Figure I-6 : Guide d'onde SOI**

Le film de silicium d'indice  $n_{Si}=3.47564$  à la longueur d'onde  $\lambda=1.55\mu\text{m}$ , est situé entre la couche de silice enterrée d'indice  $n_{SiO_2}=1.44404$  à la même longueur d'onde et l'air d'indice  $n_{air}=1$  ou une couche de silice de passivation ( $n_{SiO_2}$ ). Le film de silicium apparaît donc comme la couche active de la structure.

La grande différence d'indice entre la silice de passivation (ou l'air) et le silicium assure un très fort confinement du champ électromagnétique dans la zone de haut indice, ce qui permet de diminuer les dimensions latérales du guide jusqu'à des dimensions submicronique, en utilisant les technologies classiques développées en microélectronique.

On peut aussi concevoir de la même façon des virages de faible rayon de courbure, c'est à dire de quelques microns.

Le SOI permet donc l'intégration monolithique de fonctions électriques et optiques sur un même substrat et avec une grande densité d'intégration. La technologie SOI a ouvert la voie à la réalisation de circuits optiques intégrés sur silicium de meilleure qualité optique et de faible coût de fabrication. [5]

### **I-3.1 Procédés de fabrication du SOI :**

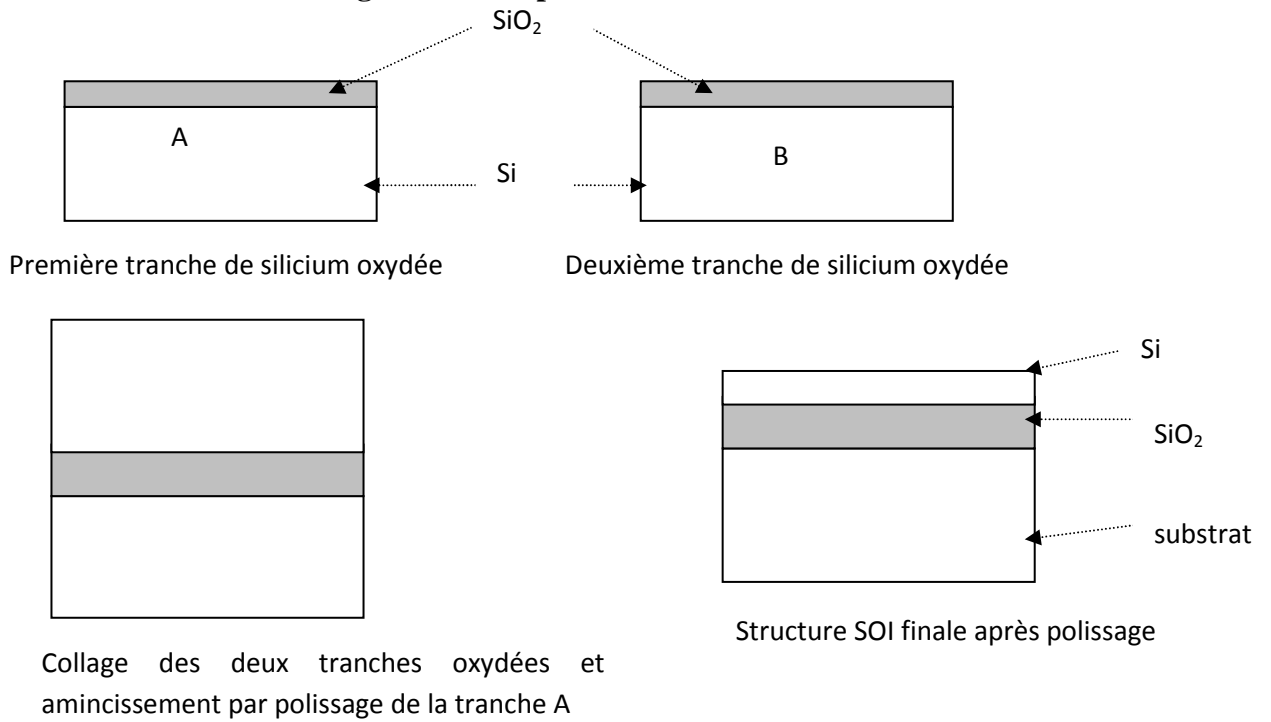
Nous allons décrire du point technologique deux récents procédés plus utilisés lors de la fabrication du SOI: le BESOI et l'UNIBOND. Le premier consiste à oxyder,

thermiquement, deux plaquettes de silicium qu'on colle par leurs facettes oxydées. Ensuite, on procède à un polissage de la plaquette supérieure jusqu'à une épaisseur désirée du film de silicium. On obtient alors un SOI, dont le substrat est la plaquette de silicium non polie, la silice enterrée est la couche constituée par le collage des deux silices thermiques et le film superficiel est ce qui reste du polissage de la deuxième plaquette (figure I-6). Par contre, le procédé BESOI consomme deux tranches de silicium pour en faire une seule tranche de SOI, ce qui constitue un surcoût de production non négligeable. Récemment on a pu contourner ce problème par le procédé UNIBOND (figure I-7).

Cette technique qui est développée par la société SOITEC, a de nombreux avantages. Elle est d'une grande reproductibilité, donne une très bonne qualité de l'interface Si/SiO<sub>2</sub> et une bonne uniformité des couches. La technique consiste à :

1. Utiliser deux tranches de silicium A et B.
2. Oxyder la tranche de silicium A pour créer la future couche de silice enterrée.
3. Créer, dans la tranche A une zone de fragilisation par implantation ionique d'ions H<sup>+</sup> à travers la silice à une profondeur prédéfinie.
4. Nettoyer la tranche A et lui coller la deuxième tranche de silicium B.
5. Cliver suivant la zone de fragilisation et deux tranches de substrat sont récupérées.
6. Recuit de la tranche SOI à une température d'environ 1100<sup>0</sup>C. Le reste de la tranche A est repris pour un nouveau procédé. [3,6,7]

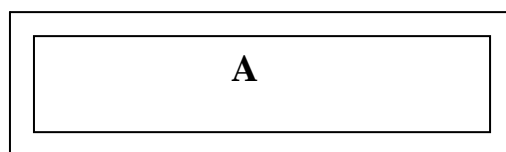
**Figure I-7 : Le procédé BESOI**



**Etape 1 :**

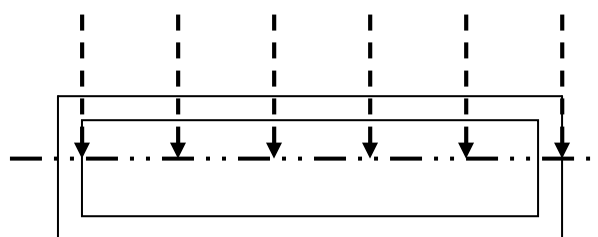


**Etape 2 :**

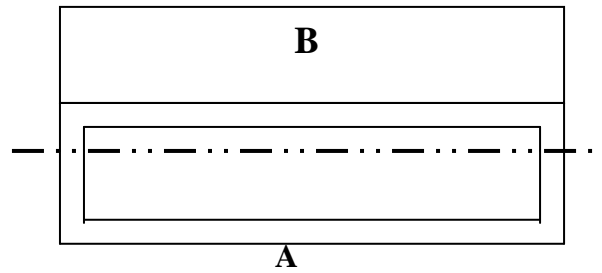
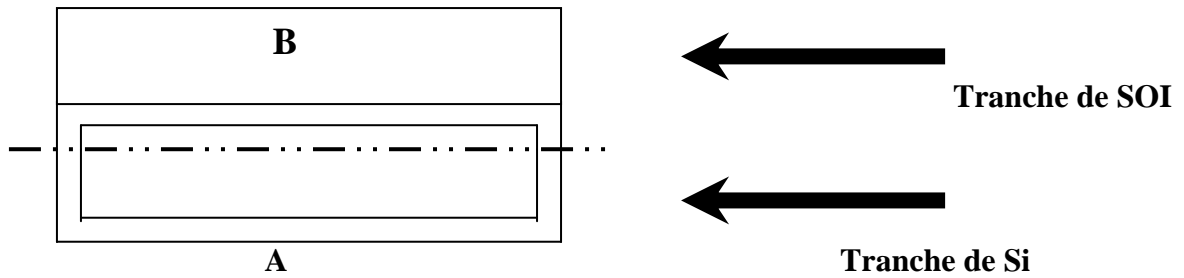
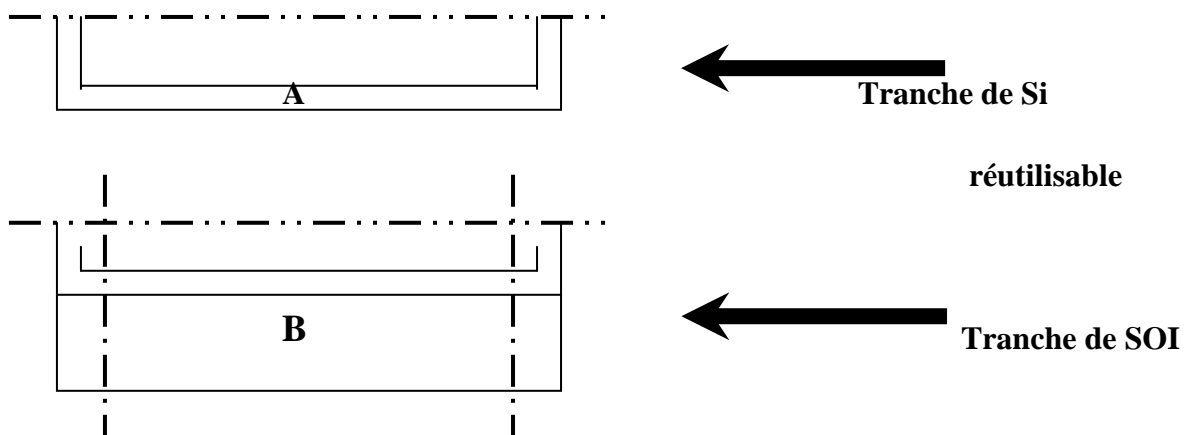


**Etape 3 :**

Implantation d'ions  $\text{H}^+$



**Etape 4 :**

**Etape 5 :****Etape 6 :**

**Figure I-8 : Procédé de fabrication des plaques SOI par la SOITEC**

## I.4 Les fibres optiques :

### I.4.1 Généralités

Une fibre optique est un guide d'onde optique à symétrie circulaire tel que schématisé sur la (figure I-9) Ce guide est constitué de deux ou plusieurs couches de matériaux diélectriques transparents (verre de silice ou plastique) d'indices de réfraction différents assurant le confinement de la lumière au voisinage du centre. Elle présente des meilleures qualités de transmissions et elle permet de faire passer un très grand nombre d'information

(large bande passante). On peut avoir plusieurs canaux de transmission simultanément sur une fibre.

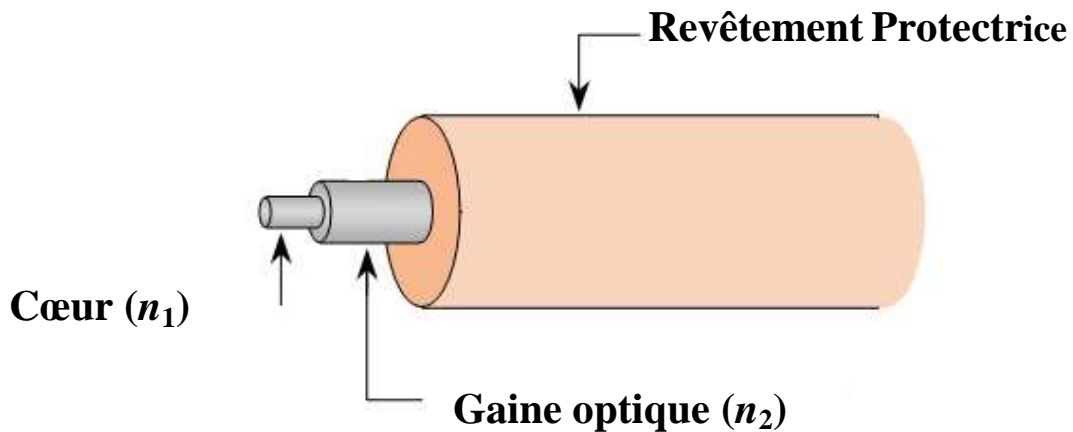


Figure I-9 :Fibre optique

#### I.4.2 Différents types de fibres :

La fibre optique est constituée en générale d'un milieu diélectrique appelé cœur de la fibre d'indice de réfraction  $n_1$ , recouvert d'un matériau appelé gaine d'indice de réfraction  $n_2$  inférieur à celui du cœur. L'ensemble est lui-même entouré d'une enveloppe, généralement en plastique, qui a le double rôle de protéger la fibre mécaniquement et de piéger la lumière qui se propage dans la gaine optique, en général indésirable.

Suivant le profil d'indice du cœur on distingue deux différents types de fibres, à savoir : les fibres optiques à saut d'indices et les fibres à gradient d'indice.

##### I.4.2.1 Fibres à saut d'indice :

Une fibre à saut d'indice est caractérisée par son indice de réfraction du cœur qui est constant, ne varie pas en fonction de la distance par rapport à l'axe de la fibre.

La lumière se propage le long de l'axe de la fibre en zigzag, suite aux réflexions totales successives à l'interface cœur-gaine.(voir Figure I-10 )

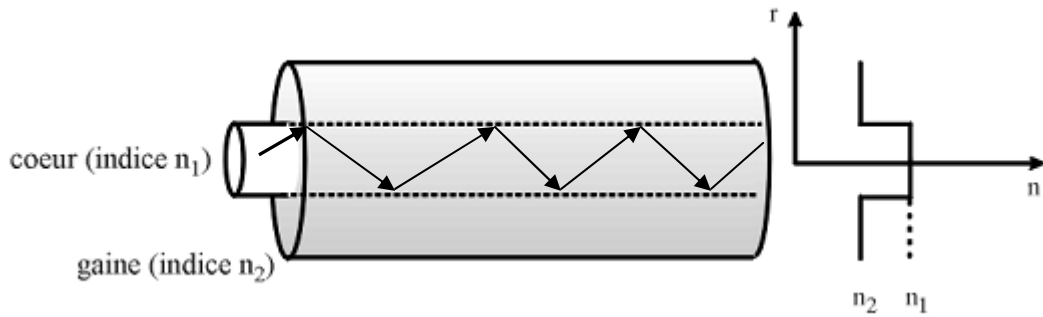


Figure I-10 : Principe de la transmission de la lumière par réflexion totale dans une fibre optique.

On définit la fréquence normalisée par la formule suivante :

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda_0} \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$$

Où :  $a$  est le rayon du cœur de la fibre

$n_1$  indice de réfraction du cœur

$n_2$  indice de réfraction de la gaine

Suivant la valeur de  $V$  on distingue deux types de fibres à saut d'indice :

**I.4.2.1 .1 Fibre à saut d'indice monomode :** dans laquelle il ne se propage qu'un seul mode et le rayon du cœur est très petit, et cela pour :  $V < 2.405$  , elle est schématisée sur la figure I-11 .

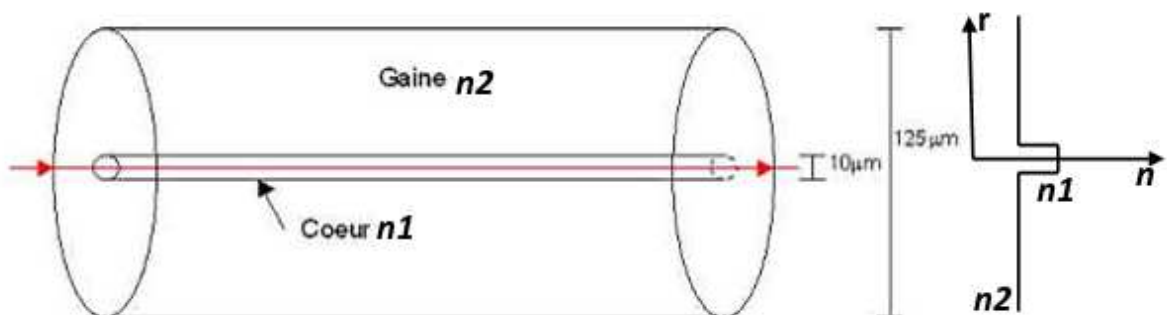


Figure I-11 :fibre monomode

**I.4.2.1.2 Fibre à saut d'indice multimode :** dans laquelle plusieurs modes peuvent se propager dans le cœur. Pour une fibre à saut d'indice, elle est multimode si  $V \gg 1$ . Le nombre de modes est donnée par :

$$N \approx \frac{V^2}{2} \tag{I - 36}$$

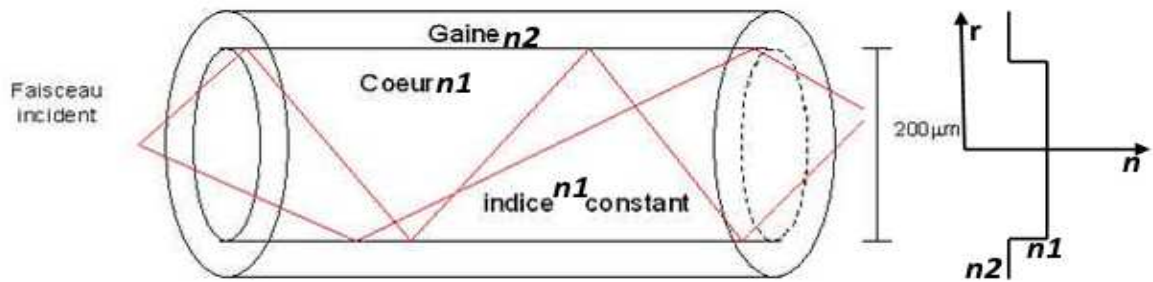


Figure I-12 : fibre multimode à saut d'indice

**I.4.2.2 Fibre multimode à gradient d'indice :**

Dans la fibre multimode à gradient d'indice, l'indice réfraction du cœur diminue progressivement vers l'extérieur, de sorte que les rayons qui s'écartent de l'axe de la fibre se propagent à des vitesses plus grandes.(figure. I-13 )

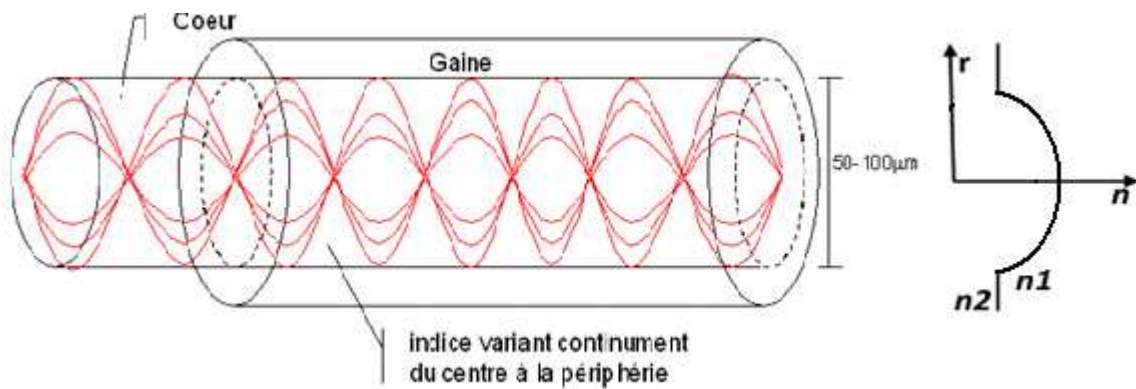


Figure I-13 : La fibre à gradient d'indice

**I.4.3 Ouverture numérique :**

Les propriétés des fibres cylindriques à saut d'indice peuvent être analysées en bonne approximation en se limitant aux directions de propagation qui se trouvent dans un plan de symétrie de la fibre. Un tel rayon est dessiné à la Figure 7-2.



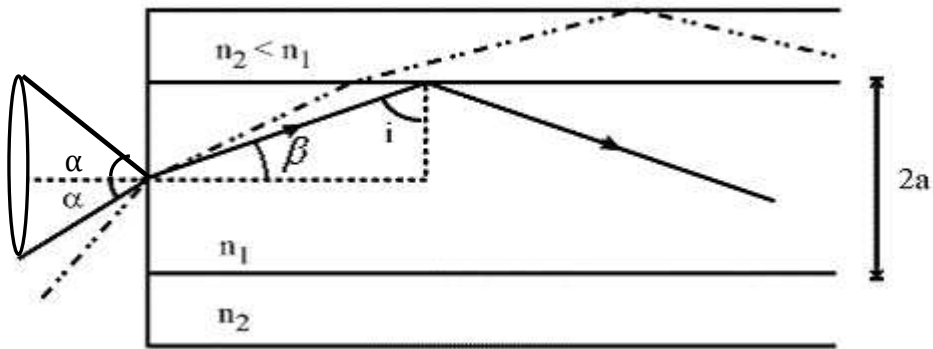


Figure I-14 : Propagation à travers une fibre à saut d'indice

Pour que la réflexion totale se produise à l'interface entre les deux milieux, on sait qu'il faut que l'angle  $i$  soit supérieur à l'angle critique  $i_c$  cela veut donc dire :

$$\sin i > \sin i_c = \frac{n_2}{n_1} \quad (I - 37)$$

Par ailleurs, l'angle  $i$  est déterminé par l'angle d'entrée du rayon dans la fibre,  $\alpha$ . Supposons que la surface d'entrée de la fibre est perpendiculaire à son axe de symétrie. En passant du milieu extérieur d'indice de réfraction  $n_{ext}$  (généralement de l'air) dans le coeur de la fibre, l'onde est réfractée en accord avec la loi de Snell. On a :

$$n_{ext} \sin \alpha = n_1 \sin \beta \quad (I - 38)$$

La limite inférieure que nous avons imposé à  $i$  revient à fixer une limite supérieure à  $\beta$ , et donc aussi à  $\alpha$ . cette limite se calcule facilement, en combinant les relations (I-37) et (I-38) :

$$\frac{n_{ext}}{n_1} \sin \alpha_{max} = \sin \beta \quad (I - 39)$$

$$= \sqrt{1 - \frac{n_2^2}{n_1^2}} \quad (I - 40)$$

L'angle d'entrée dans la fibre,  $\alpha$ , doit être inférieur à  $\alpha_{max}$  où :

$$\alpha_{max} = \arcsin \left( \frac{n_1}{n_{ext}} \sqrt{1 - \frac{n_2^2}{n_1^2}} \right) \quad (I - 41)$$

Où encore :

$$\alpha_{max} = \arcsin \left( \frac{1}{n_{ext}} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \right) \quad (I - 42)$$

Cette angle maximale s'appelle l'angle d'acceptance ou angle d'admittance. Cette angle est habituellement décrite par une quantité appelée l'ouverture numérique du système (O.N) elle est donnée par :

$$O.N = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (I - 43)$$

L'O.N peut être écrite :  $O.N = n_1 \sqrt{2\Delta}$  où  $\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2}$  (I-44)

(si  $n_1 \approx n_2$   $\Delta$  est appelé différence relative d'indice).

