



UNIVERSITÉ MOULOUD MAMMÉRI DE TIZI-OUZOU  
FACULTÉ DES SCIENCES  
DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE



LABORATOIRE DE PHYSIQUE ET CHIMIE QUANTIQUE

# MÉMOIRE DE MASTER

FILIÈRE: Physique

SPÉCIALIÉ: Physique de l'interaction rayonnement matière

Présenté par:

**CHEHAMI Fadhila**

---

Étude de guides d'onde sublongueur d'onde en forme de  $\langle C \rangle$  pour la conception de nano-coupleurs optiques

---

Soutenu le 10/07/2017, devant le jury composé de:

MITICHE  
LALAM  
BELKHIR

M. Djerdjer  
Fadhila  
Abderrahmane

Professeur  
Professeur  
Professeur

Président  
Examineur  
Encadreur

# Remerciements

*Je tiens tout d'abord à remercier tout le personnel du laboratoire de Physique et Chimie Quantique LPCQ de l'université Mouloud Mammeri de Tizi Ouzou à leur tête le Professeur Hamid Bouzar pour m'avoir accueilli et permis d'effectuer mon stage dans les meilleures conditions.*

*Je remercie chaleureusement mon promoteur le Professeur Abderehmane Belkhir qui a bien voulu diriger mon travail, pour son aide constante et sa disponibilité tout le long de mon stage.*

*Ma reconnaissance va également à tous les professeurs de l'université Mouloud Mammeri de Tizi Ouzou qui ont contribué à ma formation et aux membres du jury pour avoir accepté d'examiner ce manuscrit.*

*Je souhaite aussi exprimer ma gratitude envers M<sup>elle</sup> Kebci Zahia pour m'avoir beaucoup aidé lors de la réalisation de ce travail.*

*Pour finir, je tiens à adresser mes remerciements à tous les membres de ma famille en particulier mon grand frère Hakim qui n'a cessé de m'encourager et de me soutenir tout au long de ma vie.*

## Résumé

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés à la conception d'un nano-coupleur optique conique constitué de guides d'onde en forme de « C ». Une étude préliminaire 2D de l'effet des paramètres géométriques sur la longueur d'onde de coupure du mode fondamental  $TE_{10}$  de la cavité en forme de « C » en argent a été réalisée par la méthode FDTD. Dans un second temps, les conditions nécessaires pour l'obtention d'un couplage à 2D entre deux guides d'onde ont été déterminées. Enfin, des calculs FDTD à 3D de transmission et de confinement ont été menés en faisant varier le nombre et la hauteur des guides constituant le coupleur. Les résultats de ces simulations ont montré la possibilité de guider et de confiner la lumière par le biais de ces coupleurs.

## Abstract

In this work, we focused our interest on a design of a tapered coupler formed by C shaped waveguides. First, we studied the effect of geometrical parameters of a C shaped waveguide on the cutoff wavelength of its fundamental mode  $TE_{10}$  using the N-order FDTD method. Next, conditions necessary to coupling between two C shaped cavities are determined. Finally, transmission and confinement calculations are carried out for different values of the number and height of the different wave-guides forming the tapered coupler. The results obtained show the possibility to guide and confine the light using these couplers.

# Table des matières

<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
<b>1 Généralités</b>	<b>3</b>
1.1 Introduction . . . . .	3
1.2 Définitions . . . . .	3
1.2.1 Guide d'onde . . . . .	3
1.2.2 Nono-coupleur optique . . . . .	4
1.2.3 Théorie de la propagation : cas des guides planaires . . . . .	4
1.2.3.1 Approche d'optique géométrique . . . . .	5
1.2.3.2 Approche d'optique ondulatoire . . . . .	7
1.3 Propriétés optiques des métaux . . . . .	9
1.3.1 Modèle de Drude : . . . . .	10
1.4 Conclusion . . . . .	10
<b>2 Outils de simulation numérique</b>	<b>11</b>
2.1 Introduction . . . . .	11
2.2 Principes de base de la méthode FDTD . . . . .	11
2.3 Dispersion numérique . . . . .	13
2.4 Stabilité numérique . . . . .	13
2.5 Conditions aux limites . . . . .	13
2.5.1 Conditions périodiques . . . . .	14
2.5.2 Conditions d'absorption aux frontières PML . . . . .	14
2.6 Conclusion . . . . .	15
<b>3 Conception et modélisation d'un coupleur optique : couplage et confinement de la lumière</b>	<b>16</b>
3.1 Introduction . . . . .	16
3.2 Étude du mode fondamental d'un guide d'onde en forme de « C » en argent . . . . .	16
3.2.1 Influence des paramètres géométriques du guide d'onde sur la longueur d'onde de coupure de son mode fondamental . . . . .	18
3.3 Étude du couplage entre les modes fondamentaux de deux guides d'onde en « C » . . . . .	20
3.4 Étude de la propriété de partage des signaux d'un coupleur à 3D . . . . .	22

3.5	Étude 3D d'un coupleur conique en argent . . . . .	24
3.5.1	Effet du nombre de guides constituant le coupleur : . . . . .	26
3.5.2	Influence de la hauteur des guides d'onde : . . . . .	28
3.6	Conclusion . . . . .	29

# Table des figures

1.1	Représentation schématique de l'écart dimensionnel existant entre une fibre optique et un guide d'onde intégré. . . . .	4
1.2	Représentation des différentes configurations possibles pour un coupleur : (a) dispositif détaché, (b) intégré sur une puce avec le guide d'onde ou (c) fabriqué sur la fibre. . . . .	4
1.3	Représentation schématique du guide d'onde planaire . . . . .	5
1.4	Réflexion et réfraction d'un rayon incident sur une interface de deux milieux d'indice de réfraction $n_1$ et $n_2$ . . . . .	5
1.5	Propagation de la lumière dans un guide planaire en fonction de l'angle d'incidence $\theta$ : a) $\theta < \theta_s, \theta_c$ ; b) $\theta_c < \theta < \theta_s$ ; c) $\theta > \theta_s, \theta_c$ . . . . .	6
2.1	Schéma de Yee : (a) discrétisation spatiale et (b) discrétisation temporelle. . . . .	13
2.2	Fenêtre de calcul FDTD dans le cas où l'espace est délimité par les PML de Bérenger suivant une direction. . . . .	14
3.1	Guide d'onde en forme de « C » de rayon intérieur $R_i$ , de rayon extérieur $R_e$ et de partie métallique additionnelle $\beta$ . . . . .	17
3.2	(a) Section transversale, (b) densité d'énergie spectrale et (c) distribution de l'intensité électrique à $\lambda_c = 1753$ nm dans le cas un guide d'onde en forme de « C » en argent pour $R_i = 74nm$ , $R_e = 124nm$ et $\beta = 20^\circ$ . . . . .	18
3.3	Variation de la longueur d'onde de coupure du mode fondamental $TE_{10}$ d'un guide d'onde en forme de « C » en fonction de son rayon extérieur $R_e$ pour $R_i = 74nm$ et $\beta = 20^\circ$ . . . . .	19
3.4	Variation de la longueur d'onde de coupure du mode fondamental $TE_{10}$ d'un guide d'onde en forme de « C » en fonction de la taille de sa partie métallique additionnelle $\beta$ pour $R_i = 74nm$ et $R_e = 124nm$ . . . . .	20
3.5	(a) Coupe transversale de la structure à double c, (b) Distribution de l'intensité électrique après excitation du guide extérieur avec $\lambda_c = 3221nm$ abritant un guide intérieur avec $\lambda_c = 1521nm$ . . . . .	21
3.6	(a) Coupe transversale de la structure à double c, (b) Distribution de l'intensité électrique après excitation du guide extérieur avec $\lambda_c = 1753nm$ abritant un guide intérieur avec $\lambda_c = 2165nm$ . . . . .	21

3.7	(a) Coupe transversale de la structure à double c, (b) Distribution de l'intensité électrique après excitation du guide extérieur pour deux guides d'onde de longueurs d'onde de coupure respectives égales $\lambda_c = 1933nm$ .	22
3.8	Coupe verticale du coupleur à double « C ».	23
3.9	Distributions de l'intensité électrique calculées au niveau du détecteur 1 (a) et au niveau du détecteur 2 (b)	23
3.10	(a) Coupe verticale d'un coupleur conique constitué de trois guides d'onde en forme de « C ».	25
3.11	(a) Spectre de transmission et (b) distribution de l'intensité électrique dans le cas d'un coupleur constitué de trois guides d'onde en « C » de hauteurs respectives de 200nm.	26
3.12	Distribution de l'intensité électrique au niveau de l'extrémité d'un coupleur constitué de : un guide (a), deux guides (b), trois guides (c), quatre guides (d) et cinq guides (e) de hauteurs respectives égales à 200nm.	27
3.13	Facteur d'exaltation obtenu à travers un nano-coupleur constitué d'un seul guide d'onde (rouge) et de quatre guides d'onde (bleu).	28
3.14	Distribution de l'intensité électrique à la sortie d'un coupleur constitué de quatre guides d'onde en forme«C » : la hauteur h de chaque guide est (a)100nm , (b) 200nm , (c) 300nm et (d) 400 nm.	29

# Introduction générale

Le progrès que connaît le domaine de la photonique peut être comparé à celui qu'a connu le domaine de l'électronique il y a environ un demi siècle [1]. L'attribution du prix Nobel de Physique 2009 à Charles Kao pour ses travaux sur la transmission de la lumière dans les fibres optiques [2] montre toute l'importance que possèdent les dispositifs optiques de nos jours. En effet, les fibres ont permis le transfert d'immenses quantités d'informations sur de longues distances ce qui était impossible à réaliser avec des câbles électriques [3].

Le développement du domaine de l'optique intégrée, nécessaire pour la connexion des différents diapositifs optiques a engendré un progrès significatif en matière de rapidité, rentabilité et de compacité (miniaturisation) [4]. Cependant, les transitions guide d'onde intégré-fibre optique conventionnelle sont souvent accompagnées de pertes très élevées à cause du large écart dimensionnel existant entre les deux dispositifs optiques [5].

Dans le but de modérer cette transition abrupte et ainsi minimiser les pertes engendrées, il est nécessaire de développer des dispositifs transitionnels appelés coupleurs qui sont rien d'autre que des entonnoirs optiques qui confinent la lumière provenant d'une large section vers une plus petite section. Le processus de couplage peut être réalisé à l'aide de différentes structures telles que les lentilles, les guides d'onde, les antennes, etc [6].

Dans le cadre de ce travail, nous allons concevoir et modéliser un coupleur conique constitué de guides d'onde en forme de « C » en argent pour des applications en nano-connectique . Cette étude est structurée comme suit :

Le premier chapitre apporte les définitions des différents systèmes optiques (guide d'onde, nano coupleur) et donne une vue d'ensemble sur les aspects théoriques de la propagation de la lumière dans un guide d'onde.

