

LICENCE DE PHYSIQUE

RAPPORT DE STAGE EN LABORATOIRE

COUPLEUR
DIRECTIONNEL

REILHAC Pierre

BOUKERROUNI Mériem

AYAD Sarah

Encadré par M. ASCHIERI Pierre

Année 2011-2012

SOMMAIRE

I-	Guidage de la lumière : généralité.....	2
II-	Guide d'onde : calcul des modes du guide plan.....	3
	- Rappels des équations de Maxwell	
	- Application pour un champ électrique transverse TE	
	- Equations des modes du guide d'onde	
	- Calcul de la constante de propagation	
III-	Coupleur directionnel : principe, théorie, utilisation.....	8
	- Définition	
	- Equation couplées des modes	
	- Coefficient de couplage	
	- Puissance	
IV-	Méthodes numériques.....	11
	- Indice effectif	
	- Equations des modes pour le guide 1	
	- Equations des modes pour le guide 2	
	- Coefficients de couplage	
	- Résolution des équations différentielles couplées	
V-	Résultats, discussions, perspectives.....	12
	- Le profil des modes pour deux guides identiques	
	- Le profil des modes pour deux guides différents	
	- La longueur de couplage	

INTRODUCTION

Depuis une dizaine d'années, les télécommunications optiques connaissent un essor sans précédent. Ce progrès fulgurant est le fruit d'un grand effort de recherche et de développement dans le domaine de l'optique guidée, conduisant à l'amélioration des performances des fibres optiques.

Dans le même temps, il est apparu nécessaire de mettre au point des composants optiques et optoélectroniques tels que des sources, des détecteurs, des modulateurs et des commutateurs.

Ce domaine d'investigation est le domaine de l'optique intégrée. Ce concept d'optique intégrée a été introduit pour la première fois par S.E. Miller en 1960 du laboratoire Bell (Etats-Unis), son approche consistait à réaliser sur le même substrat des composants passifs et actifs pour la génération et le traitement du signal optique, l'élément de base de ce type de circuit étant le guide d'onde.

Le but du projet est d'étudier numériquement un composant couramment utilisé en Optique intégrée: le Coupleur Directionnel. Ce dispositif est constitué de deux guides d'ondes disposés côte à côte, ils sont alors couplés et la lumière peut passer de l'un à l'autre.

Le principe du guidage de la lumière sera rappelé, on sera donc amené à caractériser la propagation de la lumière dans un guide d'onde par le biais du calcul des modes optiques. Il conviendra alors d'étudier le fonctionnement du coupleur directionnel, c'est à dire le couplage de la lumière effectué entre les guides. La résolution numérique des équations des modes couplés permettra enfin d'observer le transfert de lumière effectué entre les deux composants du coupleur.

I GUIDAGE DE LA LUMIERE GENERALITE

La propagation des ondes est un phénomène physique associé à l'évolution et à la progression d'une onde au sein d'un milieu. On distingue généralement deux catégories:

-La propagation dans l'espace libre (vide, air, milieu massif comme le verre, etc.)

-La propagation guidée (fibre optique, guide d'onde, les coupleurs directionnels etc.)

Le principe du confinement de la lumière est simple : un milieu diélectrique entouré d'un second milieu d'indice de réfraction plus faible, formant un piège pour la lumière, qui se réfléchit aux frontières par réflexions totales.

En plus des fibres optiques, qui sont des guides de lumière cylindriques, toutes les structures susceptibles de guider la lumière, notamment en géométrie plane, fonctionnent sur ce principe. L'étude des propriétés de telles structures constitue le domaine de l'Optique guidée, ce domaine a d'importantes applications en télécommunication et dans la fabrication de composants miniaturisés pour l'Optique et l'Optoélectronique. La description de l'optique géométrique, bien qu'approximative, 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 grandes que la longueur d'onde λ considérée.

Dans un premier temps, on peut utiliser un guide diélectrique planaire, avec une forme simplifiée, 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 .

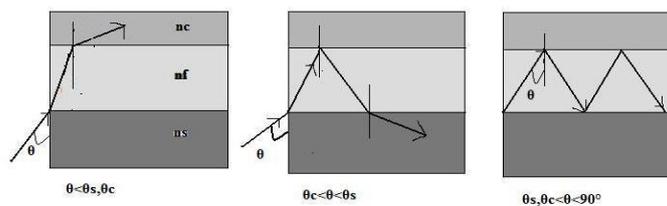


Figure 1 : réflexion des rayons lumineux

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 sous forme de rayons lumineux on obtient un trajet en forme de zig-zag. C'est la réflexion aux interfaces qui

détermine ce trajet. Elles sont régies par la loi de Snell-Descartes ($n_1 \sin\theta_1 = n_2 \sin\theta_2$) qui formule la dépendance entre l'angle de réflexion θ_1 et l'angle de réfraction θ_2 d'un rayon incident à l'interface de deux milieux d'indices de réfraction respectivement n_1 et n_2 .