La lumière reste dans le cœur sans pénétrer dans la gaine, si les rayons entrent dans la cône d'acceptance de la fibre. Dans une fibre multimode à gradient d'indice, à cause du profil d'indice, l'angle maximale entre la direction d'incidence et l'axe de la fibre diminue si la lumière n'entre pas en  $r = 0$ , mais à une certaine distance du centre, autrement dit, l'ouverture numérique de la fibre à gradient d'indice dépend de la distance par rapport à l'axe,  $r$  [8].

#### I.4.4 Modes dans une fibre :

##### I.4.4 .1 Mode de gaine :

Un rayon incident en dehors du cône d'acceptance de la fibre frappe l'interface à un angle inférieur à l'angle critique, il peut pénétrer dans la gaine, et éventuellement se propager par réflexions totales à la surface extérieure de la gaine, donnant ainsi naissance à un mode de propagation parasite, appelé mode de gaine (cladding mode). Ces modes sont généralement rapidement atténués, mais ils peuvent néanmoins être à l'origine de perturbations sur la fibre optique. Pour les éliminer, on peut entourer la gaine d'une enveloppe dont l'indice est supérieur à celui de la gaine (on évite ainsi la réflexion totale à l'interface gaine/air).

Une telle enveloppe est appelée cladding mode stripper.

### I.4.4 .2 Modes de propagation :

La nature ondulatoire de la lumière, associée aux très petites dimensions des fibres optiques, ne va pas permettre aux rayons lumineux de se propager n'importe comment à l'intérieur de la fibre. Même à l'intérieur du cône d'acceptance, seuls certains angles particuliers seront admis. Chacun correspondra à ce que l'on appelle un mode de propagation.

### I.4.5 Dispersion dans une fibre :

L'information est souvent transportée à travers une fibre optique sous forme numérique. Dans ce cas, l'information est transmise sous la forme d'une série d'impulsions de lumière. La présence de lumière correspond à un 1 et l'absence de lumière à un 0 logiques. En général, les impulsions à la sortie de la fibre sont élargies par rapport aux impulsions à l'entrée. Le phénomène physique responsable de cet élargissement est la dispersion de la fibre. Si l'élargissement est trop important, il n'est plus possible de décoder correctement l'information à la sortie: il y a perte d'information suite à des erreurs de transmission

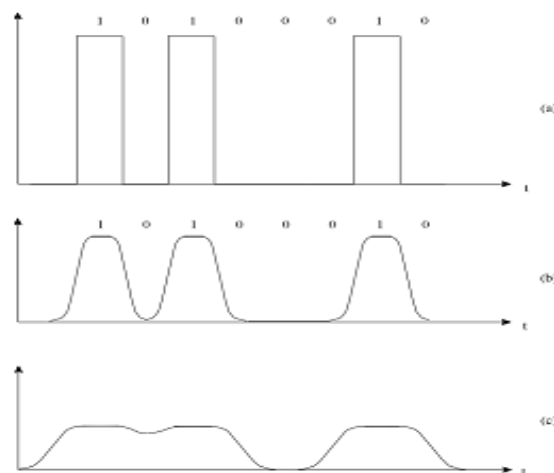


Figure I-15 : (a) Intensité lumineuse à l'entrée d'une fibre optique. (b) Après une certaine distance, les impulsions ont été élargies (c) Lorsque cet élargissement devient trop important.

### I.4.5.1 La dispersion intermodale :

Dans une fibre multimode, la lumière peut se propager suivant différentes directions, correspondant à des modes différents. La distance parcourue entre les extrémités de la fibre dépend évidemment de la direction de propagation. Ainsi, pour une fibre de longueur  $L$ , un mode qui se propagerait parallèlement à l'axe de la fibre doit parcourir une distance  $L$ , tandis qu'un mode correspondant à un angle  $i$  doit parcourir une distance  $\frac{L}{\sin i}$

La différence de temps de propagation entre les directions extrêmes vaut donc :

$$\Delta\tau_{mod} = \frac{L/\sin i_c}{c/n_1} - \frac{L}{c/n_1} \quad (I - 45)$$

En remplaçant  $i_c$  par sa valeur, on aura :

$$\Delta\tau_{mod} = \frac{Ln_1^2}{cn_2} - \frac{Ln_1}{c} = \frac{L}{c} \frac{n_1}{n_2} (n_1 - n_2) \quad (I - 46)$$

Dans le cas où  $n_1 \approx n_2$ , cette formule devient :

$$\Delta\tau_{mod} = \frac{n_1 \Delta}{c} L = \frac{(O.N)^2}{2cn_1} L \quad (I - 47)$$

Une impulsion monochromatique extrêmement courte à l'entrée d'une fibre multimode aura donc une longueur de l'ordre de  $\Delta\tau_{mod}$  à la sortie.

Désignons par  $B$  la fréquence maximale des impulsions. Pour que les impulsions puissent être distinguées à la sortie de la fibre, on exige généralement que l'élargissement soit inférieur à la séparation entre les impulsions:

$$\Delta\tau_{mod} < \frac{1}{B} \quad (I - 48)$$

soit 
$$BL < \frac{n_2}{n_1} \frac{c}{(n_1 - n_2)} \quad (I - 49)$$

Le produit de la fréquence maximale par la longueur est donc une caractéristique de la fibre. Il est appelé bande passante de la fibre et est exprimé en MHz.km ou GHz.km.

Dans une fibre à gradient d'indice, les rayons qui s'écartent de l'axe suivent donc un chemin plus long, mais comme l'indice de réfraction diminue vers le bord du cœur, la vitesse de propagation augmente. Par conséquent, les modes d'ordre supérieur (c.à.d. qui s'écartent davantage de l'axe) peuvent compenser le chemin plus long par une vitesse moyenne plus grande, ce qui réduit la dispersion modale. [8]

#### I.4.5.2 La dispersion chromatique :

Une source parfaitement monochromatique n'existe pas. La lumière émise par une source réelle est donc constituée de la somme de différentes longueurs d'onde d'où La dispersion chromatique. Ce phénomène a pour double origine :

##### I.4.5.2.1 la dispersion du matériau :

L'indice de réfraction d'un matériau dépend de la longueur d'onde. Il en résulte que la vitesse de propagation de la lumière dans un matériau dépend également de sa longueur d'onde. Par conséquent, un temps de propagation différent pour les différentes composantes spectrales, et donc un élargissement des impulsions de lumière émises par une source non monochromatique.

Une étude théorique montre que le délai est donné par la formule suivante:

$$\Delta \tau_{c,m} = -\Delta \lambda_0 \frac{\lambda_0}{c} \left( \frac{d^2 n_1}{d\lambda^2} \right)_{\lambda_0} L \quad (I - 50)$$

L'élargissement par dispersion chromatique du matériau dépend donc de la largeur spectrale de la source et du paramètre  $D = -\frac{\lambda_0}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2}$  (I-51) du cœur, appelé paramètre de dispersion du cœur. D dépend des caractéristiques physiques du cœur et de la longueur d'onde. [8]

##### I.4.5.2.2 la dispersion du guide :

Même si les matériaux n'étaient pas dispersifs, l'indice effectif  $n_{eff} = n_1 \sin i$  d'un mode donné dépend de la longueur d'onde  $\lambda$ .

La dispersion de guide d'ondes est donnée par une formule analogue à la dispersion matériau:

$$\Delta \tau_{c,g} = -\Delta \lambda_0 \frac{\lambda_0}{c} \left( \frac{d^2 n_{eff}}{d\lambda^2} \right)_{\lambda_0} L \quad (I - 52)$$

La dispersion chromatique totale tient compte des deux effets: dispersion matériau et dispersion de guide d'ondes:

$$\Delta \tau_c = \Delta \tau_{c,m} + \Delta \tau_{c,g} \quad (I - 53)$$

Finalement, la dispersion totale est la combinaison de la dispersion intermodale et la dispersion chromatique. Ceci se fait en prenant la moyenne quadratique des deux valeurs d'élargissement [8] :

$$\Delta \tau = \sqrt{(\Delta \tau_c)^2 + (\Delta \tau_{mod})^2} \quad (I - 54)$$

#### I.4.6 Atténuations dans fibre optique :

Les causes des pertes dans les fibres sont multiples. Il y a :

- ✓ l'absorption par les impuretés,
- ✓ la diffusion par les impuretés ou par les défauts d'interface cœur-gaine et la diffusion Rayleigh qui est la diffusion de la lumière sur les molécules du matériau (la silice),
- ✓ les courbures et les micro-courbures de la fibre,
- ✓ la diffusion et la réflexion aux épissures,

Ces effets combinés contribuent à détériorer les informations transmises dans la fibre.

#### I.4.7 Matériau pour les fibres optiques :

Dans les fibres optiques, l'indice de réfraction du cœur  $n_{co}$  est légèrement supérieur à celui de la gaine  $n_{go}$ . Le matériau qui constitue la fibre optique est le silice  $SiO_2$ . On a deux possibilités pour avoir  $n_{co} > n_{go}$ .

- On augmente l'indice du cœur en  $SiO_2$  en le dopant avec le germanium ( $Ge$ ) ou le phosphore.
- On diminue l'indice de la gaine en la dopant avec le bore ( $Br$ ) ou le fluor [9].

#### I.4.8 Conclusion :

Nous avons donné dans ce chapitre la base théorique du calcul des modes de propagation à partir des équations de Maxwell en particulier dans un guide d'onde plan, nous avons passé en

revue le procédé de fabrication du SOI, puis quelques notions physiques sur les fibres optiques.

# Chapitre II

*Principe de couplage et  
présentation générale de l'outil  
de simulation "Beamprop"*



## II-1 Introduction :

Les applications des microguides aux télécommunications optiques ne seront viables que si l'information lumineuse provenant d'une fibre optique est transférée efficacement dans le guide d'onde et inversement du guide vers la fibre. Il faut donc s'assurer que le couplage est suffisamment efficace avec ces guides d'ondes malgré leurs faibles dimensions de l'ordre du micron.

Il existe principalement trois méthodes pour coupler la lumière dans un guide d'onde : à savoir couplage par prisme, Couplage par réseau de diffraction et Couplage en bout.

## II-2 Les différents types de couplage

### II-2-1 Couplage par prisme :

Le couplage par prisme fut proposé par L.V Iogansen [2] le principe du couplage par prisme est schématisé sur la figure (figure II-1). Le couplage d'un mode du guide d'onde se fait par effet tunnel optique au travers du gap d'air. Cette méthode permet d'exciter un seul mode à la fois. Le contrôle de l'épaisseur du gap d'air entre le prisme et la surface du composant est délicat (gap de l'ordre de  $\lambda/2$ ). Cette méthode est sélective ; elle perd de son intérêt en raison de son caractère hybride (non monolithique).

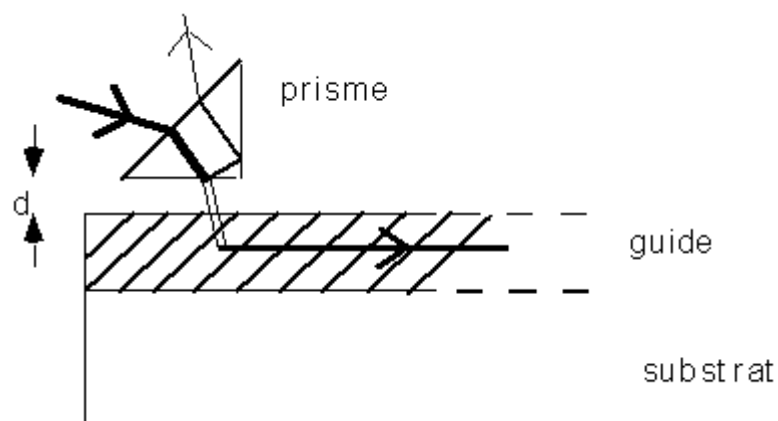


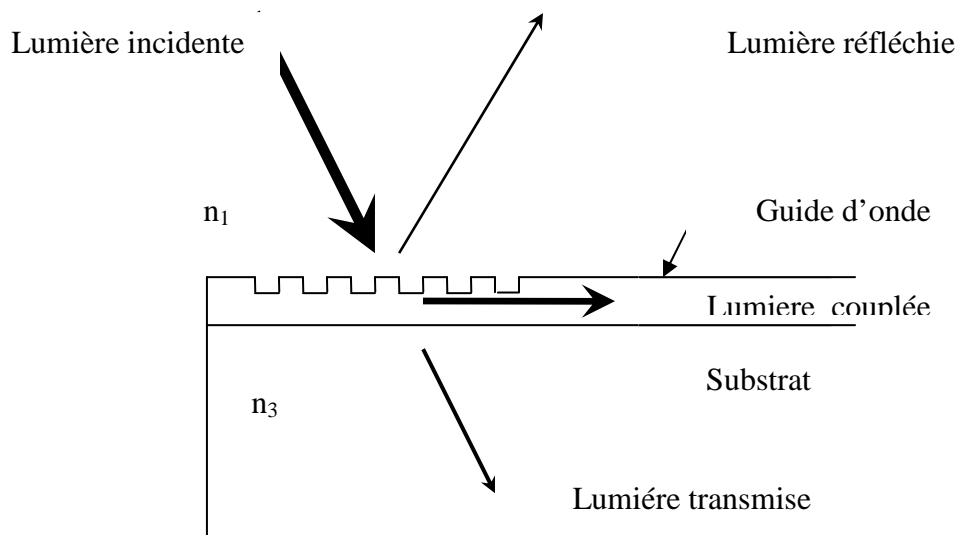
Figure II-1 couplage par prisme

### II-2-2 Couplage par réseau de diffraction :

La deuxième façon de réaliser le couplage de la lumière vers un guide d'onde est d'utiliser un réseau de diffraction. Ce réseau est composé de motifs périodiques submicroniques comme on peut le voir sur la figure II-2. On note  $\Lambda$  la période des motifs, appelée pas du réseau. La lumière de la longueur d'onde  $\lambda$  qui arrive sur le réseau avec un angle  $\theta_r$  après avoir traversé un milieu d'indice  $n_3$  est diffractée dans plusieurs directions. Si la lumière diffractée suivant l'ordre  $p$  vérifiant la condition de Bragg :

$$\frac{2\pi}{\lambda} n_3 \sin \theta_r + p \frac{2\pi}{\Lambda} = \frac{2\pi}{\lambda} n_{eff} \quad (\text{II} - 1)$$

Où  $n_{eff}$  est l'indice effectif d'un des modes du guide plan, alors on couple une partie de la lumière vers ce mode du guide plan [10].



**Figure II-2 : couplage par réseau de diffraction**

### II-2-3 Couplage en bout :

Le couplage en bout consiste à injecter la lumière directement dans le guide par une extrémité (figure II-3). Lorsque le guide fait quelques microns de large et d'épaisseur il suffit d'approcher l'extrémité d'une fibre optique et on peut ainsi obtenir un couplage très efficace. Mais pour les guides qui nous intéressent submicroniques et à fort indice de réfraction l'efficacité de couplage en bout est faible. Il faut alors adapter ce guide.

Une solution est d'amincir progressivement le guide le long de la direction de propagation dans une ou deux dimensions de façon à obtenir une pointe ou un guide de section extrêmement faible. [11]

On réalise ainsi une transition qui permet de deconfiner le mode afin d'augmenter le recouvrement avec le mode fondamental d'une fibre optique qu'on vient placer en bout. Une autre possibilité est de fabriquer par épitaxie une transition pour augmenter progressivement l'épaisseur du guide en bout. [12]

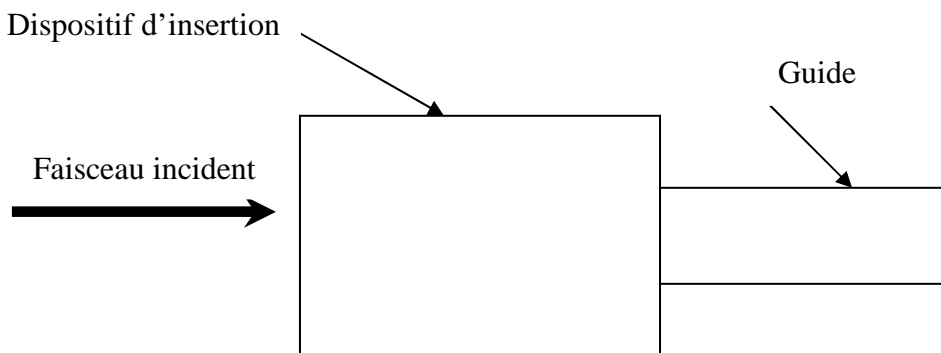


Figure II-3 : Couplage en bout.

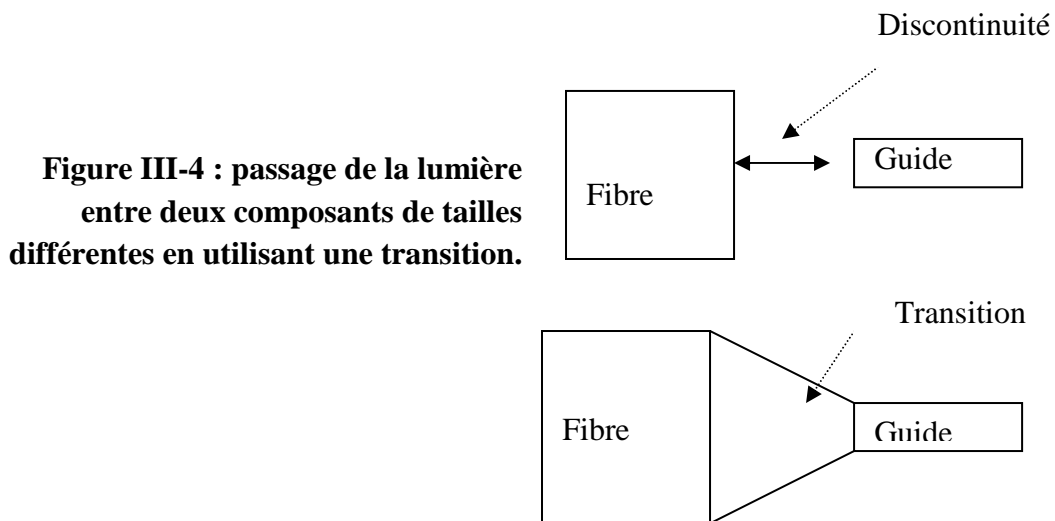
### II-2-4 Couplage par transition :

#### a. Définition :

Une transition est un composant qui permet de passer d'un guide de section large (fibre optique) à un guide de section beaucoup plus faible (guide submicronique). Elle correspond aussi à un élargissement progressif le long de la direction de propagation de la lumière dans

une direction du guide d'onde jusqu'à la fibre, ce qui permet un couplage fibre – guide correct [5]

Quelque soit le composant, nous pouvons distinguer deux types de transitions (tapers) : La transition horizontale et la transition latérale. Concernant cette dernière, il est facile de lui conférer une forme non linéaire correspondant à une transition adiabatique quasi-parfaite par simple gravure. Par contre, ceci est plus compliqué avec la transition horizontale car cette dernière est réalisée avec une étape de croissance de matériau plus difficilement contrôlable. [13]



#### b. Caractéristiques d'une transition :

Les transitions sont définies comme étant des dispositifs utilisés pour interconnecter les réseaux optiques (photoniques) en reliant les composants d'un réseau aux ceux d'un autre.

Une efficacité de couplage élevée (le transfert de la lumière entre les deux différents guides) est obtenue si la transition satisfait aux trois conditions suivantes:

- adaptation et transformation des modes
- Différence d'indice de réfraction
- Alignement optique.

**- adaptation et transformation des modes :**

Une bonne transition est capable à transformer le mode fondamentale de la fibre avec le moins de pertes possibles à un mode fondamentale du guide d'ondes et avec la transmission d'autant que possible de la lumière.

L'adaptation de mode évite l'excitation de modes de radiation et la collection de la lumière empêchent l'échappement des rayons lumineux vers la couverture (diminuer les pertes) [14].

L'Implémentation de cela dans une transition se fait de plusieurs manières, dans le cadre de notre thèse, on le fait par transformation adiabatique du mode.

**-Différence d'indice de réfraction :**

En plus d'adaptation et transformation de modes, une transition doit également adapter les Indices effectifs des deux composants interconnectés. L'échec de la réalisation de ceci cause les réflexions de Fresnel, puisque l'onde doit satisfaire les conditions aux limites au niveau des interfaces.

Pour une incidence normale de la lumière la coefficient de réflexion R et de transmission T sont données par :

$$R = \left( \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2 \quad (II - 2)$$

$$T = \frac{4n_2n_1}{(n_2 + n_1)^2} \quad (II - 3)$$

Les réflexions induisent des pertes de la puissance et éventuelles interférences avec l'onde incidente. [14]

**-Alignement optique :**

Tous les dispositifs doivent être alignés—mais pas seulement les transitions—pour bien recevoir le signal (données) pour les manipuler. Au regard aux dimensions des dispositifs interconnectés, même un décalage d'un micron peut avoir un impact significatif sur

l'efficacité de la transmission. En effet, l'alignement dépend de la précision de fabrication et l'assemblage des équipements:

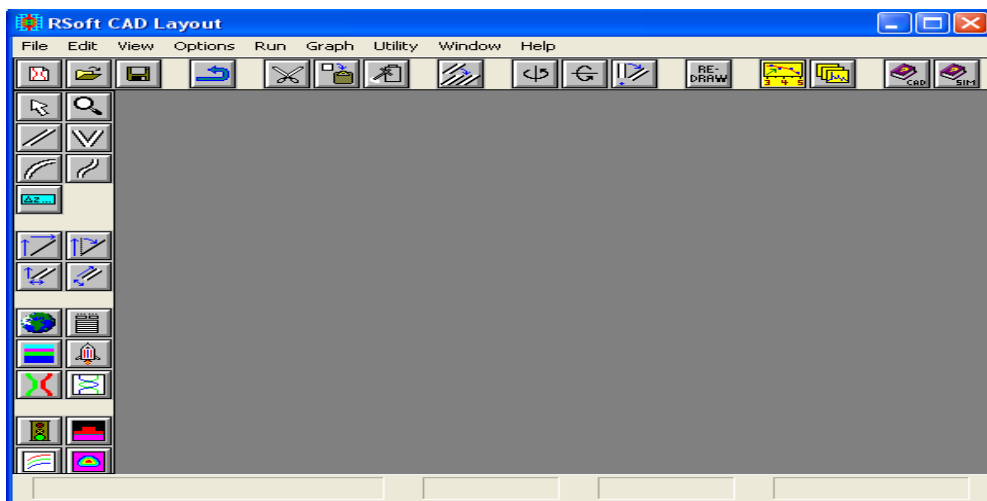
Par simulation, on peut facilement aligner les composants interconnectés, mais il est très difficile à le faire en fabrication. On peut estimer, en simulation, l'effet de désalignement sur les performances. [14]

Pour le couplage par transition on distingue des pertes de propagation le long de la transition, ainsi que les pertes d'insertion à l'interface transition\_guide.