Le deuxième chapitre est consacré à la description de la méthode de simulation FDTD (Finite Domain Time Difference), avec laquelle on a pu effectuer le calcul des différentes propriétés optiques des



guides d'onde (modes propres, cartographies de champ, facteur d'exaltation et spectre de transmission) qui nous ont permis d'observer le guidage et le confinement de la lumière.

Le dernier chapitre comporte deux parties : la première est dédiée à la présentation et à l'interprétation des résultats des simulations effectuées pour l'étude du mode fondamental d'un guide d'onde en forme de « C » en argent. Nous avons également étudié l'effet des paramètres géométriques et des conditions de couplage entre cavités est réalisée. Les résultats ainsi obtenus sont exploités dans la deuxième partie pour concevoir et modéliser un coupleur optique à 3D. Les propriétés optiques de ces coupleurs sont étudiées en fonction de la hauteur et du nombre de guides constituant ce coupleur.

Le document se termine par une conclusion générale.



# Chapitre 1

## Généralités

### 1.1 Introduction

Les dispositifs optiques tels que les guides d'onde, les coupleurs qui sont définis comme des structures physiques permettant le confinement de la lumière par réflexion totale interne constituent les éléments fondamentaux de l'optique intégrée qui vise à guider, transférer ou confiner des ondes électromagnétiques dans le domaine optique [7].

Dans ce chapitre, nous allons d'abord définir un guide d'onde et un nono-coupleur puis étudier brièvement les ondes électromagnétiques s'y propageant.

### 1.2 Définitions

#### 1.2.1 Guide d'onde

Un guide d'onde est une structure permettant le confinement et le guidage de la lumière dans une direction bien déterminée. Selon sa dimension et la longueur d'onde du faisceau guidé, un guide d'onde peut être sublongueur d'onde ou pas.

Selon le matériau avec lequel ils sont fabriqués, les guides d'onde sont divisés en deux groupes :

– **Guides d'onde diélectriques :**

Comme leur nom l'indique, ils sont constitués de matériaux diélectriques uniquement. Dans cette catégorie, le guide d'onde en Silicone est le plus souvent utilisé grâce à son indice de réfraction élevé et sa propriété de transparence pour des longueurs d'onde telecom [8].

– **Guides d'onde métalliques :**

Ils sont constitués d'un métal et d'un diélectrique. Malgré les pertes optiques qui sont dues à la présence du métal, cette catégorie de guides d'onde présente de nombreux avantages comparée à la précédente. En effet, le métal peut être utilisé comme contact électrique ce qui permet d'éviter l'encombrement lors de l'insertion du guide dans un réseau optique donné [9],[10].

### 1.2.2 Nono-coupleur optique

Un nono-coupleur optique est une structure physique à l'aide de laquelle on peut [11] :

- Confiner la lumière dans le but de réduire les grandes pertes induites lors de la transition fibre optique/guide d'onde intégré qui sont dues au large écart entre les dimensions des deux dispositifs (figure 1.1).
- Séparer un signal d'entrée en deux ou plusieurs signaux de sortie ou mélanger deux signaux d'entrée pour avoir un signal de sortie plus intense.

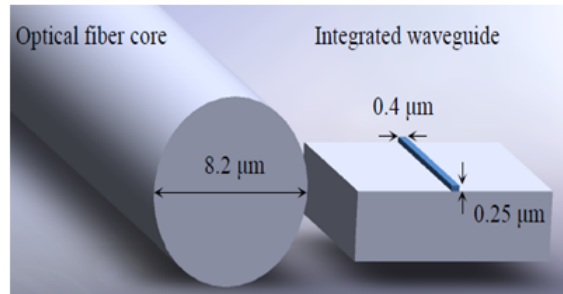


FIGURE 1.1 – Représentation schématique de l'écart dimensionnel existant entre une fibre optique et un guide d'onde intégré.

Le nano-coupleur peut être utilisé comme dispositif à lui seul, fabriqué sur la fibre, ou intégré sur une puce avec le guide d'onde (figure 1.2).

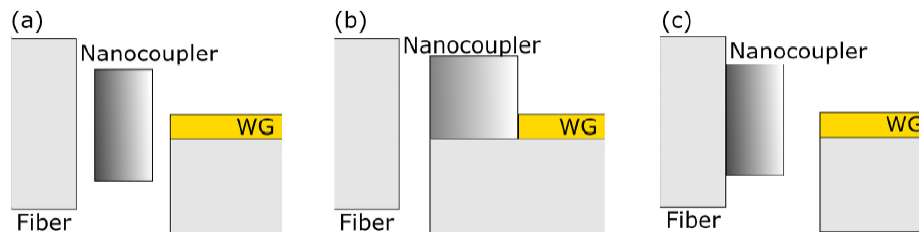


FIGURE 1.2 – Représentation des différentes configurations possibles pour un coupleur : (a) dispositif détaché, (b) intégré sur une puce avec le guide d'onde ou (c) fabriqué sur la fibre.

Selon la nature et les nécessités du circuit optique dans lequel il va être placé, un nano-coupleur peut être réalisé à l'aide de différentes structures optiques : guides d'onde[12],[13],[14], lentilles [15], antennes[16],[17]ou réseaux [18].

Dans le cadre de notre travail, nous allons nous intéresser au coupleur conique qui est défini comme étant une succession de guides d'onde en forme de « C » auxquels on impose une diminution graduelle de leurs dimensions.

### 1.2.3 Théorie de la propagation : cas des guides planaires

Dans le but de comprendre le phénomène de propagation d'une onde électromagnétique dans un guide d'onde [19], nous allons considérer la configuration simple d'un guide d'onde planaire [20] qui se présente

sous forme d'un empilement de trois couches de matériaux d'indice de réfraction différents (Figure 1.3) : une couche centrale d'indice  $n_f$ , dans laquelle la lumière se propage préférentiellement, entourée d'une couche inférieure de substrat d'indice  $n_s$  et d'une couche supérieure de couverture d'indice  $n_c$ .

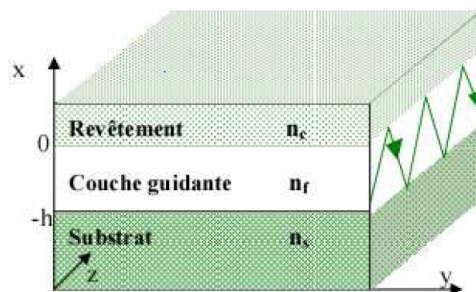


FIGURE 1.3 – Représentation schématique du guide d'onde planaire

### 1.2.3.1 Approche d'optique géométrique

Bien qu'elle soit approximative et valide seulement dans le cas où les dimensions du guide sont supérieures à la longueur d'onde considérée, l'approche géométrique permet d'avoir une idée globale sur les propriétés de propagation et de guidage de la lumière dans un milieu donné.

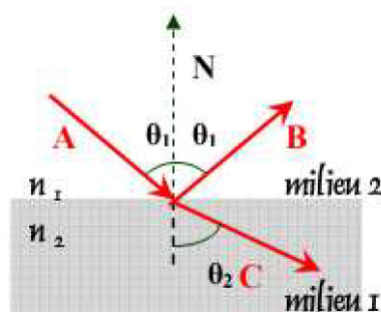


FIGURE 1.4 – Réflexion et réfraction d'un rayon incident sur une interface de deux milieux d'indice de réfraction  $n_1$  et  $n_2$

Dans un guide d'onde planaire (Figure 1.3), la lumière se propage au niveau de la couche centrale par réflexions totales aux interfaces couche centrale/substrat et couche centrale/revêtement. Par conséquent la propagation et le confinement de la lumière sont conditionnés par la réflexion et la réfraction. Ces dernières sont régies par la loi de Snell Descartes (1.1) 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'indice de réfraction  $n_1$  et  $n_2$ .

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (1.1)$$

A partir de la loi de Snell Descartes, on peut définir deux angles critiques  $\theta_s$  et  $\theta_c$  pour les deux interfaces couche centrale/substrat et couche centrale/revêtement respectivement :

$$\theta_s = \arcsin\left(\frac{n_s}{n_f}\right) \quad (1.2)$$

$$\theta_c = \arcsin\left(\frac{n_c}{n_f}\right) \quad (1.3)$$

Selon la position de l'angle d'incidence  $\theta$  par rapport aux deux angles critiques ( $\theta_s$  et  $\theta_c$ ), trois cas se présentent (Figure 1.5) :

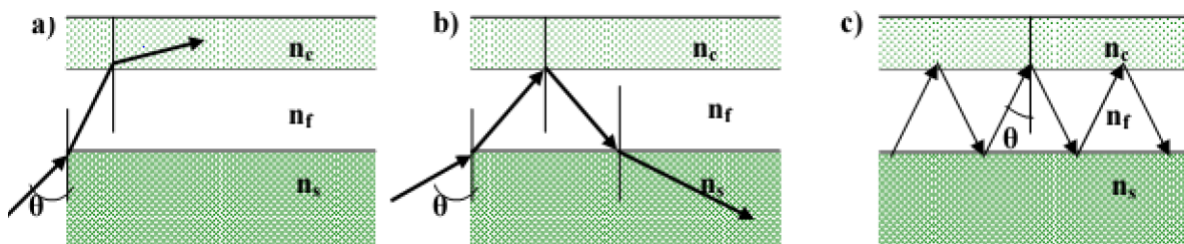


FIGURE 1.5 – Propagation de la lumière dans un guide planaire en fonction de l'angle d'incidence  $\theta$  : a)  $\theta < \theta_s, \theta_c$ ; b)  $\theta_c < \theta < \theta_s$ ; c)  $\theta > \theta_s, \theta_c$

- $\theta < \theta_s, \theta_c$  : le rayon incident est réfracté au niveau de l'interface couche guidante/substrat puis s'échappe à travers l'interface couche guidante/revêtement donc la lumière n'est pas confinée. Ces modes sont appelés modes de radiation (Figure 1.5.a).
- $\theta_c < \theta < \theta_s$  : le rayon est réfracté par l'interface couche guidante/substrat puis complètement réfléchi par l'interface couche guidante/revêtement et s'échappe ensuite à travers l'interface couche guidante/substrat. La lumière n'est pas confinée dans ce cas non plus (Figure 1.5.b).
- $\theta > \theta_s, \theta_c$  : le rayon lumineux subit des réflexions totales au niveau des deux interfaces ce qui engendre un confinement de la lumière dans la couche centrale (Figure 1.5.c).

En supposant que la lumière se propage dans la direction  $z$ , le confinement se fait transversalement dans la direction  $x$ .

Pour des ondes monochromatiques de longueurs d'onde dans le vide  $\lambda_0$ , le vecteur d'onde  $\vec{k}$  se décompose comme suivant :

$$k_z = k_0 n_f \sin \theta = \beta \quad (1.4)$$

Avec  $\beta$  : constante de propagation

$$k_x = k_0 n_f \cos \theta \quad (1.5)$$

Par conséquent, pour que l'onde se propage,  $\beta$  doit être borné :

$$k_0 n_s < \beta < k_0 n_f \quad (1.6)$$

– **Notion d'indice effectif :**

En introduisant la notion d'indice effectif défini comme suit :

$$n_{eff} = \frac{\beta}{k_0} = n_f \sin \theta \quad (1.7)$$

La condition de propagation devient donc :

$$n_s < n_{eff} < n_f \quad (1.8)$$

L'indice effectif qui représente l'indice que voit l'onde guidée lors de sa propagation est compris entre l'indice du substrat et celui de la couche guidante.

### 1.2.3.2 Approche d'optique ondulatoire

Lorsque les dimensions du guide d'onde sont de l'ordre de la longueur d'onde utilisée, il s'avère nécessaire de traiter la propagation de la lumière dans le cadre de la théorie de l'optique physique [21] basée sur les équations de Maxwell qui sont données comme suit :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.9)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \quad (1.10)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{B} = 0 \quad (1.11)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{D} = \rho \quad (1.12)$$

Dans un milieu non chargé, non magnétique, linéaire et isotrope, nous avons :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E} \quad (1.13)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H} \quad (1.14)$$

$$\vec{J} = 0 \quad (1.15)$$

Avec :

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

$\varepsilon_0$  : Permittivité du vide (F/m)

$\varepsilon_r$  : 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 de 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 :  $\mu_r=1$ )

– **Différentes polarisations d'une onde électromagnétique :**

Sachant que le plan d'incidence est le plan contenant le vecteur d'onde  $\vec{k}$ , on distingue essentiellement 2 types de polarisation pour une onde électromagnétique se propageant au sein d'un guide d'onde planaire :

\*Polarisation transverse électrique (TE) : le champ électrique  $\vec{E}$  est perpendiculaire au plan d'incidence.

\*Polarisation transverse magnétique (TM) : le champ magnétique  $\vec{B}$  est perpendiculaire au plan d'incidence.

– **Notion de mode :**

On appelle mode propre d'un guide, la solution des équations de Maxwell qui correspond à une onde se propageant dans ce dernier.

Nous supposons que les trois couches sont invariantes par translation dans les directions oy et oz et le champ électromagnétique se propage selon l'axe oz.

Les champs électrique  $\vec{E}$  et magnétique  $\vec{H}$ , dépendant des variables x, z et t, sont :

$$\vec{E}(x, z, t) = \vec{E}(x) \exp j(\omega t - \beta z) \quad (1.16)$$

$$\vec{H}(x, z, t) = \vec{H}(x) \exp j(\omega t - \beta z) \quad (1.17)$$

Où  $\beta$  est la constante de propagation qui représente la projection du vecteur d'onde  $\vec{k}$  dans la direction de propagation z.

En tenant compte de l'invariance suivant la direction oy, le système d'équations de Maxwell peut être scindé en deux systèmes indépendants :

Le premier, qui définit la polarisation TE, fait intervenir la composante Ey du champ électrique et les composantes Hx et Hz du champ magnétique :

$$\frac{\partial^2 E_y(x)}{\partial x^2} + (k^2 n_i^2 - \beta^2) E_y(x) = 0 \quad (1.18)$$

$$H_x = -\frac{\beta}{\omega\mu_0} E_y \quad (1.19)$$

$$H_z = \frac{1}{j\omega\mu_0} \frac{\partial E_y(x)}{\partial x} \quad (1.20)$$

Avec  $i = f, c, s$

Le second, qui définit la polarisation TM, regroupe les composantes  $H_y, E_x, E_z$  :

$$\frac{\partial^2 H_y(x)}{\partial x^2} + (k^2 n_i^2 - \beta^2) H_y(x) = 0 \quad (1.21)$$

$$E_x = -\frac{\beta}{\omega\mu_0} H_y \quad (1.22)$$

$$E_z = \frac{1}{j\omega\mu_0} \frac{\partial H_y(x)}{\partial x} \quad (1.23)$$

A partir des équations (1.181.191.20), il est possible de retrouver l'équation de dispersion pour les modes TE sous la forme suivante [20] :

$$2\pi h \sqrt{k^2 n_f^2 - \beta^2} = \arctan \left( \sqrt{\frac{\beta^2 - k^2 n_c^2}{k^2 n_f^2 - \beta^2}} \right) + \arctan \left( \sqrt{\frac{\beta^2 - k^2 n_s^2}{k^2 n_f^2 - \beta^2}} \right) + m\pi \quad (1.24)$$

Avec :

$m$  : entier et  $h$  : épaisseur de la couche guidante.

A partir du systèmes d'équations (1.211.221.23), on aboutit à une équation de dispersion similaire pour les modes TM [22].

Pour chaque valeur de  $m$  correspond un mode TE ou TM. On en conclut que l'onde électromagnétique se propage dans un guide d'onde planaire sous forme de modes discrets TE et TM.

Chacun de ces modes possède une longueur d'onde de coupure notée  $\lambda_c$  qui constitue une limite au delà de laquelle le mode ne peut plus se propager.

### 1.3 Propriétés optiques des métaux

Du fait qu'ils soient très réfléchissants, les métaux sont très utilisés en nano-optique notamment pour des applications en plasmonique, en transmission exaltée et en particulier dans le guidage de la lumière.

Dans la gamme optique, le métal est dispersif ; il est caractérisé par une constante diélectrique complexe fonction de la pulsation du champ électromagnétique.

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_1(\omega) + i\varepsilon_2(\omega) \quad (1.25)$$



Dans ce mémoire, la dispersion des métaux dans la gamme optique sera décrite par le modèle de Drude.

### 1.3.1 Modèle de Drude :

C'est un modèle qui décrit le comportement des électrons libres dans le métal. Il suppose que le métal massif est un ensemble de charges positives immobiles (les ions) et de charges négatives libres (les électrons de conduction délocalisés dans tout le métal). Ce modèle ne tient compte que des transitions optiques sans changement de bande dites transitions intrabande.

La fonction diélectrique donnée par le modèle de Drude est définie comme suit [23] :

$$\varepsilon_D = 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 + i\omega\Gamma_D)} \quad (1.26)$$

Avec :

$\Gamma_D$  : Coefficient d'amortissement de Drude.

$\omega_p^2 = \frac{n_e e^2}{m \varepsilon_0}$  : Pulsation plasma du métal

Malgré ses hypothèses simplificatrices, le modèle de Drude décrit correctement la dispersion de l'argent dans la gamme de fréquences de notre étude.

Les paramètres utilisés sont :

$$\omega_p = 1.374 * 10^{16} Hz$$

$$\Gamma_D = 3.2103 * 10^{13} Hz$$

## 1.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons apporté des définitions succinctes des dispositifs et notions intervenant dans le guidage et le confinement de la lumière suivies d'une étude de la propagation de la lumière dans un guide d'onde selon deux approches. La première approche, géométrique, nous a permis de voir que la propagation de l'onde se fait par le biais de réflexions totales internes sur les interfaces des différents milieux constituant le guide. La seconde approche, ondulatoire, nous a permis de constater que la lumière se propage dans un guide d'onde sous forme de modes discrets TE et TM ayant des longueurs d'onde de coupure au delà desquelles la propagation devient impossible.

# Chapitre 2

## Outils de simulation numérique

### 2.1 Introduction

La modélisation électromagnétique des nano-matériaux pour la compréhension de leurs interactions avec un faisceau lumineux nécessite la résolution des équations de Maxwell. Pour ces systèmes électromagnétiques complexes constitués d'objets à nature physique et géométrique quelconques, la résolution analytique des équations de Maxwell reste très difficile voire impossible sans avoir recours aux méthodes numériques [23].

Dans le cadre de ce mémoire, nous avons utilisé la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD pour Finite Domain Time Difference) qui est une approche très populaire, initialement développée par Yee [24] pour l'analyse de problèmes électromagnétiques et qui, par la suite, a été appliquée dans plusieurs autres disciplines scientifiques comme la biologie, l'acoustique, etc.

### 2.2 Principes de base de la méthode FDTD

C'est une méthode basée sur la double discrétisation (spatiale et temporelle) aux différences finies centrées des équations de Maxwell qui s'écrivent dans un repère cartésien comme suit :

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[ \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right] \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right] \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right] \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[ \frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right] \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[ \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right] \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[ \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right] \quad (2.6)$$

L'espace continu est remplacé par un espace discret ; un ensemble de nœuds repérés par des indices (i,j,k) séparés par des incréments  $\Delta x, \Delta y$  et  $\Delta z$  suivant les directions x,y et z respectivement.

Le temps est échantillonné suivant un pas  $\Delta t$  et le nombre d'échantillonnage temporel est repéré par un indice n (figure 2.1.b)

Les composantes du champ électrique  $\vec{E}$  sont calculées suivant les arêtes de la maille tandis que celles du champ magnétique  $\vec{H}$  sont calculées perpendiculairement aux centres des faces de la maille (Figure 2.1.a).

Après discrétisation des équations (2.1,2.2,2.3,2.4,2.5,2.6) suivant le schéma de Yee, on aboutit au système d'équations suivant :

$$H_x^{n+1/2}(i, j, k) = H_x^{n-1/2}(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\mu_0} \left[ \frac{E_y^n(i, j, k+1) - E_y^n(i, j, k)}{\Delta z} - \frac{E_z^n(i, j+1, k) - E_z^n(i, j, k)}{\Delta y} \right] \quad (2.7)$$

$$H_y^{n+1/2}(i, j, k) = H_y^{n-1/2}(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\mu_0} \left[ \frac{E_z^n(i+1, j, k) - E_z^n(i, j, k)}{\Delta x} - \frac{E_x^n(i, j, k+1) - E_x^n(i, j, k)}{\Delta z} \right] \quad (2.8)$$

$$H_z^{n+1/2}(i, j, k) = H_z^{n-1/2}(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\mu_0} \left[ \frac{E_x^n(i, j+1, k) - E_x^n(i, j, k)}{\Delta y} - \frac{E_y^n(i+1, j, k) - E_y^n(i, j, k)}{\Delta x} \right] \quad (2.9)$$

$$E_x^{n+1}(i, j, k) = E_x^n(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left[ \frac{H_z^{n+1/2}(i, j, k) - H_z^{n+1/2}(i, j-1, k)}{\Delta y} - \frac{H_y^{n+1/2}(i, j, k) - H_y^{n+1/2}(i, j, k-1)}{\Delta z} \right] \quad (2.10)$$

$$E_y^{n+1}(i, j, k) = E_y^n(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left[ \frac{H_x^{n+1/2}(i, j, k) - H_x^{n+1/2}(i, j, k-1)}{\Delta z} - \frac{H_z^{n+1/2}(i, j, k) - H_z^{n+1/2}(i-1, j, k)}{\Delta x} \right] \quad (2.11)$$

$$E_z^{n+1}(i, j, k) = E_z^n(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left[ \frac{H_y^{n+1/2}(i, j, k) - H_y^{n+1/2}(i-1, j, k)}{\Delta x} - \frac{H_x^{n+1/2}(i, j, k) - H_x^{n+1/2}(i, j-1, k)}{\Delta y} \right] \quad (2.12)$$

Ces équations permettent de mettre à jour les six composantes du champ électrique et magnétique dans la grille FDTD aux différents instants d'échantillonnage.