### II-3 Le simulateur" BEAMPROP"

BEAMPROP est le module de propagation intégré avec RSoft Photonics CAD SUITE, c'est un nouvel outil pour simuler la propagation optique dans les guides d'ondes à 2D et 3D. Au cœur du BEAMPROP -3D il y a un programme de calcul extrêmement robuste capable de trouver les solutions rigoureuses des équations d'ondes de Maxwell, des solutions qui sont complètement vectorielles et entièrement bidirectionnelles, tenant compte de toutes les réflexions aux joints à l'interfaces des différents composants du dispositif, car l'algorithme bidirectionnel modélise toutes les réflexions internes.

### II-4 Présentation générale de l'outil de simulation" BEAMPROP"



BeamPROP fournit un package de simulation générale pour le calcul de la propagation des ondes lumineuses dans des géométries de guide d'ondes arbitraires. Il s'agit d'un problème complexe, en général, et plusieurs hypothèses sont faites au départ (dont beaucoup sont ensuite détendus). Le noyau de calcul de ce programme est basé sur une méthode de propagation du faisceau à différence finie comme décrit dans [15,16]. Cette technique utilise des méthodes de différences finies pour résoudre l'approximation bien connue parabolique ou paraxiale de l'équation de Helmholtz. En outre, le programme utilise des «conditions aux limites transparentes» [17].

Le problème de la propagation physique requiert deux éléments clés:

1. La distribution d'indice de réfraction,  $n(x, y, z)$ .
2. Le champ à l'entrée,  $u(x, y, z = 0)$ .

La physique dicte le champ (électrique et magnétique) dans le reste du domaine,  $u(x, y, z > 0)$ . BeamPROP fournit un moyen de spécifier ces informations.

L'algorithme de la solution nécessite un apport supplémentaire sous la forme de paramètres de simulation numériques tels que:

- un domaine fini de calcul

$$\{x \in (x_{min}, x_{max})\}, \{y \in (y_{min}, y_{max})\}, \text{ et } \{z \in (z_{min}, z_{max})\}$$

- La taille de la grille transversale,  $\Delta x$  et  $\Delta y$ .
- La taille de l'étape longitudinale,  $\Delta z$ . (le pas)

Le logiciel BeamPROP, permet à l'utilisateur de modifier les valeurs ces paramètres. Comme pour toute simulation, la confiance dans l'exactitude de la solution numérique exige une expérimentation afin de déterminer la sensibilité aux paramètres numériques.

BeamPROP dispose également de capacités pour le calcul des modes, la manipulation des matériaux non-linéaire et anisotrope.

## **II.5. LA METHODE DE PROPAGATION DE FAISCEAU (BPM) :**

BPM est la méthode de propagation la plus largement utilisée pour la modélisation de fibres optiques et les dispositifs de l'optique intégrée, et la plupart des logiciels commerciaux pour la modélisation sont basés sur elle, comme BeamPROP.

La BPM est conceptuellement simple, permettant la mise en œuvre rapide de la technique de base. Cette simplicité conceptuelle bénéficie également à un utilisateur non-expert, en méthodes numériques, l'utilisation appropriée de l'outil et la compréhension des résultats.

En plus de sa relative simplicité, BPM est une méthode très efficace, et sa complexité de calcul peut, dans la plupart des cas, être optimale, c'est-à-dire l'effort du calcul est directement proportionnel au nombre de points de la grille utilisée dans la simulation numérique. Une autre caractéristique de BPM est que l'approche est facilement appliquée à des géométries complexes, sans avoir à développer des versions spécialisées de la méthode. En outre l'approche inclut automatiquement les effets des champs à la fois guidés et rayonnants, ainsi que le couplage et la conversion des modes.

Enfin, la technique BPM est très souple et extensible, permettant l'inclusion de la plupart des effets d'intérêt (par exemple, la polarisation, non-linéarités) par des extensions de la méthode de base qui s'inscrivent dans le même cadre général.

Dans les paragraphes suivants, les idées de base impliquées dans le BPM ainsi que les principales extensions de la technique seront expliquées.

### **II.5.1. BPM Scalaire, paraxiale:**

La BPM est essentiellement une approche particulière pour l'approximation de l'équation d'onde exacte pour des ondes monochromatiques, et la résolution des équations résultantes numériquement. Dans cette section, l'approche de base est illustrée par la formulation du problème, avec les limites d'un champ scalaire (en négligeant les effets de polarisation) et de la paraxialité (propagation limitée à une plage étroite d'angles par rapport à l'axe  $z$ ).

L'hypothèse de champ scalaire permet à l'équation d'onde d'être écrite sous la forme de l'équation de Helmholtz pour les ondes monochromatiques:



$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + k(x, y, z)^2 \varphi = 0 \quad (II - 4)$$

Ici, le champ scalaire électrique a été écrit  $E(x, y, z, t) = \varphi(x, y, z)e^{-i\omega t}$  et la notation  $k(x, y, z, t) = k_0 n(x, y, z)$  a été introduit pour le nombre d'onde dans l'espace, avec

$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$  étant le nombre d'onde dans le vide.

La géométrie du problème est définie entièrement par la distribution d'indice de réfraction  $n(x, y, z)$ .

Mis à part l'hypothèse scalaire, l'équation ci-dessus (II-4) est exacte. Considérant que dans les problèmes à ondes guidées typiques la variation la plus rapide dans  $\varphi$  est la variation de phase due à la propagation le long de l'axe de guidage, et en supposant que l'axe est principalement le long de la direction  $z$ , il est utile de factoriser  $\varphi$  comme suit:

$$\varphi(x, y, z) = u(x, y, z)e^{i\bar{k}z} \quad (II - 5)$$

Tel que  $u$  est un champ lentement variable.

Ici,  $\bar{k}$  est un nombre constant choisi pour représenter la variation moyenne de la phase du  $\varphi$ , et est dénommé le nombre d'onde de référence. Ce dernier est souvent exprimé en termes de l'indice de réfraction de référence  $\bar{n}$ , par  $\bar{k} = k_0 \bar{n}$ .

Par permutation de l'expression ci-dessus (II-5) dans l'équation de Helmholtz, on obtient l'équation suivante pour le champ variant lentement  $u$ :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + 2i\bar{k} \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + (k^2 - \bar{k}^2)u = 0 \quad (II - 6)$$

L'équation ci-dessus (II-6) est tout à fait équivalente à l'équation de Helmholtz, sauf qu'il est exprimé en termes de  $u$ . Il est maintenant admis que la variation de  $u$  en fonction de  $z$  est suffisamment lente pour que le premier terme de l'équation (II-6) peut être négligé par rapport au deuxième terme, ce qui est familier approximation à enveloppe lentement variable et, il est

également dénommé approximation paraxiale ou parabolique. Avec cette hypothèse et après réarrangement, l'équation (II-6) se réduit à:

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{i}{2\bar{k}} \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + (k^2 - \bar{k}^2)u \right) \quad (II - 7)$$

C'est l'équation BPM de base en trois dimensions (3D), la simplification à deux dimensions (2D) est obtenue en omettant toute dépendance de  $y$ .

Étant donné un champ d'entrée,  $u(x, y, z = 0)$ , l'équation ci-dessus (II-7) détermine l'évolution du champ dans l'espace  $z > 0$ .

Il est important de reconnaître ce qui a été gagné et perdu dans l'approche ci-dessus. Tout d'abord, la factorisation de la variation rapide de phase, permet à  $u$  variant lentement à être représenté numériquement le long de  $Z$  (longitudinale). Deuxièmement, l'élimination du terme en dérivée seconde de  $z$  réduit le problème de la valeur limite de deuxième ordre exigeant itération ou analyse de valeurs propres, à un problème de premier ordre avec des valeurs initiales qui peuvent être résolues par de simples «intégration» de l'équation ci-dessus le long de la direction propagation  $z$ . Ce dernier point est également un facteur important dans la détermination de l'efficacité de la BPM, ce qui implique une réduction du temps d'un facteur au moins de l'ordre  $N_z$  (le nombre de points de grille longitudinale) par rapport à une solution numérique complète de l'équation de Helmholtz.

Les avantages ci-dessus n'ont pas été sans un prix. L'approximation à enveloppe lentement variable limite la considération à des champs qui se propagent principalement le long de l'axe  $z$  (paraxialité), et impose également des restrictions sur le contraste d'indice.

En outre, les champs qui ont une superposition complexe de variation de phase, ne peuvent pas être modélisés avec précision si la variation de phase est essentielle pour le comportement du dispositif. Un deuxième problème est que l'élimination de la dérivée seconde élimine aussi la possibilité des ondes se propageant vers l'arrière (sens inverse au sens direct de l'axe  $z$ ); ainsi des dispositifs pour lesquels la réflexion est importante ne seront pas bien modélisés.

### II.5.2. Solution numérique et conditions aux limites :

Au début, la plupart des BPM utilisent une technique connue sous le nom de la méthode split-step Fourier [18]. Une approche implicite des différences finies basé sur le schéma bien connu de Crank-Nicholson est utilisée dans la plupart des problèmes d'intérêt dans l'optique intégrée [16-19]. Cette approche et ses dérivés sont devenus la norme, elle est fréquemment notée FD-BPM (Méthode de Propagation du Faisceau à différence finie) dans la littérature, ou simplement BPM.

Dans l'approche des différences finies, le champ du transversal plan (XY) n'est représenté que par points discrets sur une grille, et sur des plans discrets le long de la direction longitudinale ou de propagation (z).

Étant donné le champ discrétisé à un plan z, l'objectif est de développer des équations numériques qui déterminent le champ dans le prochain plan z+1. Cette étape élémentaire est ensuite répétée pour déterminer le champ dans toute la structure.

Par souci de simplicité, on illustre l'approche pour un champ scalaire en 2D (XY), et l'extension en 3D est ensuite brièvement résumée.  $u_i^{n+1}$  désigne le champ au point de la grille transversale i et plan longitudinal n, et on assume que les points de la grille et les plans sont régulièrement espacés par  $\Delta x$  et  $\Delta z$ , respectivement. Dans la méthode de Crank-Nicholson équation (II-7) est représenté au plan médian entre le plan n connu et le plan inconnu n +1 comme suit:

$$\frac{u_i^{n+1} - u_i^n}{\Delta z} = \frac{i}{2\bar{k}} \left( \frac{\delta^2}{\Delta x^2} + \left( k \left( x_i, \frac{z_{n+1}}{2} \right)^2 + \bar{k}^2 \right) \right) \frac{u_i^{n+1} + u_i^n}{2} \quad (II - 8)$$

$\delta^2$  représente l'opérateur standard de différence de second ordre,

$$\delta^2 u_1 = (u_{i+1} + u_{i-1} - 2u_i) \text{ et } \frac{z_{n+1}}{2} \equiv z_n + \frac{\Delta z}{2} \quad \text{L'équation ci-dessus (II-8) peut être}$$

réorganisée sous la forme d'une équation de matrice tridiagonale pour u champ inconnu en termes de quantités connues:

$$a_i u_{i-1}^{n+1} + b_i u_i^{n+1} + c_i u_{i+1}^{n+1} = d_i \quad (II - 9)$$

La nature tridiagonale de l'équation (II-9) permet une solution rapide pour  $O(N)$  opérations (complexité de calcul), où  $N$  est le nombre de points de grille en  $x$ . puisque le champ ne peut être représenté que sur un domaine fini de calcul, l'équation ci-dessus est appliquée aux points limites  $i = 1$  et  $N$  qui se réfère à des quantités inconnues en dehors du domaine. Pour ces points, l'équation ci-dessus doit être remplacée par des conditions aux limites appropriées qui complètent le système d'équations. Le choix de ces conditions est essentiel, car un mauvais choix peut conduire à une réflexion artificielle de lumière incidente sur les limites, qui se réinjecte dans le domaine de calcul.

Plusieurs ouvrages ont introduits du matériau artificiel absorbant près du bord du domaine, mais l'ajustement des paramètres de l'absorbeur afin de minimiser la réflexion est trop lourd, et les reflets artificiels persistent dans de nombreux cas, car l'interface entre l'espace du problème et l'absorbeur sera également partiellement réfléchissante. Une condition à la limite communément utilisé est la condition à limite transparente ou TBC [17].

L'approche de base consiste à supposer que près de l'interface le champ se comporte comme une onde plane sortante, dont les caractéristiques (amplitude, direction) sont déterminées dynamiquement via un algorithme heuristique. L'hypothèse d'ondes planes permet au champ au point de limite à être lié au point intérieur adjacent, complétant ainsi l'ensemble des équations.

La TBC est généralement très efficace en permettant au rayonnement de sortir librement du domaine de calcul, mais il ya des cas pour lesquels il n'est pas très performante. [20-21] La solution numérique ci-dessus peut être facilement étendue à la 3D, mais l'extension directe de l'approche de Crank-Nicholson conduit à un système d'équations qui n'est pas tridiagonale, et nécessite  $O(N)$  opérations pour la résolution directe, ce qui n'est pas optimale. Heureusement, il existe une approche numérique standard dénommée la direction alternée implicite ou méthode ADI [22], qui permet à un problème en 3D à être résolu avec  $O(N_x \cdot N_z)$  opérations optimales.

### **II.5.3. BPM Vectorielle :**

L'effet de polarisation peut être inclus dans la BPM en considérant que le champ électrique  $E$  est un vecteur, et on dérive à partir de l'équation des ondes vectorielles plutôt que de l'équation de Helmholtz scalaire. [23,24] Dans une première approche, les équations

sont formulées en termes des composantes transversales du champ ( $E_x$  et  $E_y$ ), et le résultat est un ensemble d'équations couplées pour les correspondants des champs à variations lentes ( $U_x$  et  $U_y$ ): [24]

$$\frac{\partial u_z}{\partial z} = A_{xx} u_x + A_{xy} u_y \quad (II - 10)$$

$$\frac{\partial u_y}{\partial z} = A_{yx} u_x + A_{yy} u_y \quad (II - 11)$$

Les  $A_{ij}$  sont des opérateurs différentiels complexes donnée par:

$$A_{yx} u_x = \frac{i}{2\bar{k}} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial x} (n^2 u_x) \right] + \frac{\partial^2}{\partial y^2} u_x + (k^2 - \bar{k}^2) u_x \right\} \quad (II - 12)$$

$$A_{yy} u_y = \frac{i}{2\bar{k}} \left\{ \frac{\partial}{\partial x^2} u_y + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial y} (n^2 u_y) \right] + (k^2 - \bar{k}^2) u_x \right\} \quad (II - 13)$$

$$A_{xy} u_x = \frac{i}{2\bar{k}} \left\{ \frac{\partial}{\partial y} \left[ \frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial x} (n^2 u_x) \right] + \frac{\partial^2}{\partial y \partial x} u_x \right\} \quad (II - 14)$$

$$A_{xy} u_y = \frac{i}{2\bar{k}} \left\{ \frac{\partial}{\partial y} \left[ \frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial y} (n^2 u_y) \right] + \frac{\partial^2}{\partial y \partial x} u_y \right\} \quad (II - 15)$$

Les opérateurs  $A_{XX}$  et  $A_{YY}$  compte de dépendance de la polarisation due aux différentes conditions aux limites aux interfaces, et décrire les différentes constantes de propagation, des formes de champ, les pertes en courbures, etc pour les champs TE et de TM. Les termes hors diagonale  $A_{XY}$  et  $A_{YX}$  pour le couplage de polarisation et modes hybrides dues aux effets géométriques, telles que l'influence des coins ou des parois inclinées de la structure.

Les équations ci-dessus décrivent généralement une BPM pleine vectorielle. La simplification  $A_{XY} = A_{YX} = 0$  donne l'approximation semi-vectorielle. Dans ce cas, les composantes du champ transversales sont découplées, ce qui simplifie considérablement le problème tout en conservant les effets de polarisation. A moins qu'une structure soit

spécifiquement conçue pour induire le couplage, l'effet des termes hors diagonale est extrêmement faible et l'approximation semi-vectorielle est une excellente approche.

#### II.5.4. BPM grand-angle :

La restriction sur la paraxialité BPM, ainsi que les restrictions liées au contraste d'indice de réfraction et de la propagation multimode, peuvent être assouplies par l'utilisation des extensions qui ont été appelés BPM grand-angle. [25-26] L'idée essentielle derrière ces différentes approches est de réduire les limitations paraxiales en intégrant l'effet du terme

$\partial^2 u / \partial z^2$  Négligé dans la dérivation de la BPM de base, elles se différencient par la méthode et le degré d'approximation.

La formulation la plus populaire est appelé la technique à étapes multiples à grand-angle à base de l'approximation de Padé, [27].

Une approche simple pour dériver une équation BPM à grand-angle est de considérer l'équation d'onde de Helmholtz écrite en termes de champ variant lentement (Eq.(II- 6)), mais avant la procédé de l'approximation à enveloppe lentement variable et en négligeant le terme  $\partial^2 u / \partial z^2$ .

Si  $D$  désigne  $\partial / \partial z$  dans cette équation,  $\partial^2 / \partial z^2$  est représenté par  $D^2$ . Mis à part le fait que  $D$  est un opérateur différentiel, l'équation peut maintenant être considérée comme une équation du second degré à résoudre pour  $D$ , ce qui donne la solution formelle suivante d'une équation du premier ordre en  $z$ :

$$\frac{\partial u}{\partial z} = i\bar{k}(\sqrt{1+p} - 1)u \quad (II - 16)$$

$$p \equiv \frac{i}{\bar{k}^2} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + (k^2 - \bar{k}^2) \right) \quad (II - 17)$$

Cette équation est appelée équation des ondes à sens unique, puisque la dérivée du premier ordre ne reconnaît que des ondes se propageant dans un seul sens (en sens direct ou en sens inverse, mais pas les deux simultanément). Bien qu'elle soit limitée à la propagation dans le sens direct (+z), l'équation ci-dessus est toujours exacte en ce sens qu'aucune

approximation paraxiale n'a été faite. La difficulté est que, avant que cette équation soit intégrée le radical impliquant l'opérateur différentiel P doit être évalué. Une approche possible serait d'utiliser un développement de Taylor.

Pour premier ordre ce qui conduit à la standard paraxial BPM, et pour l'ordre supérieur, il devient plus précis, et représente une approche pour la réalisation d'un système à grand-angle. Cependant l'expansion par le biais de l'approximation de Padé est plus précise que le développement de Taylor pour le même ordre des termes. [27] Cette approche conduit à l'équation suivante à grand-angle: [27]

$$\frac{\partial u_z}{\partial z} = i\bar{k} \frac{N_m(p)}{D_n(p)} \quad (II - 18)$$

$N_m$  et  $D_n$  sont des polynômes en P, et (m, n) est l'ordre de l'approximation.

Le tableau ci-dessous contient plusieurs approximants communes:

Ordre de Padé (m, n)	$N_m$	$D_n$
(1,0)	$P / 2$	1
(1,1)	$P / 2$	$1 + P / 4$
(2,2)	$P / 2 + P^2 / 4$	$1 + 3 P / 4 + P^2 / 16$

L'utilisation de l'équation ci-dessus permet aux grandes angles, au contraste d'indice plus élevé, et aux plus complexe des interférences des modes d'être analysés dans les deux cas : ondes guidées et des problèmes d'espace libre, et on obtient des meilleurs résultats au fur et à mesure que l'ordre de Padé (M, N) augmente . [27,28]

### II.5.5. BPM bi-directionnelle :

Alors que BPM à grand-angle permet la propagation dans un plus large cône d'angle par rapport à l'axe z, ce cône peut asymptotiquement approche + / - 90 degrés de l'axe z, et ne peut être étendue pour traiter la propagation simultanée le long de la négative axe z.

Pour cela, il faut traiter les ondes réfléchies à part, bien qu'elles soient couplées.

Diverses techniques bidirectionnelles BPM ont été envisagées pour résoudre ce problème, [29-30] avec la plupart se concentrant sur le couplage qui se produit par la réflexion d'une onde incidente sur une interface long de  $z$ . Voici une des dernières techniques qui tient compte de plusieurs interfaces et les réflexions d'une manière efficace. [31] Dans cette méthode, le problème de propagation de l'onde guidée est divisé en régions qui sont uniformes le long de  $z$ , et les interfaces entre ces régions.

À tout point de la structure, il est considéré que les deux ondes incidentes et réfléchies peuvent exister simultanément, qui sont désignés par  $u^+(x, y, z)$  et  $u^-(x, y, z)$  respectivement. Dans les régions uniformes ces deux types d'ondes sont découplées, tandis que les interfaces entre ces régions couplent ces ondes dues à la réflexion.

L'idée essentielle [31] est d'employer une approche de matrice de transfert dans laquelle les éléments sont des opérateurs différentiels. L'onde incidente est généralement donnée à l'entrée de la structure, et l'objectif est de déterminer l'onde réfléchi au début et l'onde transmise à la sortie.

La matrice de transfert, toutefois, est formulée en supposant que les champs à la fois incident et réfléchi sont connus à l'entrée de la structure, et une matrice de transfert globale,  $M$ , décrit le système comme suit:

$$\begin{pmatrix} u_{out}^+ \\ u_{out}^- \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} u_{in}^+ \\ u_{in}^- \end{pmatrix} \quad (II-19)$$

$u_{in}^+$  : Champ incident

$u_{in}^-$  : Champ réfléchi

$u_{out}^- = 0$

$u_{out}^+$  : champ transmise (à la sortie)

étant donné le champ incident  $U_{in}^+$ , l'équation (II-16) est résolu par itération du champ réfléchi (tel que le champ réfléchi à la sortie est nul  $U_{out}^- = 0$ ).  $M$  est la matrice de transfert qui décrit la structure entière, résultats des applications successives des matrices de propagation et d'interface. La matrice propagation décrit les régions uniformes, et faire



propager  $u^+$  et  $u^-$  indépendamment à l'aide de normal BPM (soit paraxial ou grand-angle). Les matrices d'interface se rapportent  $u^+$  et  $u^-$  à travers une interface, sont donnés par les formules de Fresnel généralisées impliquant des opérateurs différentiels utilisant les approximants du Padé utilisés dans BPM à grand-angle. [31].