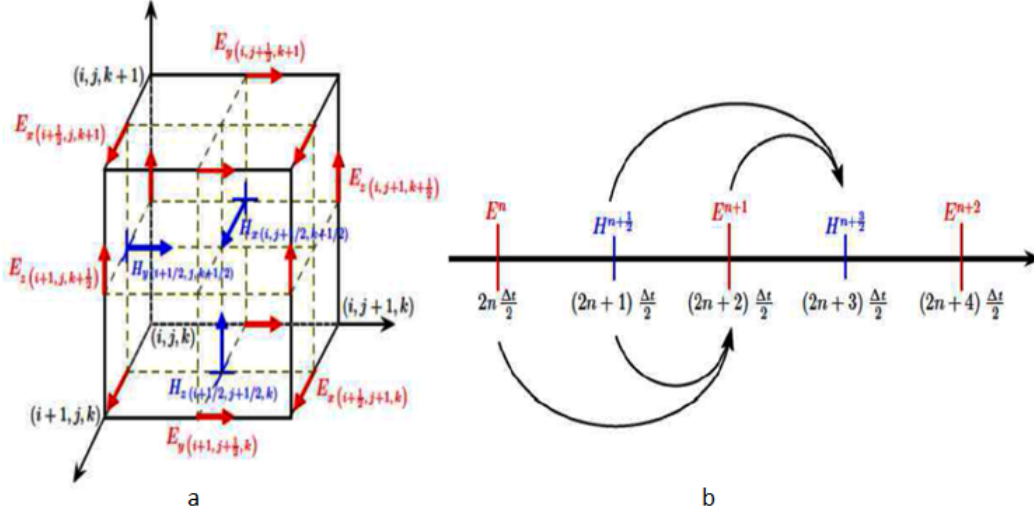


FIGURE 2.1 – Schéma de Yee : (a) discrétisation spatiale et (b) discrétisation temporelle.

## 2.3 Dispersion numérique

La discrétisation des équations de Maxwell engendre une dispersion numérique qui provoque des erreurs de phase, une anisotropie numérique et la déformation des signaux. Pour y remédier, la grille FDTD doit avoir un maillage très fin de l'ordre de  $\lambda_{min}/18$ , sachant que  $\lambda_{min}$  représente la longueur d'onde minimale des ondes se propageant dans la grille FDTD .

## 2.4 Stabilité numérique

Afin d'éviter que les champs divergent numériquement et atteignent des valeurs non physiques, le schéma de Yee est soumis à une condition sur les pas de discrétisation dite critère de stabilité donné à 3D par :

$$\Delta t \leq \left( V_{max} \sqrt{\frac{1}{(\Delta x)^2} + \frac{1}{(\Delta y)^2} + \frac{1}{(\Delta z)^2}} \right)^{-1} \quad (2.13)$$

$V_{max}$  représente la vitesse maximale de propagation dans le milieu étudié.

## 2.5 Conditions aux limites

Comme le montre le schéma de Yee, les composantes électromagnétiques ne peuvent pas être calculées aux limites du domaine de calcul par l'algorithme FDTD.

L'annulation du champ aux bords du domaine de calcul FDTD entraîne des réflexions non physiques pouvant fortement perturber le signal électromagnétique incident. Pour contourner ces problèmes aux

limites, nous avons utilisé les conditions aux limites périodiques de Floquet Bloch et les conditions d'absorption aux frontières de type PML (Perfectly Matched Layers) de Bérenger.

### 2.5.1 Conditions périodiques

Comme leur nom l'indique, ce sont des conditions qui s'appliquent pour modéliser des structures périodiques. Elles sont directement issues du théorème de Floquet Bloch. Dans ce cas, on ne prend en considération qu'une seule maille élémentaire pour modéliser tout le cristal.

Pour une structure périodique à 3D de période  $p$  suivant chacune des trois directions de l'espace, ces conditions s'appliquent, selon la direction  $x$  par exemple, comme suivant :

$$U(x + p, y, z, t) = U(x, y, z, t) \exp(ik_x * p) \quad (2.14)$$

avec  $k_x$  la composante du vecteur d'onde suivant  $x$ .  $U$  peut représenter l'une des composantes du champ électromagnétique

### 2.5.2 Conditions d'absorption aux frontières PML

Dans le but de simuler artificiellement un espace infini pour éviter d'éventuelles réflexions des ondes incidentes, on utilise des couches absorbantes dites PML qui délimitent la zone de calcul FDTD suivant les directions de l'espace libre.

La technique PML repose sur la condition d'adaptation d'impédance entre deux milieux de même indice dont l'un est absorbant.

$$\frac{\sigma^e}{\varepsilon} = \frac{\sigma^m}{\mu} \quad (2.15)$$

$\sigma^e$  et  $\sigma^m$  représentent respectivement la conductivité électrique et magnétique du milieu PML.

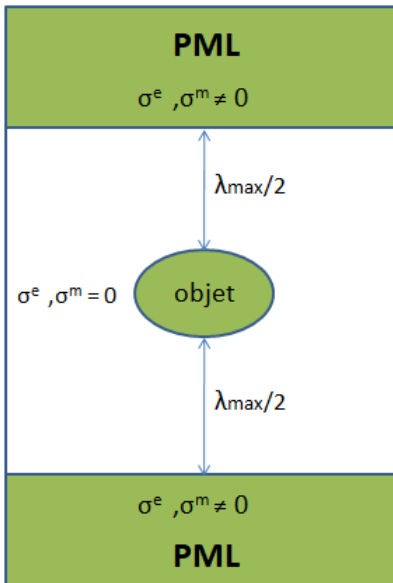


FIGURE 2.2 – Fenêtre de calcul FDTD dans le cas où l'espace est délimité par les PML de Bérenger suivant une direction.

L'onde plane qui arrive sur les PML est décomposée fictivement en deux ondes : l'une, se propageant en incidence normale, est absorbée par le milieu PML, et l'autre rasante se propageant parallèlement à l'interface PML/milieu incident, ne subit aucune réflexion vers le milieu incident [25].

Comme les PML sont conçues pour n'absorber que les ondes propagatives, elles doivent être placées à une distance minimale  $d = \frac{\lambda_{max}}{2}$  de la structure étudiée pour éviter les réflexions des ondes évanescentes (figure 1.7).

## 2.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les principes de base de la méthode FDTD utilisée tout au long de ce mémoire. La discrétisation suivant le schéma de Yee ainsi que les conditions aux frontières que nous avons utilisées sont brièvement décrites.

## Chapitre 3

# Conception et modélisation d'un coupleur optique : couplage et confinement de la lumière

### 3.1 Introduction

Ce chapitre est scindé en deux parties. Dans la première partie, nous allons mener une étude 2D de modes propres de la cavité métallique en argent en forme de « C » où nous montrerons l'effet de ces différents paramètres géométriques sur la longueur d'onde de coupure de son mode fondamental  $TE_{10}$ . Les conditions de couplage entre deux modes fondamentaux de deux guides en forme de « C » de dimensions différentes seront mises en exergue. Ensuite, dans la deuxième partie, nous allons étudier le guidage et confinement de la lumière à 3D à travers une succession conique de guides d'onde en forme de « C ».

### 3.2 Étude du mode fondamental d'un guide d'onde en forme de « C » en argent

Pour une onde électromagnétique se propageant dans un guide d'onde donné, la détermination des différents modes pouvant se propager passe par la recherche de solutions de l'équation de propagation déduite des équations de Maxwell compte tenu des conditions aux limites sur les parois de ce guide. Dans le cas d'un guide en forme de « C », le mode fondamental se trouve être le mode transverse électrique  $TE_{10}$ .

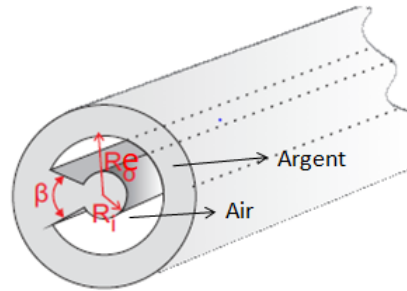


FIGURE 3.1 – Guide d'onde en forme de « C » de rayon intérieur  $R_i$ , de rayon extérieur  $R_e$  et de partie métallique additionnelle  $\beta$

L'absence de symétrie de révolution et la dispersion du métal rendent le calcul analytique de la longueur d'onde de coupure  $\lambda_c$  du mode fondamental  $TE_{10}$  très difficile voire impossible. C'est pour ces raisons que nous avons fait appel à la méthode FDTD qui nous a permis de les calculer de la manière suivante :

- Une source aléatoire est injectée de manière à exciter toutes les fréquences propres de la cavité.
- Après injection de ce signal, on calcule l'évolution temporelle des champs et on passe au domaine spectral via une transformée de Fourier incorporée dans le code FDTD.
- Pour un certain nombre de points pris aléatoirement, on calcule la densité d'énergie spectrale à l'aide de l'équation suivante :

$$W = \frac{1}{4} \left( \frac{\partial(\omega \epsilon \epsilon_0)}{\partial \omega} \right) |E|^2 + \mu |H|^2 \quad (3.1)$$

- Une fois le régime permanent établi, les modes non propres à la structure disparaissent et la densité d'énergie spectrale exhibe des pics correspondant aux modes propres de la structure (figure 3.2.b). Le pic ayant la longueur d'onde la plus élevée correspond au mode fondamental du guide d'onde.



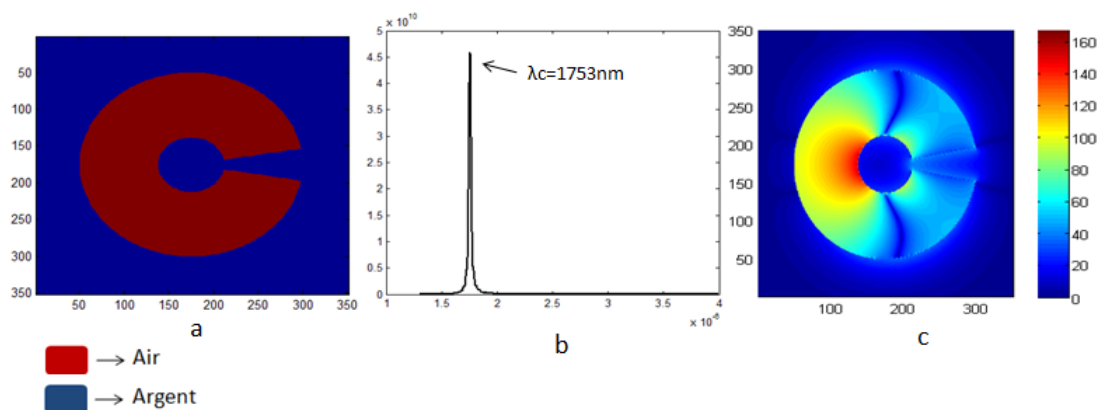


FIGURE 3.2 – (a) Section transversale , (b) densité d'énergie spectrale et (c) distribution de l'intensité électrique à  $\lambda_c=1753$  nm dans le cas un guide d'onde en forme de « C » en argent pour  $R_i = 74$  nm,  $R_e = 124$  nm et  $\beta = 20^\circ$

Sur la figure (3.2.b) est représentée la densité d'énergie spectrale calculée correspondant à la cavité de la figure (3.2.a). Ce spectre exhibe un pic à  $\lambda = 1753$  nm correspondant à la coupure de l'un de ces modes propres.