### II.5.6. Techniques BPM supplémentaires :

Il existe plusieurs techniques de BPM supplémentaires à noter. Premièrement, alors que la discussion ci-dessus a été axée sur linéaire, isotropes matériaux, il est possible d'inclure les effets non linéaires des matériaux ou anisotrope dans la BPM. La plupart des matériaux anisotropes sont facilement traitées dans le cadre de la BPM pleine vectorielles en élargissant la définition des opérateurs  $A_{IJ}$  pour tenir en compte le fait que l'indice du matériau est décrit par un tenseur diélectrique. [32] des matériaux non linéaires peuvent être pris en considération en permettant à l'indice de réfraction apparaissant dans les équations d'être en fonction de l'intensité du champ optique. Seul un petit ajustement est nécessaire dans la solution des équations aux différences finies qui en résultent pour tenir compte du fait que l'indice est une fonction du champ inconnu à l'étape suivante  $z$ . Une procédure d'itération simple permet à obtenir une solution auto-cohérente des équations aux différences non linéaire, généralement dans une ou deux itérations.

### II.5.7. Résolution de Modes via BPM :

Il est intéressant de noter que plusieurs techniques, basés sur la BPM, utiles pour la résolution de modes ont été développés, donc un code écrit pour une propagation BPM peut être transformé en un mode-solveur d'une manière relativement simple. La première d'entre eux est la méthode de corrélation, et a été utilisée pour calculer les modes et les caractéristiques de dispersion des fibres multimodes. [33] Plus récemment, une technique dénommée la BPM à distance imaginaire a été développé qui est généralement beaucoup plus rapide. [34,35] Il est à noter que la technique de la BPM à distance imaginaire est formellement équivalente à d'autres techniques itératives de résolution de modes; [36,37]. Dans les deux techniques de résolution de modes basée sur BPM, un champ incident donné est lancé dans une géométrie qui est  $Z$ -invariant, et une certaine forme de propagation BPM est effectuée. Comme la structure est uniforme le long de  $z$ , la propagation peut être décrite en

termes de modes et des constantes de propagation de la structure. Considérant la propagation 2D d'un champ scalaire, le champ incident  $\phi_{in}(x)$  peut être développé en fonction des modes de la structure :

$$\phi_{in}(x) = \sum_m C_m \phi_m(x) \quad (II - 20)$$

La somme doit évidemment consister en une somme de plus vrai modes guidés et de l'intégration sur les modes de rayonnement, La propagation à travers la structure peut alors être exprimée par :

$$\phi(x, z) = \sum_m C_m \phi_m(x) e^{iB_m z} \quad (II - 21)$$

Dans chaque technique de résolution de modes, basée sur la BPM, le champ propagé obtenu est conceptuellement assimilé à l'expression ci-dessus (II-21) pour déterminer la façon d'extraire les informations du mode à partir des résultats.

Dans le BPM à distance imaginaire, la longitude  $z$  est remplacé par  $z' = iz$ , de sorte que la propagation le long de cet axe imaginaire devrait suivre :

$$\phi(x, z') = \sum_m C_m \phi_m(x) e^{B_m z'} \quad (II - 22)$$

La propagation implicite par le terme exponentiel de l'équation (II-21) est devenue une croissance exponentielle dans l'équation (II-22), avec le taux de croissance de chaque mode étant égale à sa constante propagation réelle. L'idée essentielle de la méthode est de lancer un champ quelconque, une gaussienne par exemple, qui se propage dans la structure le long de l'axe imaginaire. le mode fondamental ( $m = 0$ ), par définition, a la plus grande constante de propagation, sa contribution au champ aura le plus haut taux de croissance et va dominer tous les autres modes, après une certaine distance, ne laissant que le champ  $\phi_0(x)$ ,

La constante de propagation peut être obtenue par l'expression suivante:

$$\beta^2 = \frac{\int \phi^* \left( \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + k^2 \phi \right) dx}{\int \phi^* \phi dx} \quad (II - 23)$$

Les modes d'ordres supérieurs peuvent être obtenus en utilisant une procédure d'orthogonalisation pour soustraire les contributions des modes d'ordres inférieurs au cours de la propagation. [38] En outre, une correction supplémentaire est ajoutée pour éliminer les erreurs dues au fait que nous avons résolu pour les valeurs propres du paraxial. Il est important de noter que la BPM à distance imaginaire n'est pas la même que la technique courante d'effectuer une propagation standard et d'attendre que la solution atteigne l'état d'équilibre. Cette dernière n'obtiendra que le mode fondamental si la structure est en monomode, et prend généralement plus de temps pour converger.

La BPM à distance imaginaire est étroitement liée à la méthode de la puissance inverse déplacé pour trouver des valeurs et vecteurs propres d'une matrice. Dans la méthode de corrélation, un champ quelconque est lancé dans la structure et se propage via BPM normale. Au cours de la propagation, la fonction de corrélation suivante entre le champ d'entrée (lancé à l'entrée) et le champ propagé est calculé:

$$p(z) = \int \phi_m^*(x) \phi(x, z) dx \quad (II - 24)$$

en utilisant l'équation (II-17) et (II-18), la fonction de corrélation peut aussi être exprimée comme suit:

$$p(z) = \sum_m |C_m|^2 e^{i\beta_m z} \quad (II - 25)$$

De cette expression on peut voir que une transformée de Fourier de la fonction de corrélation calculée devrait avoir un spectre avec des pics aux constantes de propagation modales. Les champs modales correspondants peuvent être obtenus avec une deuxième propagation:

$$\Phi_m(x) = \frac{1}{L} \int_0^L \Phi(x, z) e^{i\beta_m z} \quad (II - 26)$$

Notez que plusieurs corrections des constantes de propagation peuvent être faites. Tout d'abord, une correction de l'erreur introduite par la résolution de l'équation paraxiale. Deuxièmement, la partie imaginaire de la constante de propagation peut être trouvée par la substitution du profil de mode dans l'équation d'ondes et après résolution pour la constante de propagation. Bien que la méthode de corrélation soit généralement plus lente que la BPM à distance imaginaire, il a l'avantage qu'il est parfois applicable à des problèmes qui sont difficiles ou impossibles pour la BPM à distance imaginaire, tels que les modes rayonnants.

## **II.6. Philosophie générale pour choisir les valeurs des paramètres de simulation :**

Si le temps estimé par BeamPROP avec les valeurs par défaut des paramètres est «raisonnable», commencer avec ces valeurs, puis "raffiner" autant que nécessaire pour obtenir l'exactitude ou agrandir ces valeurs jusqu'à ce que le délai devient raisonnable, et exécutez la simulation pour voir si elle a un sens physique. Ensuite Affinez autant que nécessaire pour obtenir une précision.

Dans les paragraphes suivants on va décrire les effets des différents paramètres sur la stabilité et la précision des résultats de simulations.

### **❖ L'effet de taille de grilles ( $\Delta x$ et $\Delta y$ ) :**

Les petites tailles de grilles ( $\Delta x$  et  $\Delta y$ ) améliorent la précision des deux, BPM et la résolution des modes, mais la stabilité n'est pas affectée, sauf dans le cas de BPM pleinement vectorielle.

Les petites tailles des grilles produisent de difficulté aux conditions aux limites transparentes (les reflets indésirables) ou avec des champs aux interfaces (artefacts tels que l'énergie «bloqué» à proximité d'une interface). Ces problèmes sont soulagés par l'utilisation de plus petite taille du pas ( $\Delta z$ ).

❖ **Effet de la taille du pas ( $\Delta z$ ) :**

➤ **BPM et le mode de résolution basée sur la normale BPM (méthode de corrélation)**

- Diminuer la taille du pas ( $\Delta z$ ) améliore la précision, la stabilité n'est pas affectée.
- Diminuer la taille du pas ( $\Delta z$ ) atténue également les problèmes de performance des conditions aux limites transparentes et de la propagation au près des interfaces à des tailles petites des grilles.
- Dans certains cas, la taille du pas ( $\Delta z$ ) peut être échangé contre le nombre d'onde de référence  $k$ , puisque la précision dépend du :

$$(\bar{k} - k_z) \cdot \Delta z \quad (\text{II} - 27)$$

➤ **résolution des Modes basée sur la BPM à distance imaginaire. (la méthode itérative) :**

- la Diminution de la taille du pas n'a pas d'effet significatif sur l'exactitude ou de la stabilité.
- La plus grande taille du pas améliore le taux de convergence, mais une trop grande taille du pas converge vers des modes non désirées. BeamPROP choisit une valeur par défaut près de cette limite, si des problèmes surviennent, réduire la taille du pas par des facteurs de 2 jusqu'à ce qu'à la résolution des problèmes.

❖ **Effet du nombre d'onde de référence :**

➤ **BPM et la résolution des modes de basée sur la normale BPM (méthode de corrélation) :**

- un nombre d'onde de référence plus précise conduit à des résultats plus précis. Le meilleur choix est habituellement  $\cos \theta \beta$ , où  $\beta$  est la constante propagation du principal mode impliqués dans la propagation, et  $\theta$  est l'angle de propagation par rapport à l'axe  $z$ .
- Dans certains cas, le nombre d'onde de référence peut être échangé contre de la taille du pas. car la précision dépend de l'expression (II-27)

- De la même façon (pour la BPM seulement), dans une certaine mesure le nombre d'onde de référence peut être échangé contre l'Ordre du Padé, de plus élevé l'Ordre du Padé réduit l'effet du terme d'erreur.

➤ **Mode résolution basé sur la distance imaginaire BPM (la méthode itérative)**

Le choix du nombre d'onde de référence n'a aucun effet significatif, il est mis à jour dynamiquement en fonction de chaque mode. Le meilleur choix initial est la valeur par défaut,  $k_{ext}$ .

❖ **Effet de l'ordre Padé :**

➤ **BPM Normale :**

- l'ordre élevé du Padé améliore la précision aux grands angles, grand contraste d'indice, et quand plusieurs constantes de propagation sont impliquées (dispositifs multimodes).

- L'effet de l'ordre du Padé est également mêlé à l'effet de la grille et la taille du pas, ainsi que le nombre d'onde de référence.

➤ **Mode Résolution (quelque soit la méthode) :**

- l'ordre du Padé élevé n'a pas d'effet sur la précision et ne doit pas être utilisé.

❖ **Effet du domaine de calcul et des conditions aux limites :**

L'effet de ces options est généralement moins critique, puisque la condition aux limites transparentes (TBC), lorsqu'elle fonctionne correctement, devrait faire l'effet de la position de la limite immatérielle. Cependant, il y a plusieurs mises en garde pour chacun.

➤ **Calcul de domaine :**

- Lorsque le TBC a des difficultés, on choisit un plus grand domaine de calcul.

➤ **Conditions aux limites :**

Il existe deux formes de la TBC, complète et simple. La valeur par défaut complète TBC tente d'être plus intelligente, et il est parfois plus précis, mais il est parfois pire que la TBC simple.

La TBC simple avec une plus petite taille du pas  $z$  est le meilleur choix et en particulier dans le cas des problèmes multimodes ou des problèmes à grandes radiations.

❖ **Effet des options de la polarisation :**

Les options principales de polarisation sont Aucun (c.-à-scalaire), semi-vectorielle, et le plein-vectorielle, et elles affectent la précision avec laquelle la BPM traite certains effets comme indiqué ci-dessous.

- ✓ Aucun (scalaire): les effets de polarisation sont ignorés. Ceci est approprié pour les "petits contraste d'indice" pour lesquels les effets de polarisation sont "faibles".
- ✓ Semi-vectorielle: les effets de dépendance de polarisation sont inclus, mais le couplage de polarisation et les effets hybrides de polarisation sont ignorés. Ce qui est approprié et suffisant pour presque tous les "grands contraste d'indice" pour lesquels les effets de polarisation ont d'intérêt.
- ✓ Full-Vector: Tous les effets de polarisation sont inclus, mais les simulations sont bien plus compliqués et beaucoup de temps que dans le cas scalaire ou semi-vecteur. En général pas beaucoup plus d'information est obtenue, à l'exception pour les dispositifs destinés à coupler les polarisations. la stabilité doit être contrôlé.

❖ **Effet paramètre du régime:**

Le paramètre du régime est utilisé pour les simulations à plein-vectorielle pour contrôler la stabilité, qui devient un problème pour le "Grand contraste d'indice" et / ou «petites taille de la grille".

Pour remédier à l'instabilité ci-dessus, le paramètre du régime doit être réglé sur une valeur supérieure à sa valeur par défaut de 0,5, et moins de 1,0.

Une méthode générale est de commencer avec des simulations scalaires, même si votre problème nécessite plus de sophistication, et seulement après que le problème commence à avoir un sens physique, et de continuer le processus jusqu'à semi-plein ou vecteur selon les besoins.

## **II.7 Conclusion :**

On a présenté dans ce chapitre, les trois méthodes de couplage à savoir :

Le couplage par prisme qu'est sélectif et hybride.

Le couplage par réseau de diffraction qui donne une efficacité de l'ordre de 80% pour de structures adaptées.

Le dernier est le couplage en bout qui présente une efficacité de couplage très faible dans le cas de fort contraste d'indice et une grande différence en dimensions entre les dispositifs interconnectés, d'où la nécessité d'utiliser un dispositif intermédiaire (transition ou bien coupleur au sens général) pour améliorer l'efficacité de couplage.

Pour la simulation, on a passé en revue le logiciel BEAMPROP avec son programme de calcul robuste basé sur la BPM. Ce logiciel utilise dans le calcul de la propagation d'ondes monochromatique la BPM de base ainsi que ses principales extensions pour inclure plusieurs effets tels que la polarisation et la nonlinéarité des matériaux, il utilise deux méthodes pour la résolution des modes à savoir la BPM à distance imaginaire et la méthode de corrélation.

Le bon choix de valeurs de paramètres conduit à de bons résultats



# Chapitre III

*Simulation des transitions  
et interprétations des Résultats*

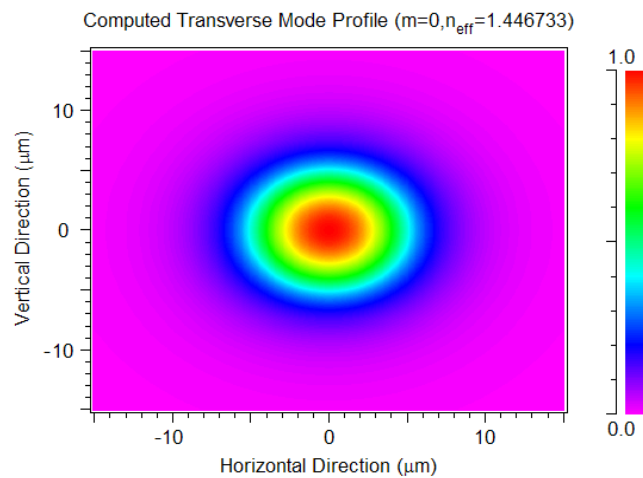
### III-1 Introduction

Dans ce chapitre, nous allons présenter les trois types de transitions, quadratique, exponentielle et linéaire, ensuite interpréter les résultats obtenus par simulation des différents paramètres caractéristiques des dispositifs à l'aide du logiciel RSOFT PHOTONICS CAD SUITE et de son module BEAMPROP.

#### III-2-1 Caractéristiques de la fibre optique :

Nous avons choisi une fibre optique monomode. Elle présente, par rapport à la fibre multimode, l'avantage d'avoir une bande passante plus élevée. La fibre multimode est généralement réservée pour les liaisons courte distance et faible débit. Nous avons donc choisi une fibre optique monomode à saut d'indice dont l'indice du cœur est de 1,44904. Et l'indice de la gaine est 1.44404 avec  $\Delta n=0.005$ . La figure III-1 représente le profil transversal du mode fondamental a l'entrée de la fibre, obtenu par injection d'une gaussienne dans la fibre avec une longueur d'onde  $\lambda=1,55 \mu\text{m}$

L'indice effectif de ce mode fondamental est  $n_{eff} = 1.446733$ .

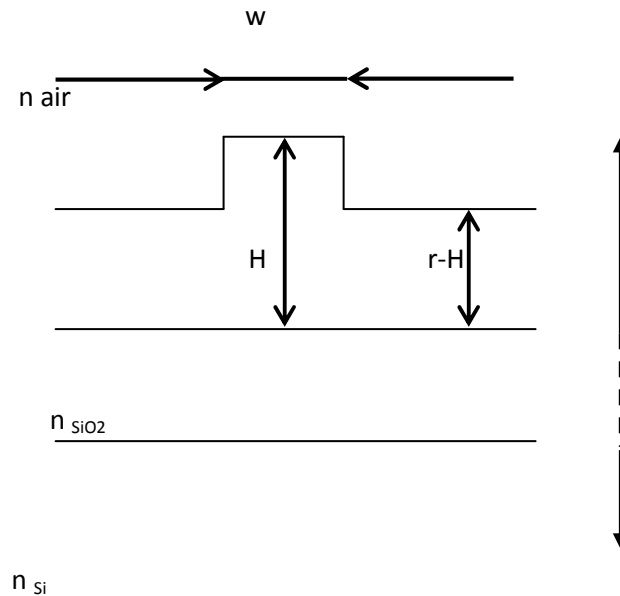


**Figure III-1: Le profil transversal du mode fondamental de la fibre optique  
(Intensité du champ électrique)**

Après avoir calculé le mode fondamentale de la fibre on l'injecte à l'entrée de la transition, ensuite on lance la simulation BeamProp pour obtenir la solution optimale.

### III-2-2 Caractéristiques du guide d'onde rib :

Nous avons choisi un guide en arête monomode (figure III-2) qui doit être compatible avec l'utilisation des composants optoélectroniques ainsi que celles des fibres monomodes permettant ainsi un couplage entre la fibre et le guide.



**Figure III-2 : schéma en coupe du guide en arête choisi**

$W$  : La largeur du guide.

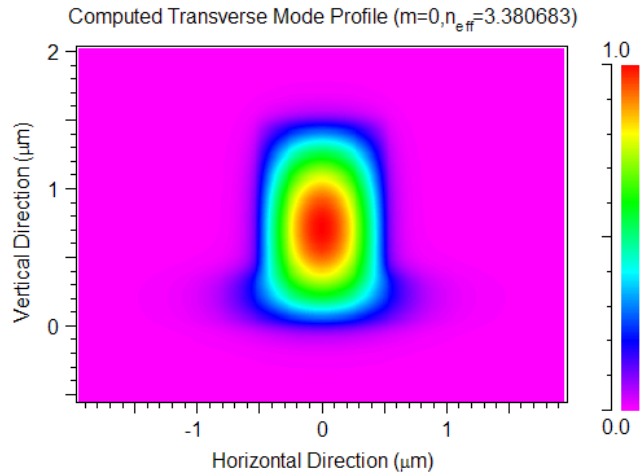
$H$  : la hauteur du guide

$r$  : le paramètre de gravure qui correspond au rapport entre l'épaisseur de l'arête déterminant le confinement latéral et l'épaisseur du guide.

Les paramètres correspondants à notre guide en arête monomode sont : [5,6]

$W=1\mu m$ ,  $H=1.5\mu m$ ,  $r=0.40$

La figure III-3 représente le profile transversal du mode fondamental à l'entrée du guide d'onde en arête monomode, en injectant une gaussienne à l'entrée du guide avec une longueur d'onde  $\lambda=1,55\mu m$ .



**Figure III-3: Le profil transversal du mode fondamental du guide d'onde en arrêt**

### III-2-3 Propriétés de la transition :

On décrit les deux types de transitions utilisées pour assurer le couplage entre la fibre optique et le guide.

#### -Position normalisée :

La position normalisée est définie par :

$$z' = \frac{z - z_0}{z_1 - z_0} \quad (III - 1)$$

$z_0$  et  $z_1$  sont les coordonnées  $z$  des début et fin de la structure guidante respectivement. Donc  $z'$  varie de 0 à 1 le long du guide.

#### -Taper de la largeur :

Ce taper (transition) spécifie la manière fonctionnelle avec laquelle la largeur de la structure guidante varie en fonction de la position  $z$  le long du guide. La fonction de taper est donnée par  $f(z')$

$$w(z') = w_0 + (w_1 - w_0)f(z') \quad (III - 2)$$

$w_0$  et  $w_1$  sont les largeurs des début et fin de la structure guidante respectivement.

**-Taper de la hauteur :**

Ce taper spécifie la manière fonctionnelle avec laquelle la hauteur de la structure guidante varie en fonction de la position  $z$  le long ce guide. (Figure III-4)

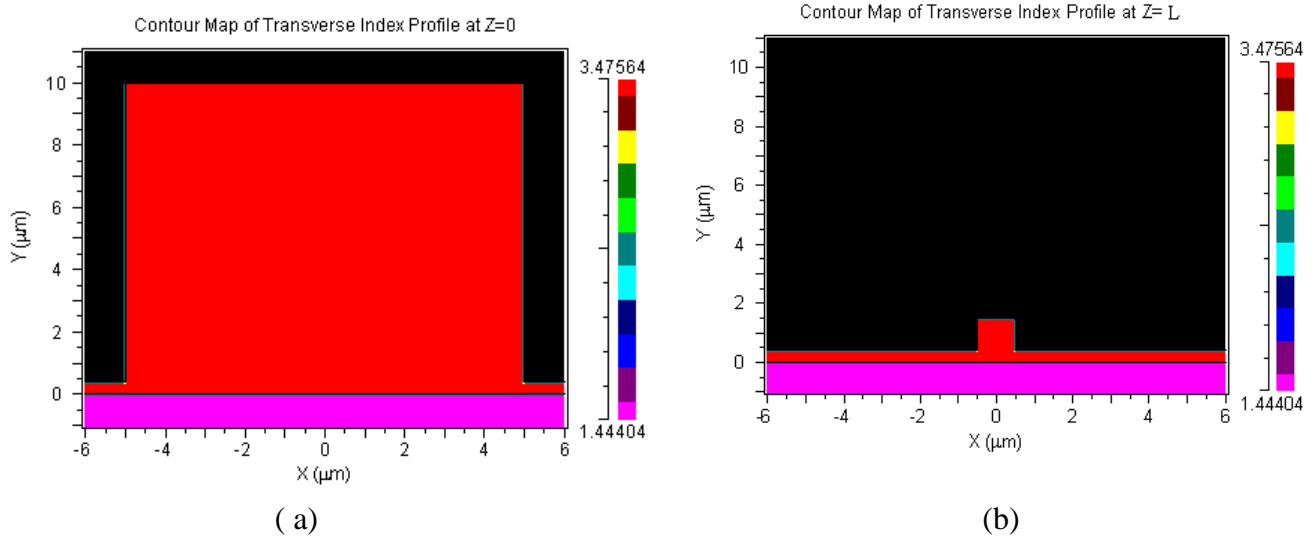
$$h(z') = h_0 + (h_1 - h_0)f(z') \quad (III - 3)$$

$h_0$  et  $h_1$  sont les hauteurs des début et fin de la structure guidante respectivement.