Pour confirmer la nature de ce mode, on calcule la distribution de l'intensité électrique (Figure 3.2.c), qui représente le module au carré du vecteur champ électrique, à la coupure. Ce dernier calcul est effectué en injectant une source monochromatique dans le code de calcul.

La distribution de l'intensité électrique à  $\lambda = 1753$  nm (figure 3.2.c) montre que le mode possède un seul lobe ce qui confirme que ce mode excité est bien le mode  $TE_{10}$ .

### 3.2.1 Influence des paramètres géométriques du guide d'onde sur la longueur d'onde de coupure de son mode fondamental

#### – Influence des rayons :

Pour comprendre l'influence des rayons du guide d'onde en forme de « C » sur la longueur d'onde de coupure de son mode fondamental, nous avons calculé  $\lambda_c$  en faisant varier le rayon extérieur tout en maintenant fixe son rayon intérieur et la partie métallique additionnelle ( $R_i = 74$  nm,  $\beta = 20^\circ$ ).

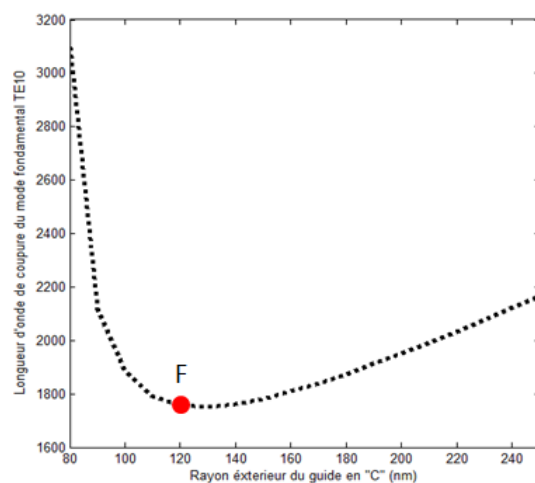


FIGURE 3.3 – Variation de la longueur d'onde de coupure du mode fondamental  $TE_{10}$  d'un guide d'onde en forme de « C » en fonction de son rayon extérieur  $R_e$  pour  $R_i = 74\text{nm}$  et  $\beta = 20^\circ$

Comme le montre la figure (3.4.a), en diminuant le rayon extérieur, la longueur d'onde de coupure diminue jusqu'au point F à partir duquel le comportement s'inverse. En effet, lorsque le rayon extérieur  $R_e$  diminue et se rapproche du rayon intérieur  $R_i$ , on constate un shift vers le rouge assez significatif de la longueur d'onde de coupure du mode  $TE_{10}$ . Ce résultat est similaire à celui obtenu en [26] dans le cas d'une cavité coaxiale. Ce phénomène qui est dû aux plasmons de surface des deux interfaces interne et externe (argent-air) est à l'origine de la grande transmission obtenue à travers les structures à petites ouvertures annulaires en forme de « C » [27].

Notons que pour les mêmes paramètres géométriques, la longueur d'onde de coupure  $\lambda_c$  du mode fondamental du guide d'onde en forme de « C » est presque le double de celle du premier mode du guide coaxial. Pour cette raison, la cavité en forme de « C » constitue un très bon candidat pour la miniaturisation des composants optiques.

– **Influence de la taille de la partie métallique additionnelle  $\beta$  :**

Pour mettre en évidence l'impact que produit la variation de la taille de la partie métallique additionnelle  $\beta$  d'un guide d'onde en forme de « C » sur la longueur d'onde de coupure de son mode fondamental  $TE_{10}$ , nous avons calculé la longueur d'onde de coupure en fonction de  $\beta$  pour un guide de rayons intérieur et extérieur fixes ( $R_i = 74\text{nm}$  et  $R_e = 124\text{nm}$ ).

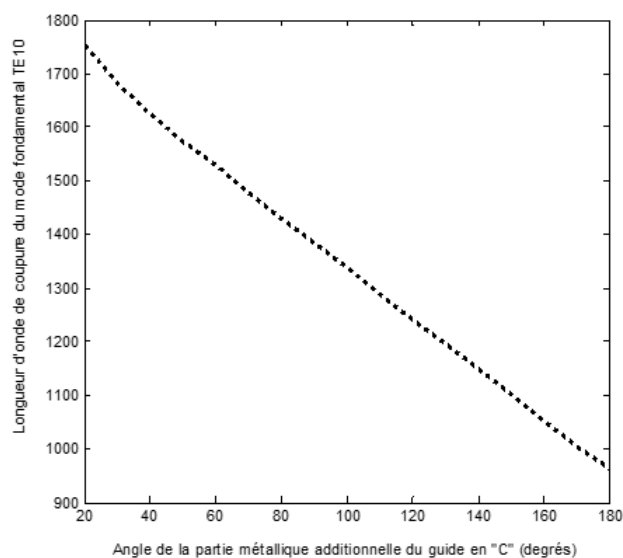


FIGURE 3.4 – Variation de la longueur d'onde de coupure du mode fondamental  $TE_{10}$  d'un guide d'onde en forme de « C » en fonction de la taille de sa partie métallique additionnelle  $\beta$  pour  $R_i = 74nm$  et  $R_e = 124nm$

D'après la figure (3.4.b), on constate que la taille de la partie métallique additionnelle influe également sur la position de la longueur d'onde de coupure. En effet, l'augmentation de l'angle  $\beta$  engendre une diminution de la longueur d'onde de coupure de son mode fondamental.

### 3.3 Étude du couplage entre les modes fondamentaux de deux guides d'onde en « C »

Dans cette partie, nous avons étudié les possibilités de couplage entre deux guides différents en excitant le mode fondamental de l'un d'eux uniquement.

Pour ce faire, on considère une structure à double c à 2D constituée d'un guide d'onde en forme de « C » entouré par un autre guide de même forme. En excitant seulement l'un des deux guides de cette structure et selon la valeur de la longueur d'onde de coupure du mode fondamental de chaque guide, trois cas se présentent :

- **Le guide excité possède un mode fondamental avec une longueur d'onde de coupure supérieure à la celle du second guide :**

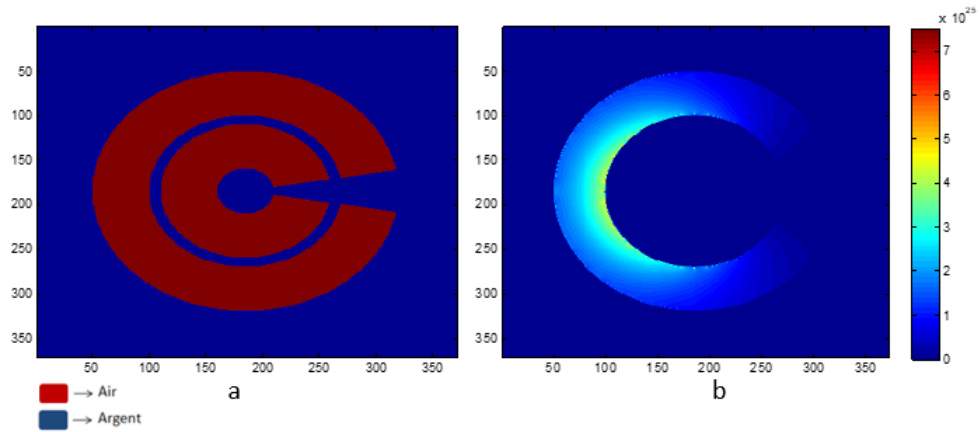


FIGURE 3.5 – (a) Coupe transversale de la structure à double c, (b) Distribution de l'intensité électrique après excitation du guide extérieur avec  $\lambda_c = 3221nm$  abritant un guide intérieur avec  $\lambda_c = 1521nm$

- Le guide excité possède un mode fondamental avec une longueur d'onde de coupure inférieure à la celle du second guide :

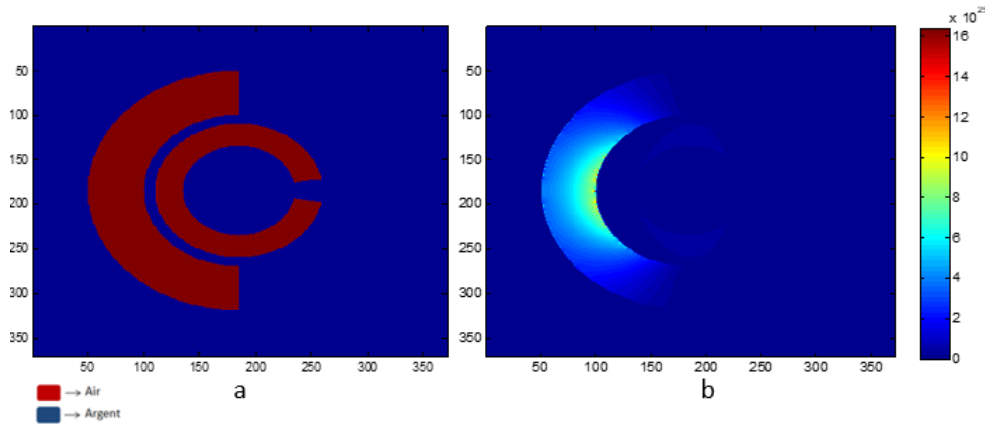


FIGURE 3.6 – (a) Coupe transversale de la structure à double c, (b) Distribution de l'intensité électrique après excitation du guide extérieur avec  $\lambda_c = 1753nm$  abritant un guide intérieur avec  $\lambda_c = 2165nm$  .

- Lorsque les deux guides d'onde exhibent des modes fondamentaux ayant des longueurs d'onde de coupure égales :

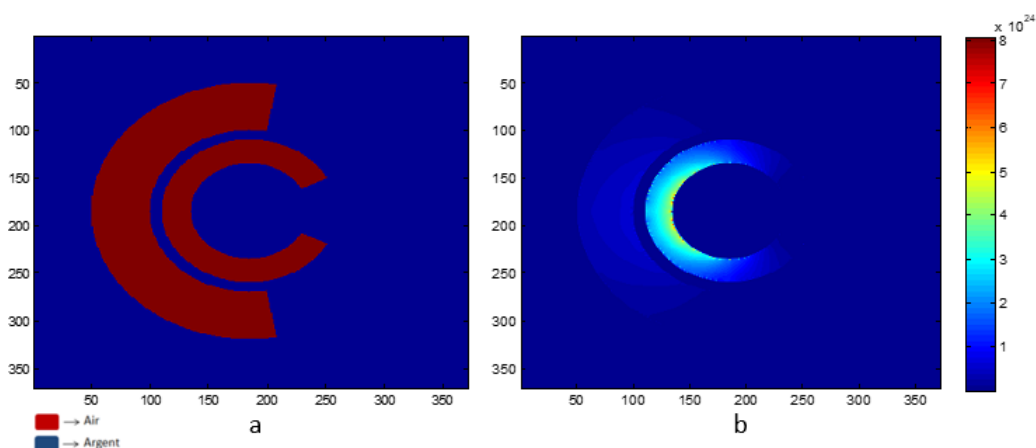


FIGURE 3.7 – (a) Coupe transversale de la structure à double c, (b) Distribution de l'intensité électrique après excitation du guide extérieur pour deux guides d'onde de longueurs d'onde de coupure respectives égales  $\lambda_c = 1933nm$ .