La transition qu'on va utiliser pour le couplage entre la fibre optique et un guide d'onde en arrête est caractérisée par :

$w_0 = 10 \mu\text{m}$ ,  $z_0 = 0$ ,  $h_0 = 10 \mu\text{m}$  paramètres du début de la transition

$w_1 = 1 \mu\text{m}$ ,  $z_1 = \text{longueur de la transition}$ ,  $h_1 = 1.5 \mu\text{m}$  paramètres du fin de la transition.



**Figure III-4 (a) profil d'indice au début de la transition**

**(b) profil d'indice à la fin de la transition**

**III-3 Transition Quadratique:**

On utilise une transition quadratique avec deux tapers pour coupler une fibre et un guide (figure II-5). Un taper est pour la longueur et l'autre pour la hauteur, leurs fonctions sont définies comme suit :

$$f(z') = z'^2 \quad (III - 4)$$

d'où la largeur de la transition :

$$w(z') = 10 - 9 z'^2 \quad (III - 5)$$

Et la hauteur de la transition :

$$h(z') = 10 - 8.5 z'^2 \quad (III - 6)$$

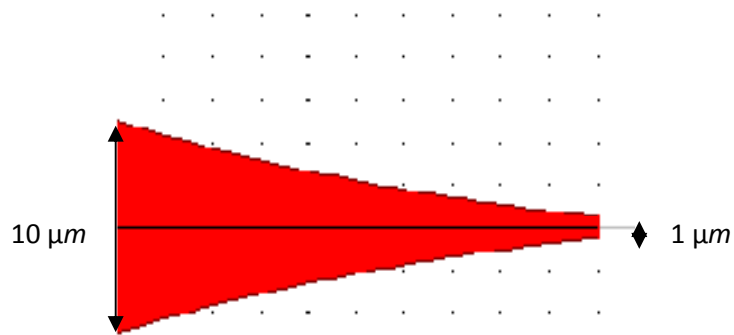
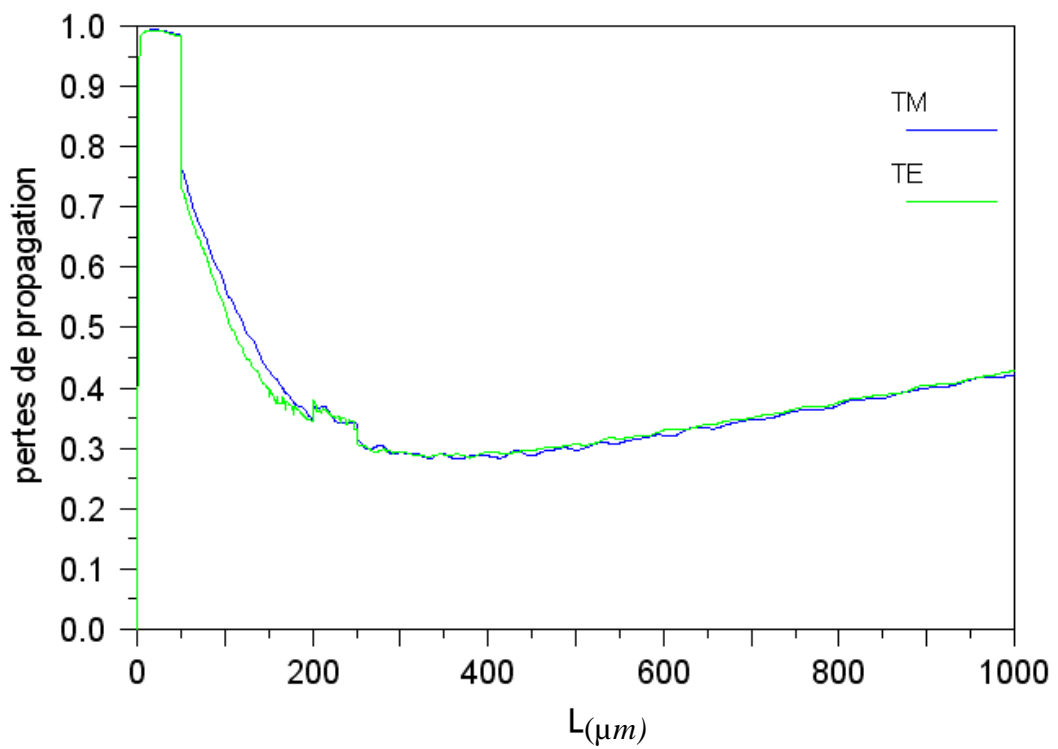


Figure III-5 transition quadratique

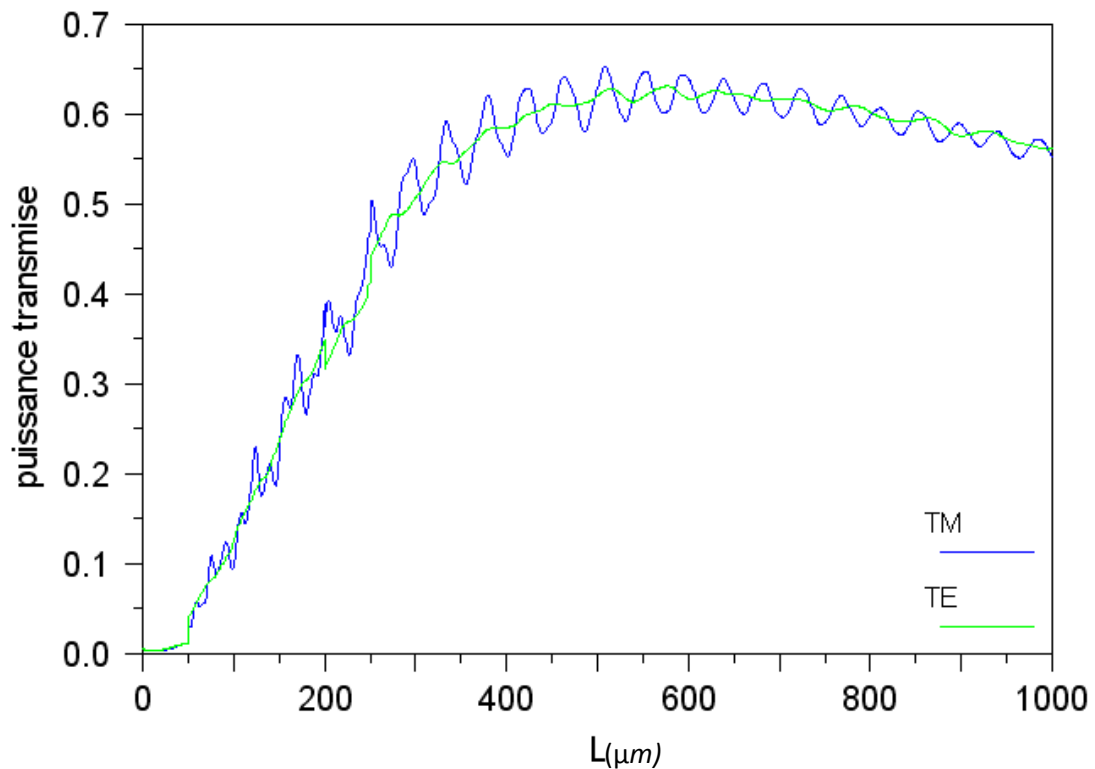
### III-3-1 Pertes de propagation:



### Figure III-6 pertes de propagation dans une transition quadratiques

La figure III-6 donne l'évolution des pertes de propagation de la puissance optique pour la polarisation TE et TM le long d'une transition quadratique. On constate que ces pertes sont très grandes pour une transition de longueur inférieure à  $50 \mu\text{m}$  ( $L < 50 \mu\text{m}$ ) et au dessus de  $50 \mu\text{m}$  elles diminuent jusqu'à une valeur minimale correspond au ( $400\mu\text{m}$ , 28,76%) TM et ( $400\mu\text{m}$ , 29,36%) TE. Au delà de  $400 \mu\text{m}$ , ces pertes augmentent aussi bien en TE qu'en TM.

#### III-3-2 Puissance transmise:

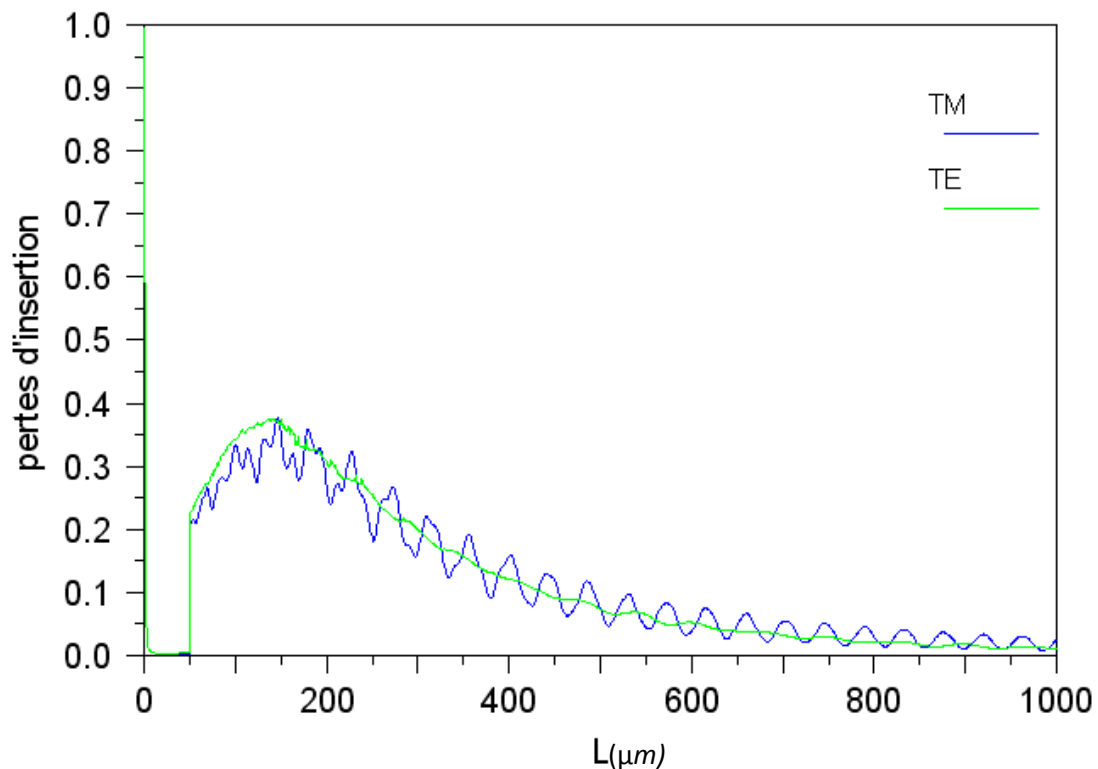


### Figure III-7 puissance transmise dans une transition quadratique

La figure ci-dessus III-7 montre que la puissance transmise (couplée) pour une transition quadratique est très faible et presque nulle pour une longueur inférieure à  $50 \mu\text{m}$  ( $L < 50 \mu\text{m}$ ). A partir de cette valeur ( $50 \mu\text{m}$ ) elle augmente (pour TE et TM) jusqu'à elle atteint une valeur maximale ( $577\mu\text{m}$ , 63,13%) pour TE et ( $509\mu\text{m}$ , 65,37%) pour TM, ensuite elle diminue à cause des pertes de propagation.

A l'entrée de la transition, la puissance se trouve dans le mode fondamental de la fibre mais pendant la propagation, une quantité de la puissance se transfère dans les différents modes de la transition. On note qu'il existe un échange de la puissance entre ces modes. A la sortie de la transition, la puissance sera injectée dans le mode fondamental du guide rib monomode.

### III-3-3 Pertes d'insertion:



**Figure III-8 pertes d'insertion au niveau de la jonction d'une transition quadratique avec le guide rib**

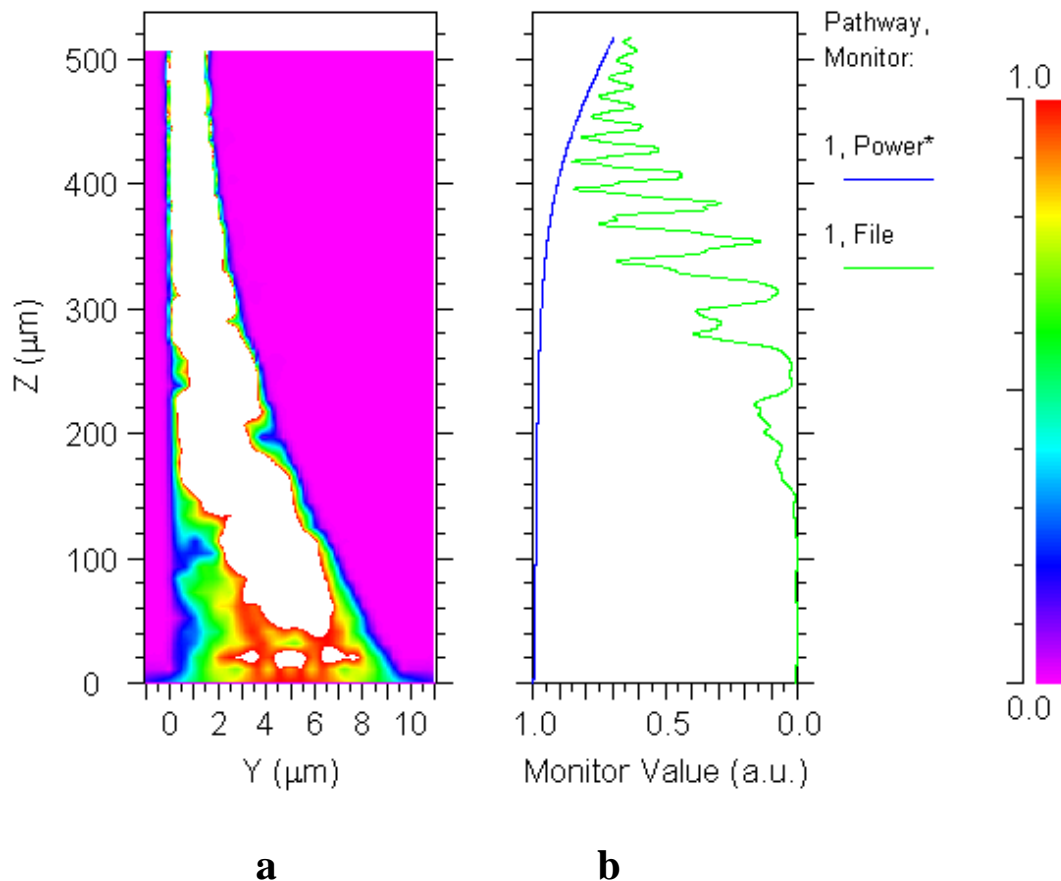
De la figure III-8, on observe que Les pertes d'insertion dans le cas d'une transition quadratique sont très faibles pour une longueur  $L < 50 \mu\text{m}$  et au-dessus de cette valeur elles augmentent jusqu'à elles atteignent ( $145\mu\text{m}$ , 37,19%) pour TM et ( $145\mu\text{m}$ , 37,22%) pour TE. Au delà de cette longueur, ces pertes commencent à diminuer quel que soit la polarisation TE ou TM. Ces pertes sont dues aux différences entre le mode du guide rib et les modes à la sortie de la transition, à cause de la différence des indices effectifs du mode entre le guide et la transition.



### III-3-4 Longueur optimale:

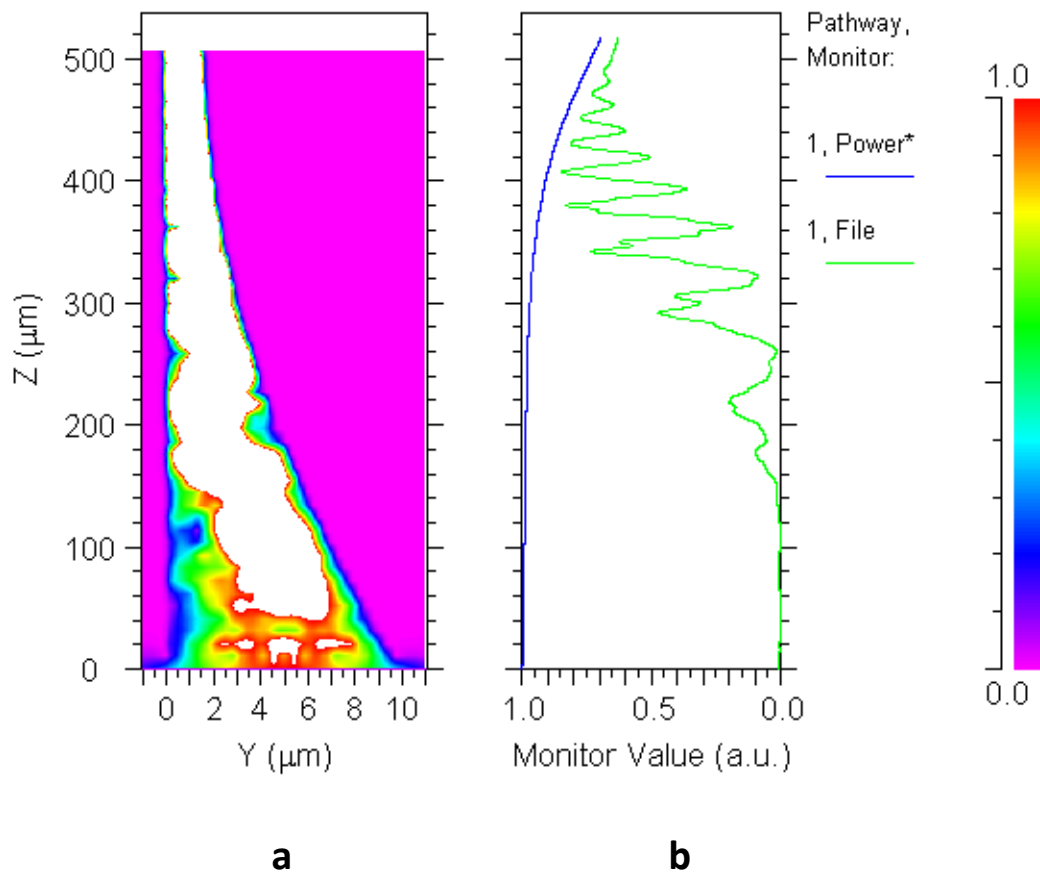
La longueur optimale de la transition quadratique pour une fibre de diamètre de  $10\ \mu\text{m}$  est celle pour laquelle la puissance est maximale pour TE et pour TM c'est-à-dire la longueur pour laquelle la transition est fortement insensible à la polarisation. Les courbes de la puissance couplée pour TE et TM coïncident dans plusieurs points, on choisit le couple (longueur, puissance) ou la puissance transmise est maximale. Ce qui nous donne cet couple de valeur ( $517\ \mu\text{m}$ ,  $62,91\%$ ) pour TM et ( $517\ \mu\text{m}$ ,  $62,80\%$ ) pour TE. On obtient une efficacité de couplage proche de  $63\%$  pour TM et TE.

La figure III-9- a représente l'intensité du champ électrique dans la transition pour une polarisation TM dans le plan ZY. Sur la figure III-9- b, on note une courbe en bleu qui représente les pertes de propagation le long de la transition, cependant la courbe en vert représente la puissance qui sera dans le guide en arrêt.

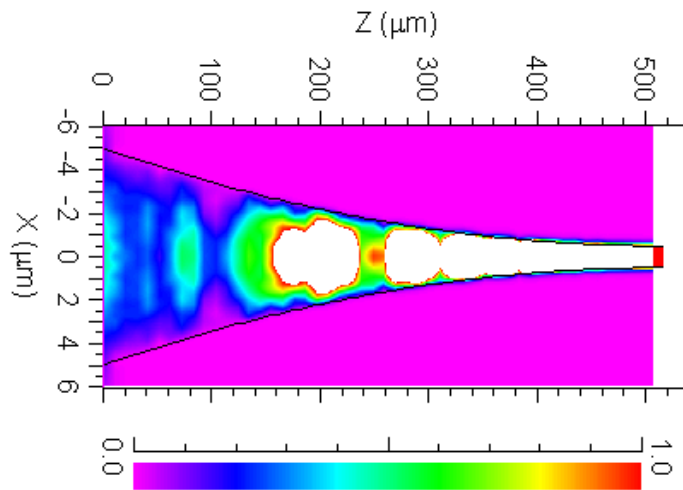


**Figure III-9 l'intensité du champ électrique dans la transition pour une polarisation TM dans le plan (yz)  $L=517\ \mu\text{m}$**

La figure III-10-a représente l'intensité du champ électrique dans la transition avec une polarisation TE dans le plan ZY. Sur la figure III-10-b représente les pertes de propagation le long de la transition, cependant la courbe en vert représente la puissance qui sera dans le guide en arrêt.