D'après les résultats obtenus, on constate que lorsque la longueur d'onde de coupure du guide excité est supérieure (figure 3.5) ou inférieure (figure 3.6) à celle du second guide, seul le mode fondamental  $TE_{10}$  du guide illuminé est excité.

Cependant, lorsque les deux guides exhibent des modes fondamentaux ayant des longueurs d'onde de coupure égales (figure 3.7), on voit qu'une bonne partie de l'énergie se trouvant initialement dans le guide excité est passée vers le deuxième guide pour exciter son mode fondamental.

On en déduit que le couplage entre différents guides d'onde nécessite l'égalité des longueurs d'onde de coupure de leurs modes fondamentaux.

Par conséquent, dans la suite de ce chapitre, nous allons optimiser les différents guides d'onde constituant les coupleurs afin qu'ils aient tous la même longueur d'onde de coupure de leurs mode fondamentaux.

### 3.4 Étude de la propriété de partage des signaux d'un coupleur à 3D

Sous certaines formes, le coupleur peut être utilisé pour partager un signal d'entrée en deux ou plusieurs signaux de sortie. Pour voir si l'on peut concevoir de tels dispositifs à l'aide des guides d'onde en forme de « C », considérons une structure à 3D constituée de deux parties suivant l'axe z (direction de propagation) : une partie initiale constituée d'un seul guide d'onde en forme de « C » suivie d'une partie finale dans laquelle nous avons introduit un autre guide en « C » de dimensions plus petites à l'intérieur du guide précédent (figure 3.8). Les paramètres géométriques du petit « C » sont optimisés de manière à avoir la longueur d'onde de coupure de son mode fondamental égale à celle du grand « C ».

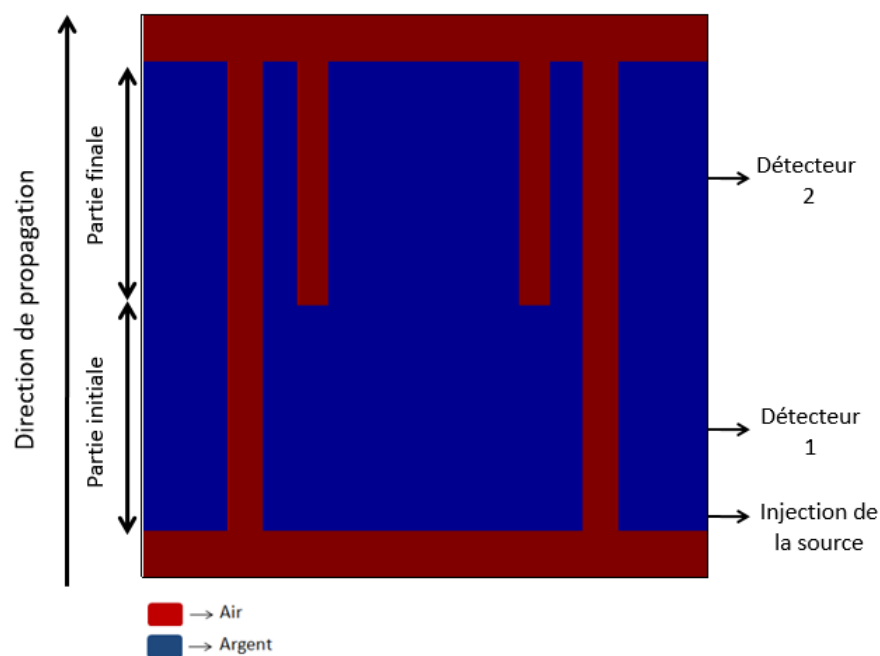


FIGURE 3.8 – Coupe verticale du coupleur à double « C ».

La modélisation FDTD 3D de cet assemblage de guides d'onde passe par les étapes suivantes :

- Étude préalable de modes propres à 2D du grand « C » : dans cette partie, on effectue un calcul de densité d'énergie spectrale suivi d'un calcul de distribution de l'intensité électrique à la coupure du mode fondamental. Cette dernière servira de source dans le cas 3D.

- Étude 3D : après injection du signal obtenu précédemment, au niveau de la partie initiale, on calcule les distributions de l'intensité électrique au niveau des deux détecteurs positionnés comme représenté dans la figure (3.8).

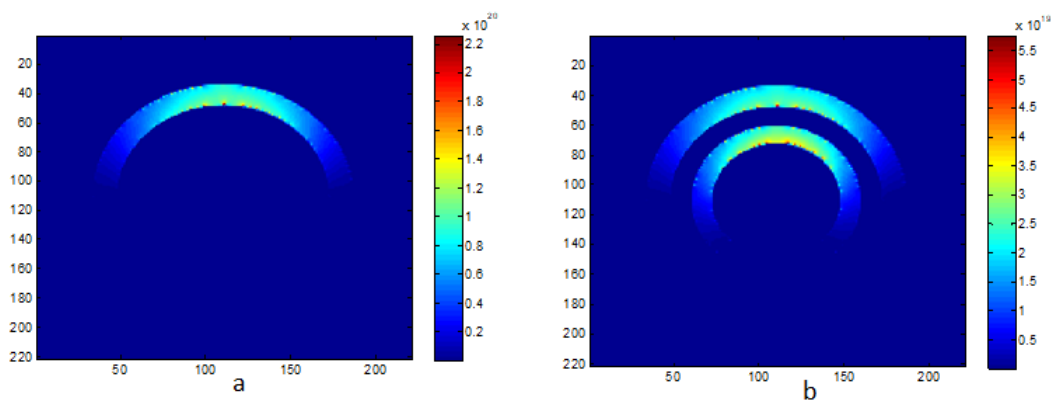


FIGURE 3.9 – Distributions de l'intensité électrique calculées au niveau du détecteur 1 (a) et au niveau du détecteur 2 (b)

La cartographie au niveau du détecteur 1 (figure 3.9.a) nous montre que le mode fondamental du

guide de la partie initiale a bien été excité et se propage sans pertes significatives et sans déformation

La cartographie enregistrée par le deuxième détecteur 2 (figure 3.9.b) montre clairement que les deux guides sont bien illuminés simultanément.

On peut conclure que les guides d'onde en forme de « C » peuvent être utilisés pour la conception de coupleurs destinés au partage de signaux optiques.

### 3.5 Étude 3D d'un coupleur conique en argent

Dans cette partie, nous allons étudier les propriétés optiques d'un coupleur conique constitué d'une succession de guides d'onde en forme de « C ». Notre objectif est de voir la possibilité de confiner la lumière à travers de tels dispositifs.

Pour simplifier cette étude sur le plan de la modélisation numérique, nous avons considéré un réseau périodique de coupleurs coniques. La période est prise suffisamment grande pour éviter le passage du champ électromagnétique entre les motifs (coupleurs).

Pour cette étude, nous avons procédé comme suit :

- D'abord, on considère plusieurs guides d'onde auxquels on impose une diminution graduelle de 20nm des rayons intérieurs et extérieurs à partir des valeurs prises par les rayons du grand « C » d'entrée.

- Ensuite, on effectue l'optimisation à 2D dans le but d'avoir la même longueur d'onde de coupure du mode fondamental de tous les guides. Cela consiste à faire varier la taille de la partie métallique additionnelle ( $\beta$ ) de chaque guide d'onde pris individuellement de rayon intérieur et extérieur fixes pour ramener la longueur d'onde de son mode fondamental à la valeur souhaitée.

- Enfin, on procède à l'assemblage des différents guides pour former le nano-coupleur conique (figure 3.10.a) et à sa modélisation à 3D pour déterminer ses propriétés optiques : transmission ; cartographie du champ et facteur d'exaltation. Les effets du nombre de guides constituant le coupleur ainsi que leur hauteur seront étudiés.

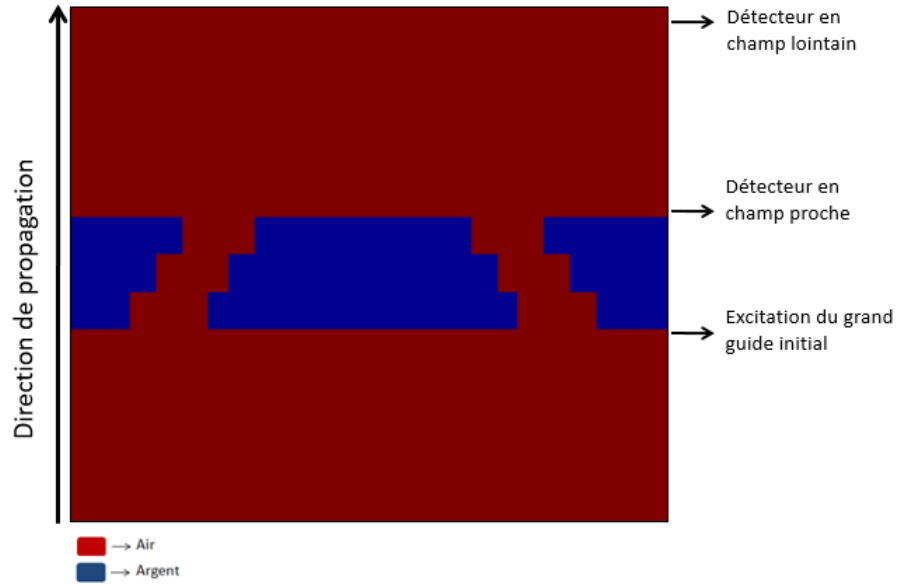


FIGURE 3.10 – (a) Coupe verticale d'un coupleur conique constitué de trois guides d'onde en forme de « C ».

La figure (3.11.a) représente le spectre de transmission calculé, dans le cas d'un coupleur constitué de 3 guides, en l'excitant avec une onde plane injectée du côté du grand « C » comme montré par la figure (3.10).

Comme attendu, le spectre exhibe un pic à une longueur d'onde ( $\lambda = 1374nm$  légèrement déplacée vers les grandes longueurs d'onde par rapport à la longueur d'onde de coupure des guides optimisés ( $\lambda_c = 1360nm$ )).