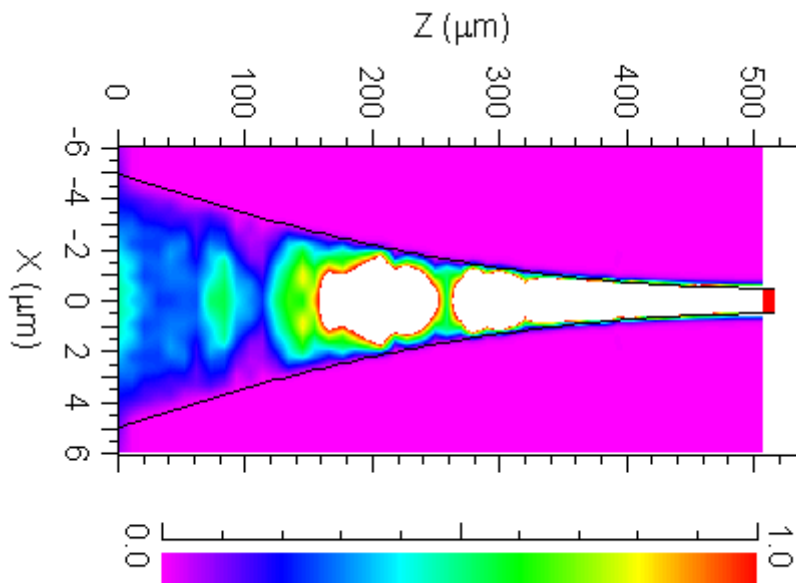
**Figure III-10 l'intensité du champ électrique dans la transition pour une polarisation TE dans le plan (yz)  $L=517 \mu\text{m}$**



**Figure III-11 l'intensité du champ électrique dans la transition (TE) dans le plan (XZ)  $Y=0.75$**

La figure III-11 représente l'intensité du champ électrique dans la transition quadratique de longueur  $517 \mu\text{m}$  et une polarisation TM dans le plan XZ et  $Y=0.75 \mu\text{m}$ .

La figure II612 représente l'intensité du champ électrique dans la transition de longueur  $517 \mu\text{m}$  et une polarisation TM dans le plan XZ et  $Y=0.75 \mu\text{m}$ .



**Figure III-12 l'intensité du champ électrique dans la transition pour une polarisation TE dans le plan (XZ)  $Y=0.75$**

**III-4 Transition exponentielle:**

La transition exponentielle qu'on va utiliser pour le couplage comporte deux tapers (figure III-13), un pour la longueur et l'autre pour la hauteur. Il s'agit d'un taper latéral bidimensionnel dont la largeur varie de  $10\ \mu\text{m}$  à  $1\ \mu\text{m}$  et la hauteur varie de  $10\ \mu\text{m}$  à  $1.5\ \mu\text{m}$ . Leurs fonctions sont définies comme suit :

$$f(z') = \frac{e^{Bz'-1}}{e^B - 1} \quad (\text{III} - 7)$$

où  $B$  soit  $-1$  soit  $+1$

D'où la largeur de la transition

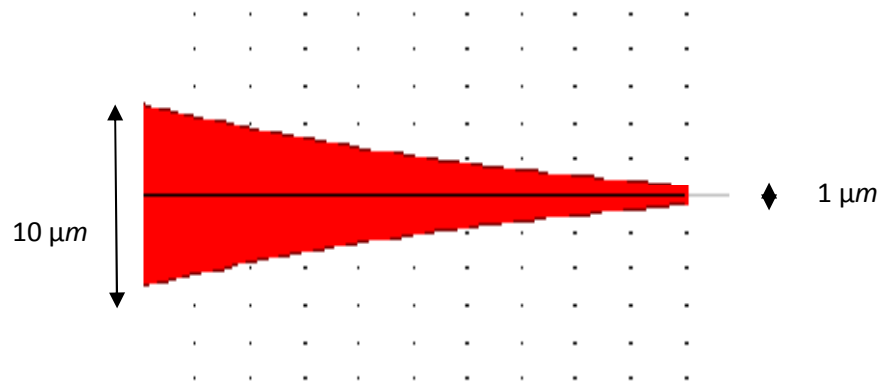
$$w(z') = 10 - 9 \frac{e^{Bz'-1}}{e^B - 1} \quad (\text{III} - 8)$$

Et la hauteur de la transition :

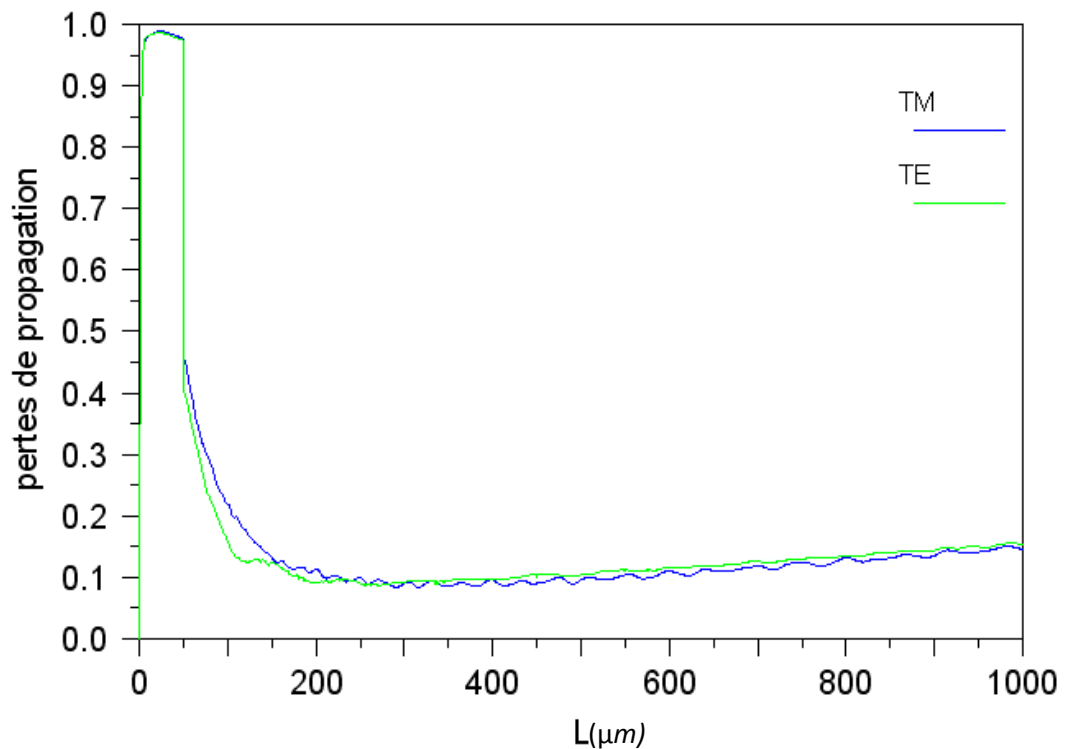
$$h(z') = 10 - 8.5 \frac{e^{Bz'-1}}{e^B - 1} \quad (\text{III} - 9)$$

$$B = \frac{p_0 - p_1}{|p_0 - p_1|} \quad (\text{III} - 10)$$

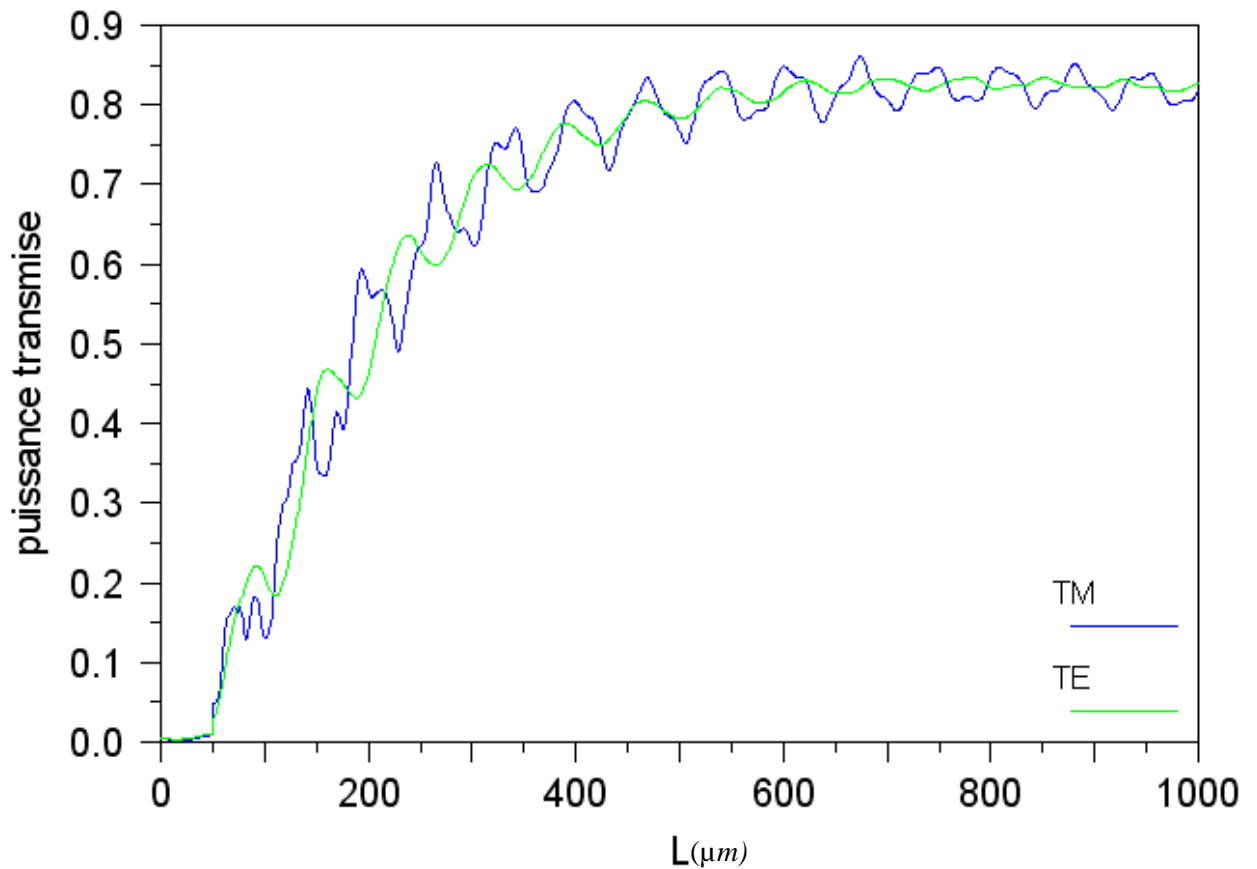
$p_0$  et  $p_1$  sont les valeurs des paramètres du début et fin de la transition.



**Figure III-13 transition exponentielle.**

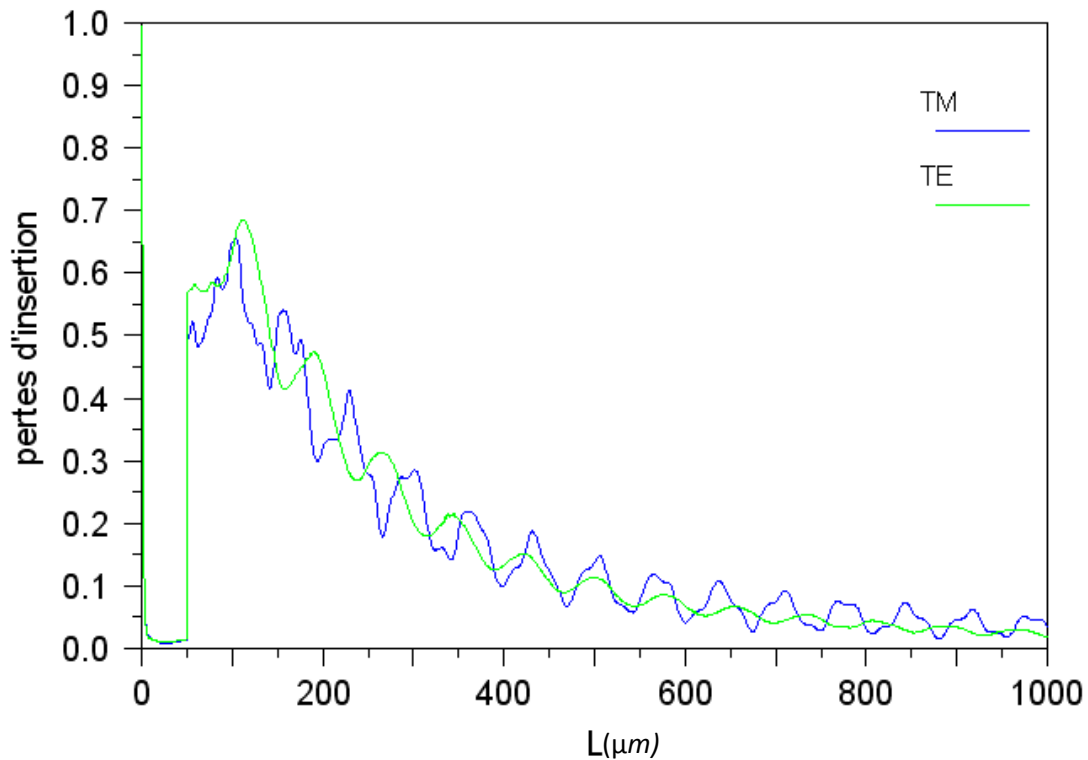
**III-4-1 Pertes de propagation:****Figure III-14 pertes de propagation dans une transition exponentielle**

Les courbes de la figure **III-14** représentent l'évolution des pertes de la puissance optique pour la polarisation TE et TM, au cours de la propagation. On constate que ces pertes sont très élevées pour une transition de longueur  $L < 50 \mu\text{m}$  et au-dessus de cette valeur, elles diminuent jusqu'à atteindre une valeur minimale ( $200\mu\text{m}$ , 11,33%) pour le mode TM et ( $200\mu\text{m}$ , 9,23%) pour le TE où ces pertes commencent à augmenter quelle que soit la polarisation TE ou TM, mais très faiblement.

**III-4-2 Puissance transmise:**

**Figure III-15 puissance transmise dans une transition exponentielle**

Sur la figure III-15, on constate que la puissance transmise pour une transition exponentielle est très faible et presque nulle pour une longueur  $L < 50 \mu\text{m}$  au dessus de  $50 \mu\text{m}$  la puissance augmente (pour TE et TM) pour atteindre une valeur maximale ( $674 \mu\text{m}$ , 86,05%) pour TM et ( $851 \mu\text{m}$ , 83,44%) pour TE, ensuite elle diminue.

**III-4-3 Pertes d'insertion:**

**Figure III-16 pertes d'insertion au niveau de la jonction d'une transition exponentielle avec le guide rib**

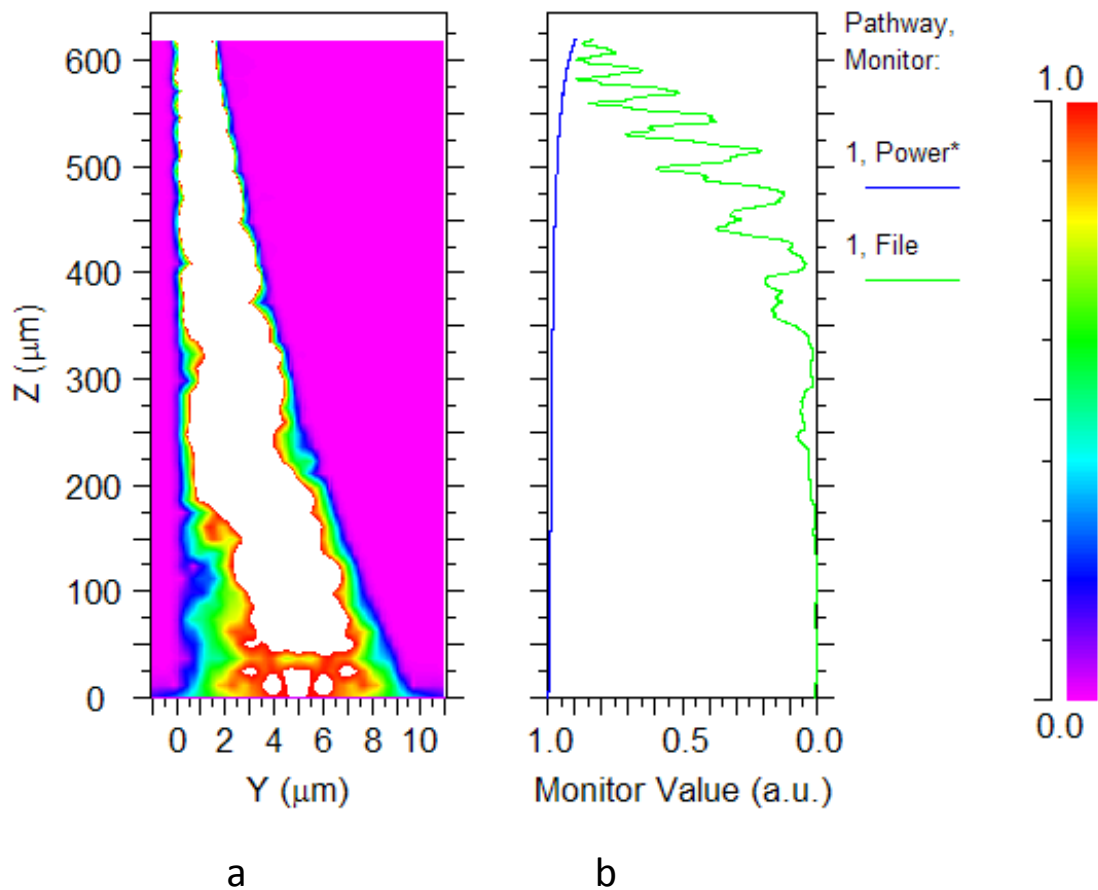
Sur cette figure III-16, on constate que les pertes d'insertion dans le cas de la transition exponentielle sont très importantes pour une longueur  $L < 50 \mu\text{m}$  et au-dessus de cette longueur elles augmentent jusqu'à une valeur maximale supérieure à celle de la transition quadratique ( $113 \mu\text{m}$ , 68,37%) TE et ( $114 \mu\text{m}$ , 54,19%) TM. Par la suite ces pertes commencent à diminuer quelque soit la polarisation TE ou TM. Elles sont dues aux différences entre le mode du guide rib et les modes à la sortie de la transition, et entre les indices effectifs du guide et ceux de la transition

**III-4-4 Longueur optimale:**

La longueur optimale pour une transition exponentielle pour une fibre de diamètre de  $10 \mu\text{m}$  est celle pour laquelle la puissance est maximale pour les modes TE et TM, on cherche la longueur pour laquelle la transition est légèrement insensible à la polarisation, les courbes des

modes TE et TM se croisent en plusieurs points, on choisit le couple de valeur (longueur, puissance) ou la puissance est maximale, ce couple admet comme valeur (621  $\mu\text{m}$ , 83,17%) en TM et (621  $\mu\text{m}$ , 83,09%) en TE pour lesquelles on aura presque 83,09% d'efficacité de couplage avec une perte de (TM) et (TE) en moyenne de 16,91 %.

Sur la figure III-17-a est représentée l'intensité du champ électrique dans la transition avec une polarisation TM dans le plan ZY. Sur la figure III-17-b, la courbe en bleu représente les pertes de propagation le long de la transition, quant à la courbe en vert représente la puissance qui se retrouve dans le guide en arrête.

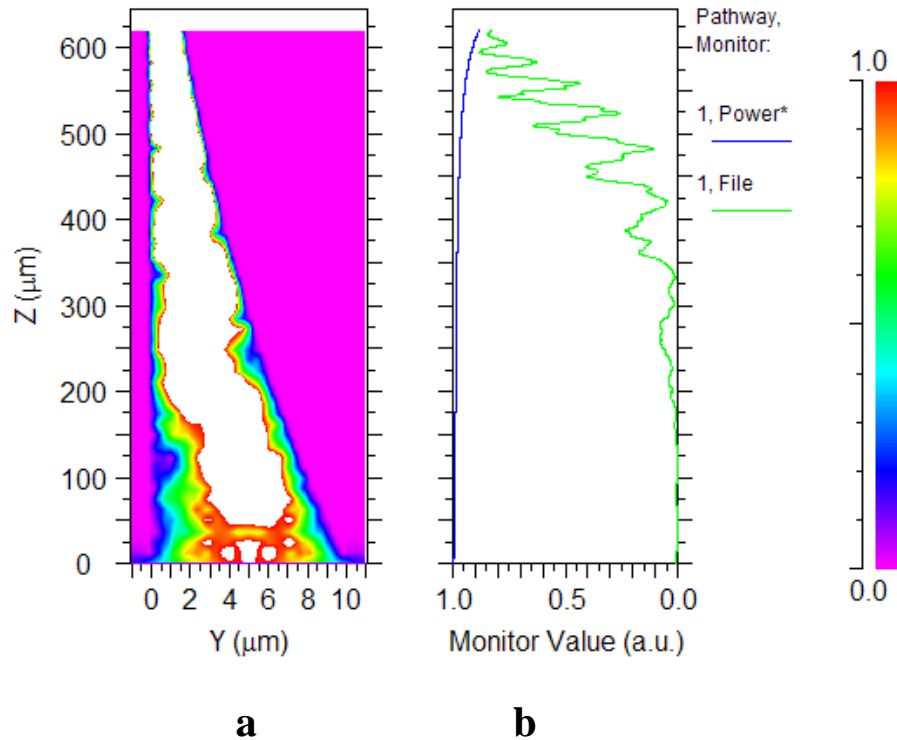


**Figure III-17 l'intensité du champ électrique dans la transition pour une polarisation TM dans le plan (yz)  $L=621 \mu\text{m}$**

La figure III-18-a représente l'intensité du champ électrique dans la transition avec une polarisation TE dans le plan ZY. Sur la figure III-18-b, on note une courbe en bleu qui



représente les pertes de propagation le long de la transition, cependant la courbe en vert représente la puissance qui sera dans le guide en arrière.