Sur la figure (3.11.b), nous avons représenté la distribution de l'intensité électrique calculée à la sortie du coupleur à  $\lambda = 1374nm$  correspondant au premier pic (mode fondamental) du spectre de transmission.



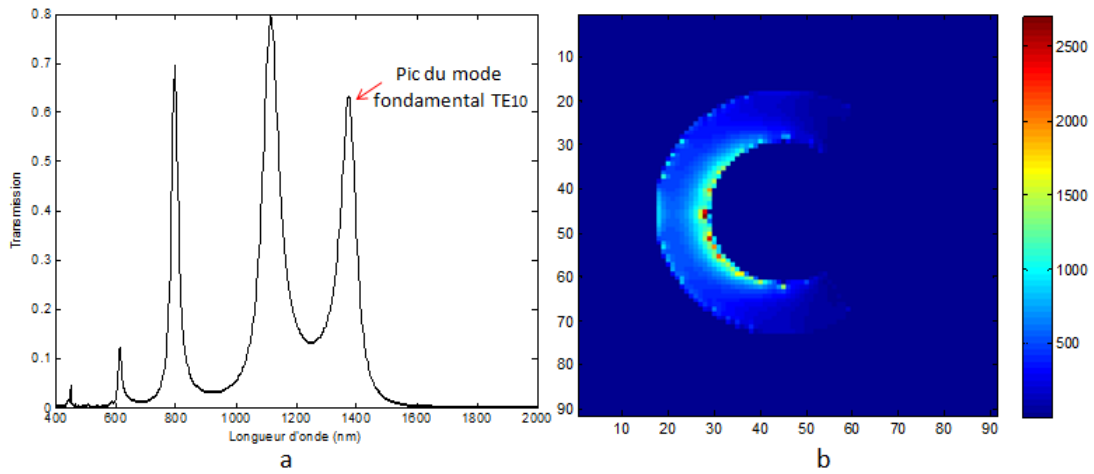


FIGURE 3.11 – (a) Spectre de transmission et (b) distribution de l'intensité électrique dans le cas d'un coupleur constitué de trois guides d'onde en « C » de hauteurs respectives de 200nm.

### 3.5.1 Effet du nombre de guides constituant le coupleur :

Pour voir si l'on a effectivement un confinement essentiellement dû à la structure conique du coupleur, nous avons refait les calculs précédents en faisant varier le nombre de guides constituant le coupleur tout en maintenant fixe la hauteur totale du coupleur.

Les spectres de transmission obtenus (non présentés ici) dans le cas d'un coupleur constitué d'un seul guide, 2, 4 ou 5 guides sont similaires à celui obtenu dans le cas de 03 guides (figure 3.11.a).

Les cartographies des intensités électriques calculées dans chaque cas sont représentées sur la figure (3.12).

On constate que l'augmentation du nombre de guides d'onde du nano-coupleur optique (ce qui se traduit par la diminution de l'espace inter conducteur du guide à la sortie du coupleur) est accompagnée par l'accentuation du confinement de l'intensité électrique. En effet, en passant d'un coupleur constitué d'un seul guide d'onde vers un autre coupleur ayant cinq guides d'onde, le confinement augmente d'environ 500%. Ce fort confinement est dû à la compression spatiale du mode fondamental  $TE_{10}$  en passant d'un grand guide vers un plus petit guide

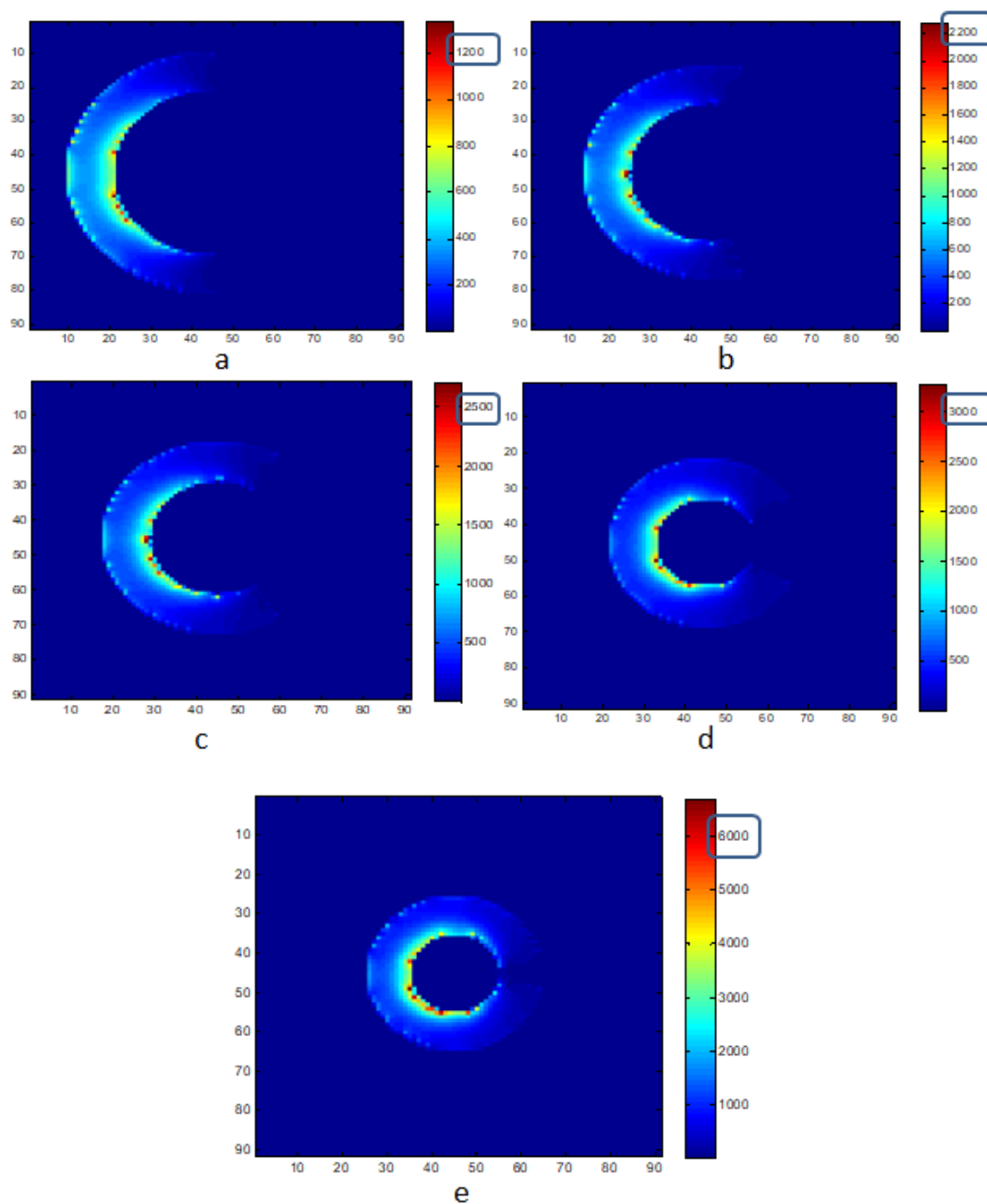


FIGURE 3.12 – Distribution de l'intensité électrique au niveau de l'extrémité d'un coupleur constitué de : un guide (a), deux guides (b), trois guides (c), quatre guides (d) et cinq guides (e) de hauteurs respectives égales à 200nm.

Dans le but de quantifier le confinement résultant, nous avons calculé le facteur d'exaltation de l'intensité électrique en champ proche. Il est obtenu en divisant l'intensité du champ calculée juste à la sortie du dernier guide d'onde (figure 3.10) par l'intensité calculée au même endroit en absence du coupleur. Cette intensité en champ proche est la moyenne des intensités calculées en tous les points

de la section du guide de sortie. Pour ce calcul, nous avons incorporé la transformée de Fourier dans le code FDTD, ayant pour conséquence un rallongement du temps de calcul.

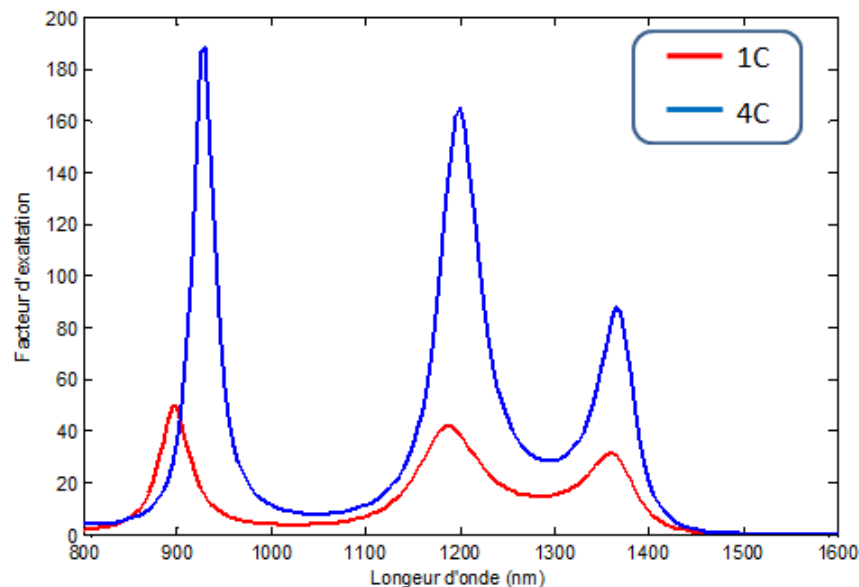


FIGURE 3.13 – Facteur d'exaltation obtenu à travers un nano-coupleur constitué d'un seul guide d'onde (rouge) et de quatre guides d'onde (bleu).

Sur la figure (3.13) sont comparés les facteurs d'exaltation correspondant au cas d'un seul guide (le grand guide) et au cas d'un coupleur constitué de 04guides. En passant d'un coupleur monoguide vers un coupleur à quatre guides d'onde, le facteur d'exaltation augmente considérablement ; il passe de la valeur 32 à la valeur 88 aux alentours du pic fondamental (figure 3.13).

Ce dernier résultat confirme encore une fois la possibilité de confiner la lumière à travers l'architecture proposée.

### 3.5.2 Influence de la hauteur des guides d'onde :

Pour montrer l'effet de la hauteur des différents guides en « C » constituant le coupleur sur le confinement de l'intensité électrique, nous considérons un nano-coupleur constitué de quatre guides d'ondes pour lequel nous avons fait varier la hauteur de ces derniers.

En augmentant la hauteur des différents guides d'onde constituant le coupleur, on observe une atténuation du confinement de l'intensité électrique à la sortie. Elle passe de la valeur 3500 pour une hauteur de  $100nm$  (hauteur totale de  $400nm$ ) à la valeur 2500 pour une hauteur de  $400nm$  (hauteur totale de  $1600nm$ ) (figure 3.14). Cette diminution relativement faible de l'intensité électrique est due aux pertes induites dans le métal.