**Figure III-18** l'intensité du champ électrique dans la transition exponentielles pour une polarisation TE dans le plan (yz)  $L=621 \mu\text{m}$

### III-5 Transition linéaire (10 $\mu\text{m}$ ):

La transition linéaire avec deux tapers pour le couplage entre la fibre optique (diamètre 10  $\mu\text{m}$ ) et un guide (figure III-19). Leurs fonctions sont définies comme suit :

$$f(z') = z' \quad (\text{III} - 11)$$

d'où la largeur de la transition

$$w(z') = 10 - 9 z' \quad (\text{III} - 12)$$

Et la hauteur de la transition :

$$h(z') = 10 - 8.5 z' \quad (\text{III} - 13)$$

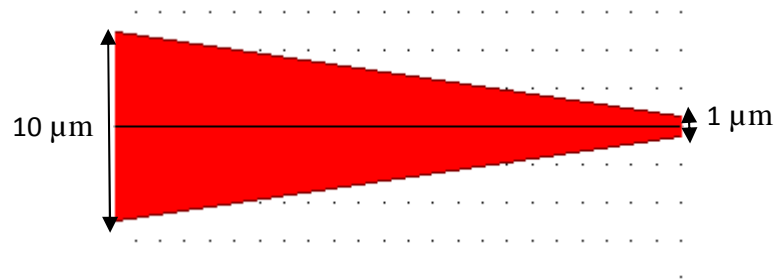


Figure III-19 transition linéaire

### III-5-1 Pertes de propagation:

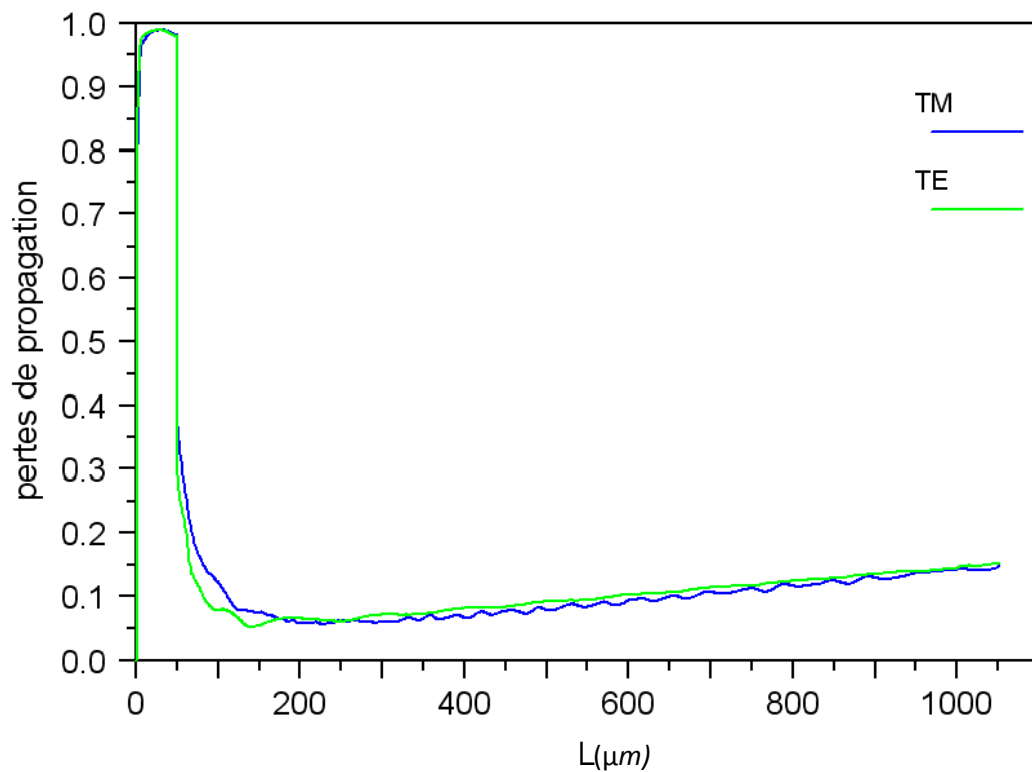


Figure III-20 pertes de propagation dans une transition linéaires

Les courbes de la figure III-20 représente l'évolution des pertes de la puissance optique pour la polarisation TE et TM. On constate que les pertes de propagation le long de la transition sont très élevées pour toute transition de longueur  $L < 50 \mu\text{m}$ , au dessus de cette longueur elles diminuent jusqu'à une valeur minimale de  $(200\mu\text{m}, 5,67\%)$  pour TM et  $(200\mu\text{m}, 6,56\%)$

pour TE ou ces pertes deviennent de plus en plus importantes aussi bien en polarisation TE que TM, mais restent plus faibles par rapport à la transition exponentielle.

### III-5-2 Puissance transmise:

Sur la figure III-21 on constate que la puissance transmise pour cette transition linéaire est très faible et presque nulle pour une longueur de transition  $L < 50 \mu\text{m}$ , au dessus de  $50 \mu\text{m}$  la puissance augmente (pour TE et TM) pour atteindre une valeur maximale ( $507 \mu\text{m}$ , 87,45%) pour TE et ( $445 \mu\text{m}$ , 89,04%) pour TM, ensuite elle diminue

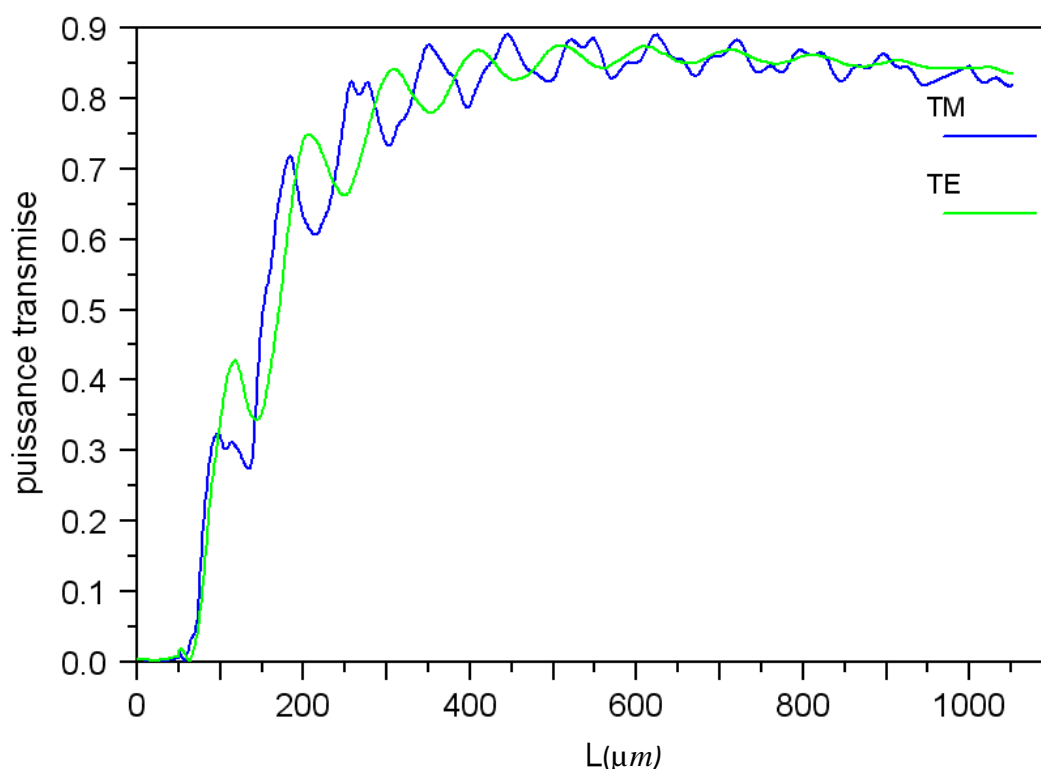
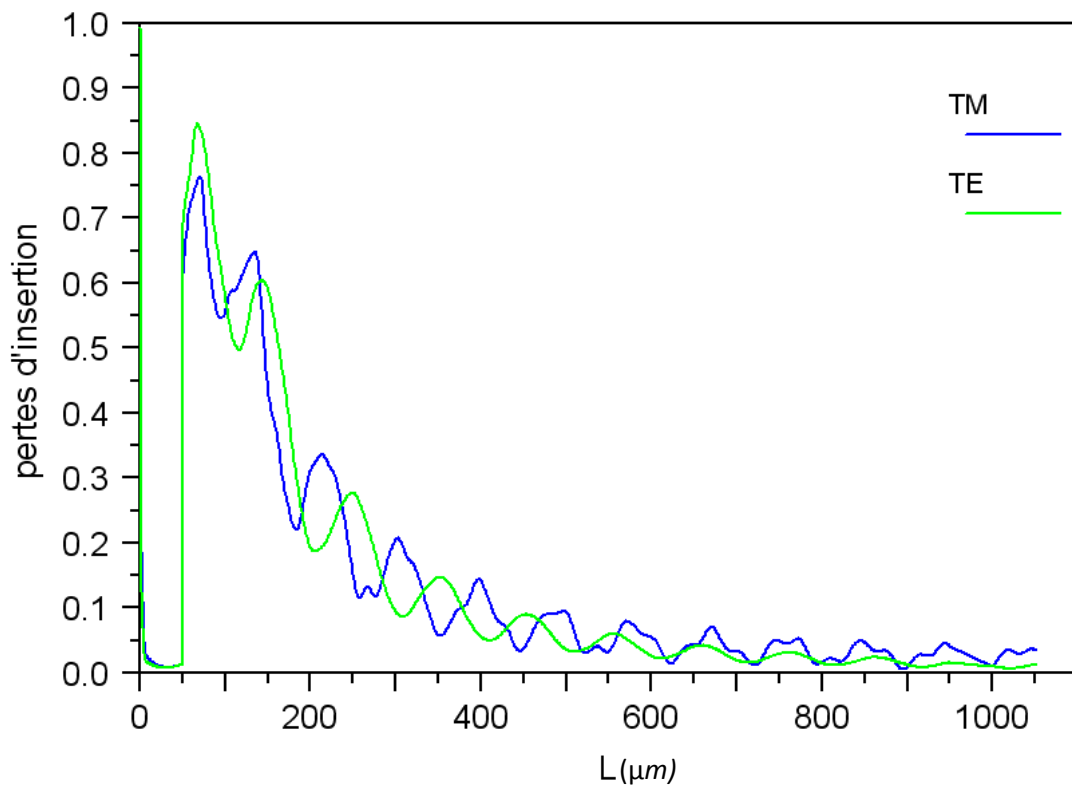


Figure III-21 puissance transmise dans une transition linéaire

### . III-5-3 Pertes d'insertion:

Sur la figure III-22, on observe que les pertes d'insertion dans le cas de la transition linéaire sont très faibles pour toute longueur  $L < 50 \mu\text{m}$  et atteignent une valeur maximale supérieure à celle de la transition exponentielle ( $68 \mu\text{m}$ , 84,75%) pour TE et ( $70 \mu\text{m}$ , 76,51%) pour TM où ces pertes commencent à diminuer quelque soit la polarisation TE ou TM. Ces pertes sont dues aux différences entre le mode du guide rib et les modes à la sortie de la transition, et entre les indices effectifs du guide et de la transition.

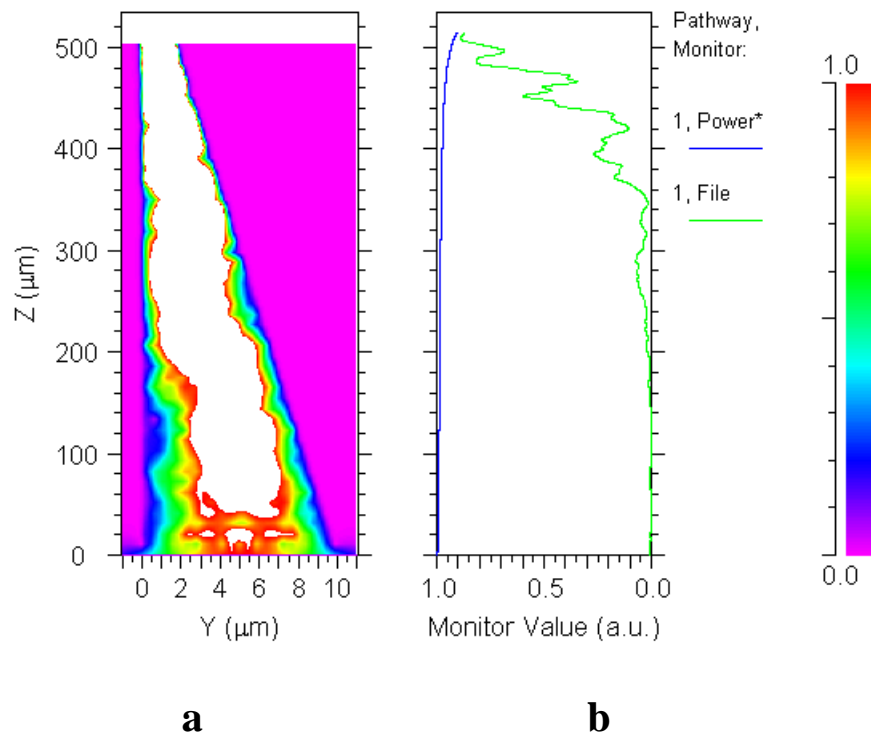


**Figure III-22 pertes d'insertion au niveau de la jonction d'une transition linéaires avec le guide rib**

#### III-5-4 Longueur optimale:

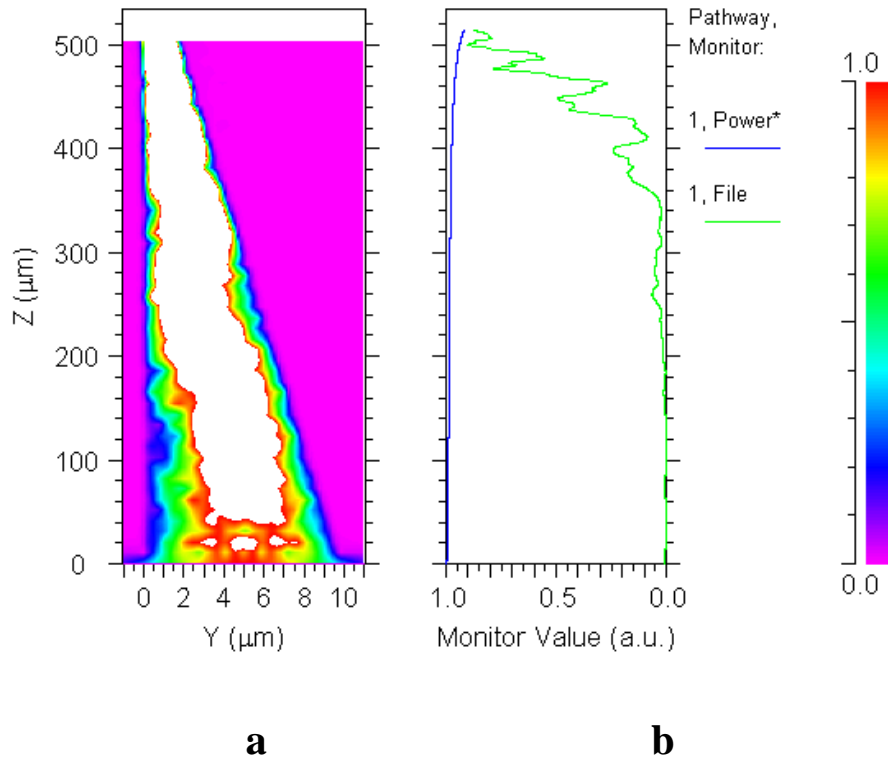
La longueur optimale quant à la transition exponentielle pour une fibre de diamètre de  $10 \mu\text{m}$  est celle pour laquelle la puissance est maximale pour TE et pour TM, et on cherche une longueur pour laquelle la transition est légèrement insensible à la polarisation, les courbes pour TE et TM se croisent en plusieurs points, on choisit le couple de valeur (longueur, puissance) où la puissance est maximale, ce couple est  $(514 \mu\text{m}, 87,24\%)$  en TM et  $(514 \mu\text{m}, 87,34\%)$  en TE, d'où une efficacité de couplage de presque  $87,29\%$  avec une perte de (TM) et (TE) en moyenne de  $12,71 \%$ .

La figure III-23-a représente l'intensité du champ électrique dans la transition avec une polarisation TM dans le plan ZY. Sur la figure III-23-b, la courbe en bleu représente les pertes de propagation le long de la transition, quant à la courbe en vert elle représente la puissance relevée dans le guide en arrêt.



**Figure III-23 : Intensité du champ électrique dans la transition latérale linéaire pour une polarisation TM dans le plan (yz)  $L=514 \mu\text{m}$**

La figure III- 24-a représente l'intensité du champ électrique dans la transition avec une polarisation TE dans le plan ZY. Sur la figure III-24-b, la courbe en bleu représente les pertes de propagation le long de la transition, la puissance en vert est celle dans le guide en arrêt.



**Figure III-24 : Intensité du champ électrique dans la transition latérale linéaire pour une polarisation TE dans le plan (yz) L=514 μm**

### III-6 Transition linéaire (FO 8 μm):

Cette transition linéaire avec deux tapers entre une fibre optique de diamètre 8μm et un guide RIB. Leurs fonctions sont définies comme suit :

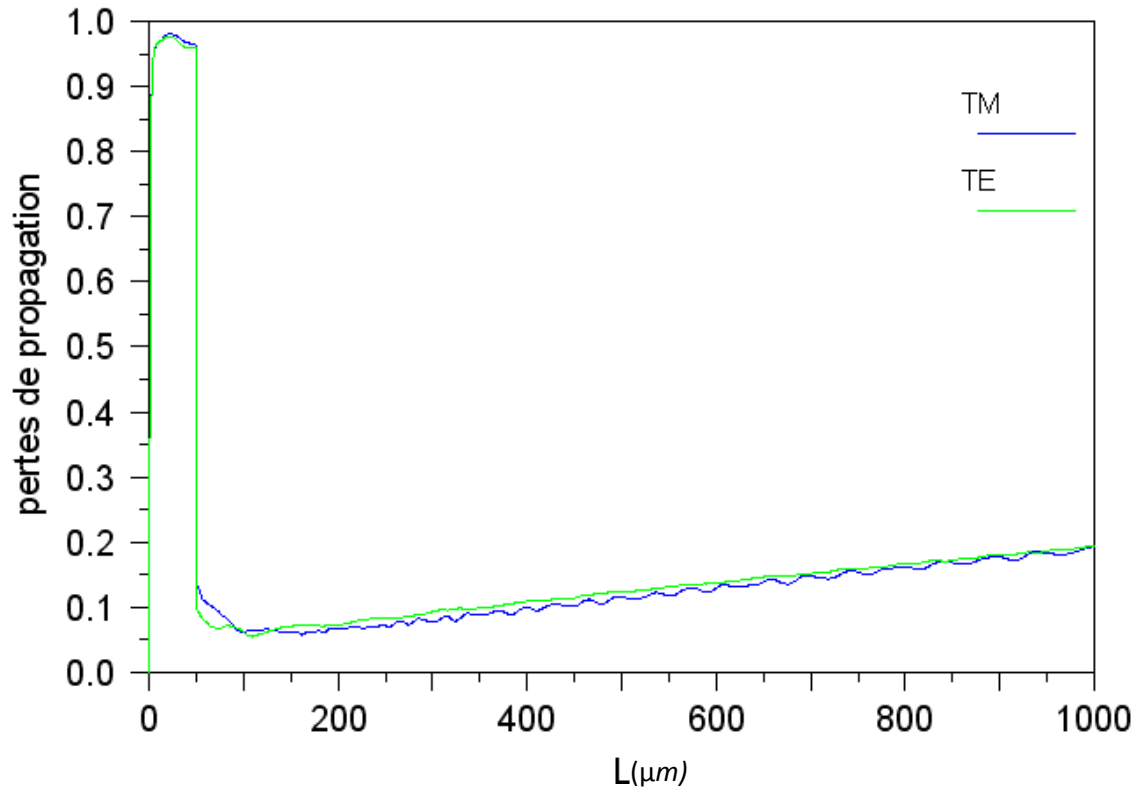
$$f(z') = z' \quad (III - 14)$$

d'où la largeur de la transition

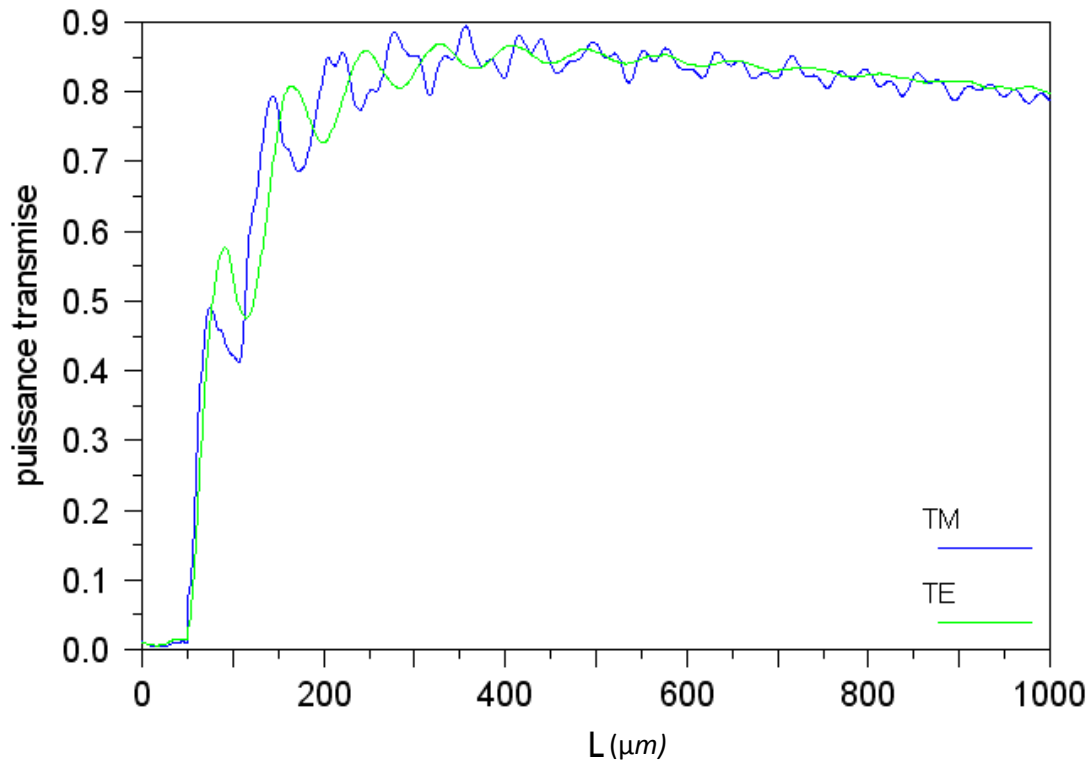
$$w(z') = 8 - 7 z' \quad (III - 15)$$

Et la hauteur de la transition :

$$h(z') = 8 - 6.5 z' \quad (III - 16)$$

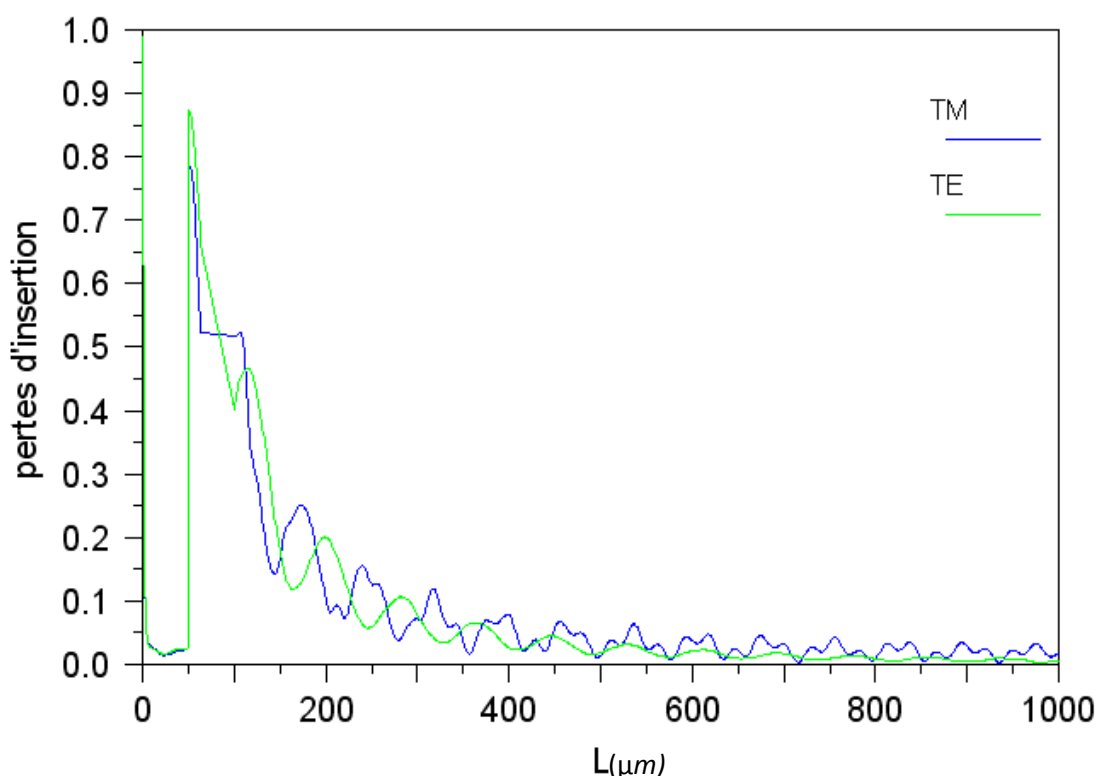
**III-6-1 Pertes de propagation:****Figure III- 25 Pertes de propagation dans une transition linéaires (FO 8  $\mu\text{m}$ )**

Les courbes de la figure **III- 25** représente l'évolution des pertes de la puissance optique pour la polarisation TE et TM. On note que les pertes de propagation le long de la transition sont très importantes pour toute longueur  $L < 50 \mu\text{m}$ , au-delà de cette longueur, elles diminuent jusqu'à elles atteignent une valeur de (226 $\mu\text{m}$ , 06,66%) pour TM et (226 $\mu\text{m}$ , 08,06%) pour TE. A partir de la valeur de la longueur de 226  $\mu\text{m}$  de la transition, ces pertes commencent à augmentent de nouveau et deviennent presque indépendamment de la polarisation.