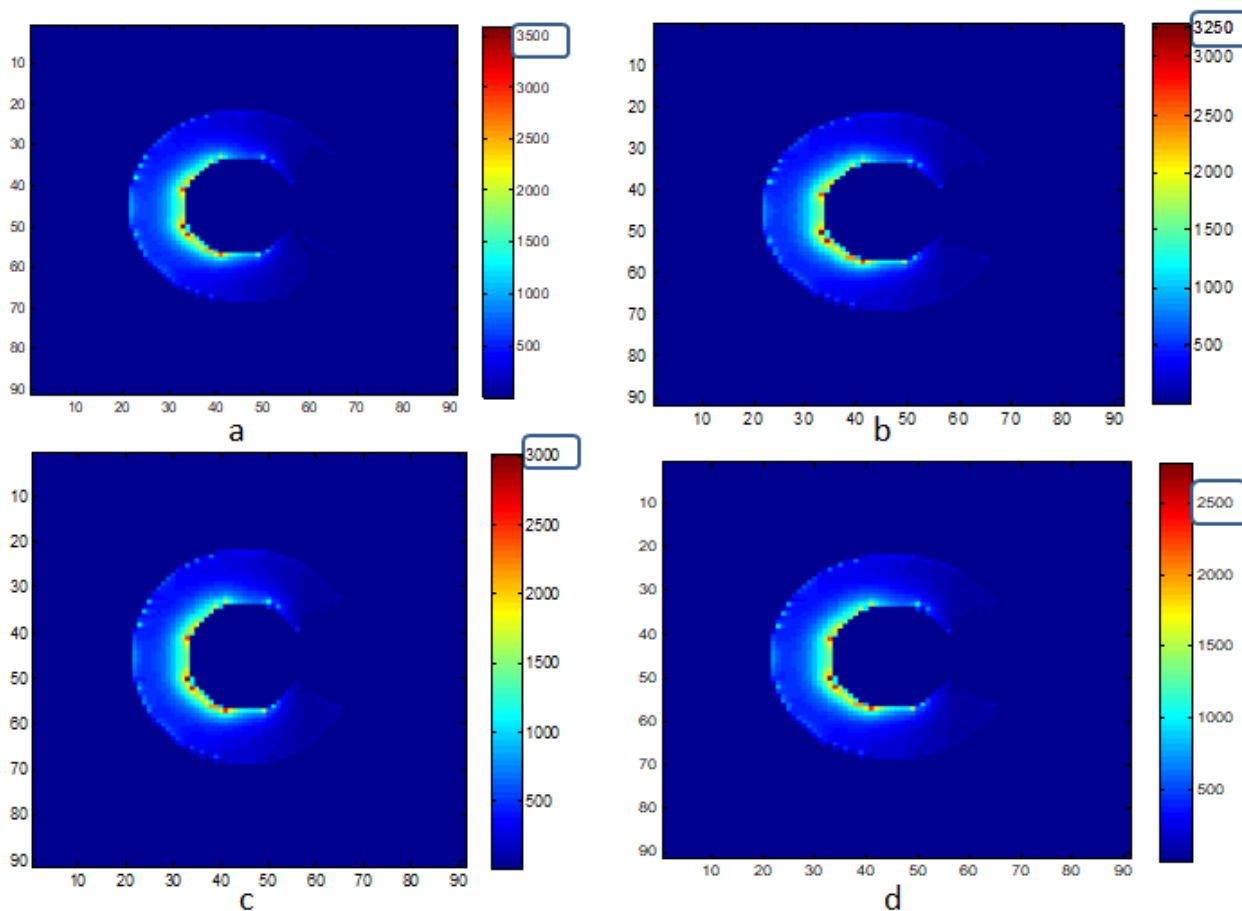


FIGURE 3.14 – Distribution de l'intensité électrique à la sortie d'un coupleur constitué de quatre guides d'onde en forme «C» : la hauteur  $h$  de chaque guide est (a) 100nm , (b) 200nm , (c) 300nm et (d) 400 nm.

### 3.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié le mode fondamental  $TE_{10}$  d'un guide d'onde en forme de « C » pour lequel nous avons montré que sa longueur d'onde de coupure est extrêmement sensible à la variation de ses différents paramètres géométriques.

Par la suite, nous avons optimisé, par une étude 2D, les paramètres géométriques des différents guides constituant le nano-coupleur pour assurer un meilleur couplage de la lumière entre eux.

Enfin, nous avons conçu et modélisé à 3D un coupleur conique constitué d'une suite de guides d'onde en forme de « C ». Cette étude a montré que l'augmentation du nombre de guides d'onde constituant le coupleur et la diminution de leurs hauteurs accentue le confinement de l'intensité électrique.

# Conclusion générale

Vu qu'un circuit d'optique intégrée reste sans utilité en l'absence d'interface vers les autres dispositifs du réseau optique de télécommunications, notamment vers les fibres optiques formant l'épine dorsale de ce type de réseau, la conception de composants (nano-coupleurs) pouvant connecter ces différents dispositifs est d'une importance capitale. C'est dans cette optique que s'inscrit ce travail de master dont l'objectif est de concevoir et modéliser, à l'aide de la méthode FDTD, un nano-coupleur optique constitué d'une succession de guides d'onde en forme de « C » destiné à guider et à confiner la lumière.

Ce travail est scindé en trois parties :

Dans la première, nous avons étudié la propagation d'une onde électromagnétique dans un guide d'onde planaire par le biais de deux approches d'optique (géométrique et ondulatoire) et nous avons également défini les différentes notions relatives au guidage et au confinement de la lumière.

La deuxième partie a porté sur les principes de base et les conditions de fonctionnement de la méthode de simulation FDTD que nous avons utilisée.

La dernière partie du manuscrit a regroupé les résultats obtenus et leurs discussions. Nous avons montré en premier lieu que les modes propres du guide d'onde en forme de « C » et en particulier le mode fondamental dépendent fortement de ses paramètres géométriques. L'étude paramétrique des guides d'onde constituant le coupleur nous a permis de fixer les paramètres permettant d'assurer un meilleur couplage entre eux. Par la suite, nous nous sommes intéressés à l'étude 3D d'un nano-coupleur conique. Nous avons montré la possibilité de guider et de confiner la lumière à travers ce type de structures. L'effet du nombre et de la hauteur des différents guides constituant le coupleur sur le confinement de la lumière a été mis en exergue.

# Bibliographie

- [1] Laurent Bigot and Philippe Roy. Fibres á cristal photonique : 10 ans d'existence et un vaste champ d'applications. *Images de la physique*, pages 71–80, 2007.
- [2] Charles K Kao. Optical fiber systems : Technology, design, and application. 1983.
- [3] Joseph C Palais. *Fiber optic communications*. Prentice Hall Englewood Cliffs, 1988.
- [4] Benoît Lombardet. Etude et réalisation de cristaux photoniques pour l'optique intégrée. 2005.
- [5] Robert G Hunsperger, A Yariv, and A Lee. Parallel end-butt coupling for optical integrated circuits. *Applied optics*, 16(4) :1026–1032, 1977.
- [6] Andrei Andryieuski. Negative Index Materials and Plasmonic Antennas Based Nanocouplers. 2011.
- [7] Andrei Andryieuski, Vladimir A Zenin, Radu Malureanu, Valentyn S Volkov, Sergey I Bozhevolnyi, and Andrei V Lavrinenko. Direct characterization of plasmonic slot waveguides and nanocouplers. *Nano letters*, 14(7) :3925–3929, 2014.
- [8] Enrique AJ Marcatili. Dielectric rectangular waveguide and directional coupler for integrated optics. *Bell Labs Technical Journal*, 48(7) :2071–2102, 1969.
- [9] Rupert F Oulton, Volker J Sorger, Guy Bartal, and Xiang Zhang. A hybrid plasmonic waveguide for subwavelength confinement and long range propagation. In *Plasmonics and Metamaterials*, page MTuD3. Optical Society of America, 2008.
- [10] Mark I Stockman. Nanofocusing of optical energy in tapered plasmonic waveguides. *Physical review letters*, 93(13) :137404, 2004.
- [11] Andrei Andryieuski and Andrei V Lavrinenko. Nanocouplers for infrared and visible light. *Advances in OptoElectronics*, 2012, 2012.

- [12] Tetsuzo Yoshimura. Simulation of self-aligned optical coupling between micro-and nano-scale devices using self-organized waveguides. *Journal of Lightwave Technology*, 33(4) :849–856, 2015.
- [13] Rajib Ahmed, Ahmmmed A Rifat, Aydin Sabouri, Bader Al-Qattan, Khamis Essa, and Haider Butt. Multimode waveguide based directional coupler. *Optics Communications*, 370 :183–191, 2016.
- [14] Minhao Pu, Liu Liu, Haiyan Ou, Kresten Yvind, and Jørn M Hvam. Ultra-low-loss inverted taper coupler for silicon-on-insulator ridge waveguide. *Optics Communications*, 283(19) :3678–3682, 2010.
- [15] Theodor Vollmer. Integrated optical lens/coupler, June 21 1988. US Patent 4,752,108.
- [16] Mark L Wilkins and Alvin O Wong. Antenna coupler, October 23 1990. US Patent 4,965,607.
- [17] Andrei Andryieuski, Radu Malureanu, Jean-Sebastien Bouillard, Anatoly V Zayats, and Andrei V Lavrinenko. Improving plasmonic waveguides coupling efficiency using nanoantennas. In *Transparent Optical Networks (ICTON), 2012 14th International Conference on*, pages 1–4. IEEE, 2012.
- [18] Oriol Gili de Villasante. Design and simulation of vertical grating coupler for photonic integrated system-in-package. 2010.
- [19] G Dubost. *Propagation libre et guidée des ondes électromagnétiques*. Masson, Paris, 1995.
- [20] Boudelal Riad. Etude de couplage d’un guide d’ondes avec une fibre optique application en optique integree pour les telecoms optiques. 2010.
- [21] Frédéric Bernardot. Introduction à l’optique guidée. 2009.
- [22] Charles Vassallo. *Théorie des guides d’ondes électromagnétiques*, volume 1. Eyrolles, 1985.
- [23] Zahia KEBCI. *Modélisation FDTD de nano-structures métalliques périodiques : application à la structure AAA*. PhD thesis, Université Mouloud Maameri de Tizi Ouzou, 2012.
- [24] Kane Yee. Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell’s equations in isotropic media. *IEEE Transactions on antennas and propagation*, 14(3) :302–307, 1966.
- [25] A Belkhir. *Extension de la modélisation par FDTD en nano-optique*. PhD thesis, Université de Franche-Comté, 2008.
- [26] Fadi I Baida, A Belkhir, Daniel Van Labeke, and O Lamrous. Subwavelength metallic coaxial waveguides in the optical range : Role of the plasmonic modes. *Physical Review B*, 74(20) :205419, 2006.
- [27] Xiaolei Shi, Lambertus Hesselink, and Robert L Thornton. Ultrahigh light transmission through a c-shaped nanoaperture. *Optics letters*, 28(15) :1320–1322, 2003.