**III-6-2 Puissance transmise :****Figure III- 26 : puissance transmise dans une transition linéaires (FO 8 μm)**

Sur la figure III-26, on constate que La puissance transmise pour une transition linéaire de largeur et hauteur de 8 μm est très faible et presque nulle pour une longueur  $L < 50 \mu\text{m}$ , au-delà de 50 μm, la puissance augmente (pour TE et TM) pour atteindre une valeur maximale (327μm, 87,45%) pour TE et (356μm, 89,04%) pour TM, et ensuite elle diminue à cause des pertes de propagation.



**III-6-3 Pertes d'insertion:**

**Figure III-30 : Pertes d'insertion au niveau de la jonction d'une transition linéaires avec le guide rib (FO 8 μm)**

Sur la figure III-30, on constate que Les pertes d'insertion dans le cas de la transition linéaire (8 μm) sont très faibles pour toute longueur  $L < 50 \mu\text{m}$ . A partir de cette longueur, elles augmentent jusqu'a elles atteignent une valeur maximale plus grande que celle de la transition linéaire (10 μm) (51,%78,84) pour TE et (51,%78,24) pour TM. Ensuite ces pertes commencent à diminuer de nouveau quelque soit la polarisation TE ou TM. Ces pertes sont dues aux différences entre le mode du guide rib et les modes a la sortie de la transition, et entre les indices effectifs du guide et de la transition.

**III-6-4 La longueur optimale:**

La longueur optimale pour une transition linéaire pour une fibre de diamètre de 8 μm est celle pour laquelle la puissance est maximale pour la polarisation TE et pour TM, ou on

cherche une longueur pour laquelle la transition est fortement insensible à la polarisation. Les courbes pour TE et TM coïncident dans plusieurs points, on choisit le couple (longueur, puissance transmise), ce couple soit (410  $\mu\text{m}$ , 86,66%) pour TM et (410  $\mu\text{m}$ , 86,73 %) pour TE. L'efficacité de couplage est presque 86,68% pour les deux polarisations.

### **III-7 Validation des résultats:**

En comparant nos résultats à ceux de la littérature, on constate que la valeur de la longueur optimale de la transition latérale et transversale linéaire est de 514  $\mu\text{m}$  et reste dans l'intervalle de [500  $\mu\text{m}$ , 1500  $\mu\text{m}$ ] annoncé dans la littérature [14,39,40].

Pour un convertisseur de mode ayant une structure multicouche admettant deux transitions latérales linéaires, couplant une fibre optique de diamètre de 10  $\mu\text{m}$  et un guide d'ondes submicronique en SOI (rib) (1  $\mu\text{m}$ ), certains chercheurs ont calculé l'efficacité de couplage. Ils ont relevé des pertes de 1.5 dB pour une longueur de 1005 $\mu\text{m}$  [41].

# *Conclusion Générale*

## Conclusion Générale

Un circuit d'optique intégrée reste sans utilité en l'absence d'interface sur l'extérieur, vers les autres dispositifs du réseau optique de télécommunications, est notamment vers les fibres optiques formant l'épine dorsale de ce type de réseau.

Les petites dimensions du guide d'onde SOI monomode en arête comparativement au grand diamètre de la fibre optique monomode (8-10  $\mu\text{m}$ ) font que le couplage soit une vraie problématique dans le domaine de l'optique intégrée. Un couplage en bout (direct) de ces deux dispositifs optiques entraîne des pertes très élevées, la solution envisageable est la conception d'une transition ayant les mêmes caractéristiques physique que le guide d'onde, et ce afin de minimiser les pertes de couplage de la lumière. Ce couplage est effectué en utilisant trois types de profil de transition latérale et verticale :

- Exponentielles
- Linéaires
- Quadratiques

Le choix des dimensions de la fibre optique monomode (8-10  $\mu\text{m}$ ) et celles du guide d'onde en arête monomode de  $W=1 \mu\text{m}$ ,  $H=1,5 \mu\text{m}$ ,  $r=0,4 \mu\text{m}$  se fait selon les critères de minimisation des pertes de propagation.

Dans le cas de la transition latérale et verticale quadratiques insensible à la polarisation, la longueur optimale est de 517  $\mu\text{m}$ , avec une efficacité de couplage d'environ 63 %.

L'utilisation d'une transition latérale et verticale Exponentielles, permet l'obtention d'une longueur optimale de 621  $\mu\text{m}$ , elle permet une efficacité de couplage de 83% meilleure que celle de la transition quadratique.

Quant à la simulation de la propagation de la lumière dans une transition latérale et verticale linéaires et après optimisation la longueur optimale de la transition est de 514  $\mu\text{m}$  avec une efficacité de couplage de 86%.

On conclut que la transition latérale et verticale linéaires représente le profil de transition optimale quant au couplage fibre optique- guide d'onde en arête, elle est insensible à la polarisation, sensible au désalignement selon l'axe Oy et moins sensible pour l'axe Ox. Cette solution au problème de couplage optique reste insuffisante, car la longueur de la transition demeure un obstacle par rapport aux dispositifs de plus en plus miniaturisés notamment avec

l'émergence de la nanotechnologie. Les perspectives d'avenir, serait de considérer des tapers en cristaux photoniques.

# *Bibliographie*

## *Bibliographie*

- [1] **M. SZACHOWICZ** “*Réalisation et études spectroscopiques de guides d’ondes monocristallins de Y3Al5O12 et YAlO3 dopés terres rares pour la conversion de fréquence*” Thèse de doctorat Université CLAUDE BERNARD – LYON I (22 juin 2006).
- [2] **N. LANDRU** “*Etude de modulateurs de lumière à  $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$  à commande électrique en optique intégrée silicium sur isolant*” Thèse en sciences de l’université de VERSAILLES SAINT-QUENTIN-EN-YVELINES (30 juin 2000).
- [3] **A. LAYADI** “*Etude et caractérisation de composants d’optique intégrée sur SOI de type SIMOX*” Thèse en sciences de l’université Paris XI, Orsay (Mai 1998).
- [4] **I. VASILIEF** “*Guides d’onde canaux amplificateurs en verres de fluorures dopés erbium: spectroscopie et amplification optique*” Thèse de doctorat Université CLAUDE BERNARD – LYON I (20 novembre 2003).
- [5] **E. POUGOIESE** “*Microguides d’ondes substrat sur silicium sur isolant*”, “*Applications aux télécommunications optiques*”, “*insensibilité à la polarisation et couplage guide/fibre*” rapport de stage D E A OOM ORSAY (mars/août 2002).
- [6] **B. DUMONT** “*Intégration de microguides d’ondes insensibles à la polarisation sur substrat SOI*”. Rapport de stage ORSAY (18 juin-28 septembre 2001).
- [7] **R. OROBTCHOUK** “*Modélisation et étude de composants pour l’optique intégrée silicium sur isolant (SIMOX) à  $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$* ” Thèse en sciences de l’université Paris XI, Orsay (1996).
- [8] **R. Sporken** “*Les fibres optiques*” Cours de Physique des Télétransmissions 2004 <http://perso.fundp.ac.be/~jllongue/syllabus/Eing2120-3.pdf>
- [9] **L. Ahmed** “*étude du couplage guide d’ondes /fibre optique à l’aide du simulateur "FIRMPROP"*” Mémoire de magister En Electronique Université Mentouri Constantine (novembre 2004).

- [10] **S. LARDENOIX** “*Distribution optique de signale d'horloge dans les circuits CMOS substrat sur isolant* ”Thèse en sciences de l’université Paris XI, Orsay (2003).
- [11] **L VIVIEN. LAVAL, S. CASSAN, E. LE ROUX, X. AND D.PASCAL** “*2-D taper for low-loss coupling between polarization-insensitive microwaveguides and single mode optical fibers*”. *J. Lightwave Tech.* VOL 21, N) (10 October 2003).
- [12] **M. B.Frish,J. FIJOL AND AL** “*Coupling of single mode fibers to planar Si waveguides using vertically tapered mode converters*” *confluent photonics Corporation,20New England Business Center.Andover.MA01810* (2002).
- [13] **I. Moerman, P. Peter,V. DAELE and PIET M.DEMEESTER** “*A review on fabrication technologies for the monolithic integration of tapers with III-V semiconductor devices*” *IEEE journal of selected topics in quatum electronics.vol.3,N°.6* (December 1997).
- [14] **T. M. Montalbo** “*Fiber waveguide couplers for silicon photonics*” *Massachusetts Institute Of Technology* (September 2004).
- [15] **R. Scarmozzino,A. Gopinath,R. Pregla and S. Helfert,** “*Numerical Techniques for Modeling Guided-Wave Photonic Devices*” *J. Selected Topics in Quantum Electronics* 6, 150 (2000).
- [16] **R. Scarmozzino and R.M. Osgood, Jr.,** “*Comparison of finite-difference and Fourier-transform solutions of the parabolic wave equation with emphasis on integrated-optics applications*”, *J. Opt. Soc. Amer. A* 8, 724 (1991).
- [17] **G.R. Hadley,** “*Transparent boundary condition for the beam propagation method*”, *Opt. Lett.* 16, 624, (1991); **G.R.Hadley,** “*Transparent boundary condition for the beam propagation method*”, *J. Quantum Electron* 28, 363 (1992).
- [18] **M.D. Feit and J.A. Fleck,** “*Light propagation in graded-index optical fibers*”, *Appl. Opt.* 17, 3990 (1978).
- [19] **D. Yevick and B. Hermansson,** “*Efficient beam propagation techniques*”, *J. Quantum Electron.* 26, 109 (1990).
- [20] **C. Vassalo and F. Collino,** “*Highly efficient absorbing boundary condition for the beam propagation method*”, *J.Lightwave Technol.*14, 1570 (1996).



- [21] **Y.P. Chiou and H.C. Chang**, “Complementary operators method as the absorbing boundary condition for the beam propagation method”, *Photon. Technol. Lett.* 8, 976 (1998).
- [22] **W.H. Press, B.P. Flannery, S.A. Teuklsky, and W.T. Vetterling**, *Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing*, (Cambridge Univ., New York, 1986).
- [23] **R. Clauberg and P. Von Allmen**, “Vectorial beam propagation method for integrated optics”, *Electron. Lett.* 27, 654 (1991).
- [24] **W.P. Huang and C.L. Xu**, “Simulation of three-dimensional optical waveguides by a full-vector beam propagation method”, *J. Quantum Electron.* 29, 2639 (1993).
- [25] **D. Yevick and M. Glasner**, “Analysis of forward wide-angle light propagation in semiconductor rib waveguides and integrated-optic structures”, *Electron. Lett.* 25, 1611 (1989).
- [26] **H.J.W.M. Hoekstra, G.J.M. Krijnen, and P.V. Lambeck**, “New formulations of the beam propagation method based on the slowly varying envelope approximation”, *Optics Communications*, 97, 301 (1993).
- [27] **G.R. Hadley**, “Wide-angle beam propagation using Pade approximant operators”, *Optics Letters* 17, 1426, (1992); **G.R. Hadley**, “Multistep method for wide-angle beam propagation”, *Optics Letters* 17, 1743 (1992).
- [28] **I. Ilic, R. Scarmozzino, and R.M. Osgood, Jr.**, “Investigation of the Pade approximant-based wide-angle beam propagation method for accurate modeling of waveguiding circuits”, *J. Lightwave Technol.* 14, 2813 (1996).
- [29] **P. Kaczmariski and P.E. Lagasse**, “Bidirectional beam propagation method”, *Electron. Lett.* 24, 675 (1988).
- [30] **Y. Chiou and H. Chang**, “Analysis of optical waveguide discontinuities using the Pade approximants”, *Photon. Technol. Lett.* 9, 964 (1997).
- [31] **H. Rao, R. Scarmozzino, and R.M. Osgood, Jr.**, “A bidirectional beam propagation method for multiple dielectric interfaces”, *Photon. Technol. Lett.* 11, 830 (1999).
- [32] **C.L. Xu, W.P. Huang, J. Chrostowski, and S.K. Chaudhuri**, “A full-vectorial beam propagation method for anisotropic waveguides”, *J. Lightwave Tech.* 12, 1926 (1994).
- [33] **M.D. Feit and J.A. Fleck**, “Computation of mode properties in optical fiber waveguides by a propagating beam method”, *Applied Optics*, 19, 1154 (1980).

- [34] **D. Yevick and B. Hermansson** “*New formulations of the matrix beam propagation method: Application to rib waveguides*”, *J. Quantum Electron.*, 25, 221 (1989).
- [35] **S. Jungling and J.C. Chen**, “*A study and optimization of eigenmode calculations using the imaginary-distance beam-propagation method*”, *J. Quantum Electron.* 30, 2098 (1994).
- [36] **D. Yevick and W. Bardyszewski**, “*Correspondence of variational finite-difference (relaxation) and imaginarydistance propagation methods for modal analysis*”, *Opt. Lett.* 17, 329 (1992).
- [37] **G.R. Hadley and R.E. Smith**, “*Full-vector waveguide modeling using an iterative finite-difference method with transparent boundary conditions*”, *J. Quantum Electron.* (1995).
- [38] **J.C. Chen and S. Jungling**, “*Computation of higher-order waveguide modes by the imaginary-distance beam propagation method*”, *Optical and Quantum Electron.* 26, S199 (1994).
- [39] **M. Fritz, J. Knecht, C. Bozier, C. Keat, J. Fijol, S. Jacobson, P. Keating, J. Leblanc, E. Fike, B. Kessler, M. Frish and C. Manolitu** “*Fabrication of three-dimensional mode converters for silicon-based integrated optics*”. *journal of vacuum science and Technology B*, (Nov/Dec 2003).
- [40] **J.J Fijol, E.E Fike, P.B Keating, D. Gilbody, J. Leblanc, S.A Jacobson, W.J Kessler, and M.B Frish** “*Fabrication of silicon-on\_insulator adiabatic tapers for low loss optical interconnection of photonic devices*”. In *R.A.Heyler,D.J.Robbins, and G.E.Jabbour,editors,Photoics Packaging and integration III*, volume 4997 of *proceeding of SPIE*, pages 157-170.SPIE. 2003.
- [41] **A. Barkai, A. Lui,D. Kim, R. Cohen, N. Elek , h. Hao Chang , B. H Malik, R. Gabay, R. Jones, M. Panicia and N. Izhaky** “*Efficient Mode Converter for coupling between Fiber and Micrometer size silicon waveguides*” 1-4244-0935-7/07/\$25.00© 2007 IEEE.

## Résumé

L'industrie des circuits de l'optique intégrée connaît une grande évolution technologique, mais l'absence d'interface avec les autres dispositifs constituant un réseau de télécommunications optiques, telles que les fibres optiques, constitue un problème majeur, d'où la nécessité du couplage optique.

Notre travail consiste à coupler la lumière d'une fibre optique monomode de diamètre de  $10\ \mu\text{m}$  à un guide d'onde en arrête monomode SOI de  $W=1\ \mu\text{m}, H=1,5\ \mu\text{m}, r=0,4\ \mu\text{m}$  en utilisant trois types de transitions :

- ❖ Transition latérale et verticale quadratiques
- ❖ Transition latérale et verticale exponentielles
- ❖ Transition latérale et verticale linéaires

Nous avons effectué des simulations pour les différents types de transitions citées ci-dessus en utilisant le logiciel de simulation BeamProp, et après optimisation de la longueur de ces transitions on a obtenu les résultats suivants :

Pour la transition quadratique la longueur optimale est de  $517\ \mu\text{m}$  insensible à la polarisation et l'efficacité de couplage est de 62,85%

Pour la transition exponentielle la longueur optimale est de  $621\ \mu\text{m}$  insensible à la polarisation et une efficacité de couplage de 83,09 % a été relevée.

Quant à la transition linéaire la longueur optimale est de  $514\ \mu\text{m}$  insensible à la polarisation et une efficacité de couplage de 87,29 %, supérieure à celles des deux cas précédents.

La forme géométrique de la transition, le désalignement de la fibre par rapport à la transition influe sur l'efficacité de couplage de la lumière.

Les résultats de simulations ont été validés en les comparant à ceux de la littérature.

Mots clés :

Couplage, efficacité, transition, latérale, verticale, quadratique, exponentielle, linéaire,

## Summary

Integrated optical circuits industry is under a great technological développement, without interface with other devices in the same optical telecommunication network, such as optical fibers, remain useless, from that the optical coupling problem have been appeared.

Our Work consiste of light coupling from a single mode fiber with diameter of  $10\ \mu\text{m}$  to a SOI single mode waveguide with  $W=1\ \mu\text{m}, H=1,5\ \mu\text{m}, r=0,4\ \mu\text{m}$  , using three types of tapers :

- ❖ lateral and vertical quadratic tapers
- ❖ lateral and vertical exponentiels tapers
- ❖ lateral and vertical linears tapers

We performed simulations of the light propagation in the three tapers types mentioned above, using the simulation software BeamProp, after tapers lenght optimization we had obtained the followings results :

For the quadratic taper , the optimal lenght is  $517\ \mu\text{m}$  polarization insensitive and a coupling efficiency of 62,85%

For the exponentiel taper , the optimal lenght is  $621\ \mu\text{m}$  polarization insensitive and a coupling efficiency of 83,09 %

For the linear taper , the optimal lenght is  $514\ \mu\text{m}$  polarization insensitive and a coupling efficiency of 87,29 %

The geometric shape of the taper and the misalignment of the fiber and the taper affects the coupling efficiency of light between the optical fiber and the waveguide.

The lateral and vertical linear tapers length of  $514\ \mu\text{m}$  with a coupling efficiency of 87,29 % is the optimal solution for the problem of optical coupling studied, whene the fiber diameter is  $10\ \mu\text{m}$  , but for the one with  $8\ \mu\text{m}$  the optimal lenght is with a coupling efficiency of 86,27% .

Keywords:

Coupling efficiency, taper, lateral, vertical, quadratic, exponential, linear, SOI

## ملخص

صناعة الدوائر البصرية المتكاملة تعرف تطورا تكنولوجيا كبيرا ، ولكن بدون واجهة مع الأجهزة الأخرى المكونة لشبكة الاتصالات البصرية ، مثل الألياف البصرية ، تبقى غير مجدية ، ومن هنا تبدأ مشكلة الإقتران البصري.

مهمتنا هي وصل الليف البصري وحيد mode بالدليل الموجي البصري وحيد mode باستخدام ثلاثة أنواع من التحولات :

الانتقال العمودي والعرضي التربيبي

الانتقال العمودي والعرضي الأسي

الانتقال العمودي والعرضي الخطي

بعد أن قمنا بمحاكاة الإنتشار الضوئي في الأنواع الثلاثة من التحولات المذكورة أعلاه باستخدام برنامج المحاكاة BeamProp ، بعد البحث عن الأطوال المثالية لهذه التحولات تم الحصول على النتائج التالية :

طول الانتقال التربيبي الأمثل هو 517 ميكرومترهما كان الاستقطاب و كفاءة الوصل 62,85 %

طول الانتقال الأسي الأمثل هو 621 ميكرومترهما كان الاستقطاب و كفاءة الوصل 83,09 %

طول للانتقال الخطي الأمثل هو 514 ميكرومترهما كان الاستقطاب و كفاءة الوصل 87,29 %

الانتقال العمودي والعرضي الخطي دو طول 514 ميكرومتر مع كفاءة الوصل 87,29 % هو الحل الأمثل لمشكلة الوصل البصري التي شملتها الدراسة.

الشكل الهندسي للانتقال عدم التراصف مع الليف البصري يؤثر على كفاءة الوصل ما بين الليف البصري و الدليل الموجي.

كلمات البحث :

كفاءة الوصل ، الإنتقال ، عرضي ، أفقي ، التربيبي ، الأسي ، خطي