On peut voir sur les schémas (figure 1) précédents que si l'angle θ est petit, $\theta < \theta_s$ alors $\theta < \theta_c$ le rayon lumineux est réfracté et s'échappe de la couche guidante à travers le revêtement, donc la lumière n'est pas confinée, de tels modes sont dits des modes de radiation.

Alors que si $\theta_c < \theta < \theta_s$ le rayon est réfracté par l'interface couche-guidante/substrat, puis entièrement réfléchi à l'interface couche-guidante/revêtement et enfin réfracté dans le substrat à travers lequel la lumière s'échappe de la structure.

En conclusion, pour les angles θ_s , $\theta_c < \theta < 90^\circ$ la lumière est confinée dans la couche guidante, suite à la réflexion totale aux deux interfaces, et se propage en forme de zigzag dans la couche guidante, de tels modes sont dits modes guidés.

II GUIDE D'ONDE : CALCUL DU MODE D'UN GUIDE PLAN

Un guide d'onde optique est une structure à trois couches permettant le confinement et la propagation de la lumière dans une direction bien déterminée à l'intérieur de la couche centrale (figure 2).

Pour que la lumière se propage dans un guide, il faut que l'indice de réfraction de la couche guidante soit supérieur à ceux des deux couches environnantes. Par conséquent, pour obtenir une structure guidante, il faut microstructurer l'indice de réfraction afin de créer une couche centrale dont l'indice sera supérieur à ceux des deux couches adjacentes. Les techniques de fabrication de tels guides sont une technique de substitution, elles permettent de créer une zone d'indice plus élevée par l'introduction d'ions sur un substrat.

La taille transverse des guides est le plus souvent de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde optique, il s'avère donc nécessaire de traiter la propagation de la lumière dans le cadre de la théorie de l'optique électromagnétique.

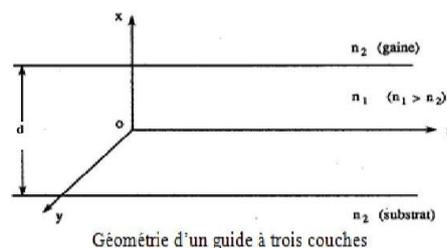


Figure 2

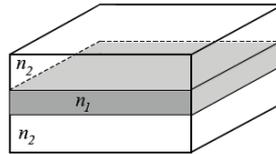
En effet, pour obtenir les expressions complètes des modes de propagation, c'est à dire de la répartition du champ électrique dans le guide, on résout les équations de Maxwell qui satisfont les conditions aux limites et qui propagent l'énergie selon une direction définie. L'une de ces conditions fixe l'amplitude relative des champs à l'intérieur et à l'extérieur du guide; l'autre résulte en une équation aux valeurs propres permettant le calcul de la constante de propagation du mode guidé.

Nous savons déjà que les équations de Maxwell consistent en des équations différentielles scalaires couplées. On anticipe que la résolution de ce problème peut être lourde. Cependant, une analyse mathématique des équations de Maxwell qui tient compte de la géométrie du problème physique permet de simplifier passablement l'analyse et la compréhension du guidage des modes. Les guides intéressants pour les applications possèdent toujours une symétrie élémentaire reliée d'abord au processus de fabrication.

Ici nous considérerons un guide plan à trois couches infinies selon la direction y et qui contient l'énergie dans le plan x tout en la propageant sur la direction +z.

Afin de simplifier notre première analyse, on supposera que la couche du substrat possède le même indice diélectrique n_2 que la couche de la gaine. Le problème consiste donc à trouver les modes de propagation possibles dans un guide donné où les valeurs de n_1 , n_2 , k_0 et a sont connues.

Cela revient à dire qu'il faut trouver chacune des composantes des champs électriques et magnétiques et évaluer leurs constantes de propagation dans cette structure.



guide plan

Afin de résoudre le problème de définition des conditions aux limites du guide plan, les étapes sont résumées de la façon suivante :

1. Modèle mathématique du guide plan à saut d'indice utilisant l'équation d'onde et de Maxwell en coordonnées cartésiennes.
2. Identification de la famille de mode TE (transverse électrique).
3. Sélection de la forme appropriée de la solution de l'équation d'onde dans les régions d'indice n_1 et n_2 à partir des considérations physiques de guidage.
4. Applications des conditions aux limites à l'interface n_1 / n_2 et obtention de l'équation caractéristique et des solutions modales correspondantes.

Les équations de Maxwell dont nous avons besoin s'écrivent :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (II.1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = \vec{0} \quad (II.3)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \quad (II.2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \quad (II.4)$$

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

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} \quad (II.5)$$

$$\vec{H} = \vec{H} \times e^{i\omega t} \quad (II.8)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H} \quad (II.6)$$

$$\vec{E} = \vec{E} \times e^{i\omega t} \quad (II.9)$$

$$\vec{J} = \vec{0} \quad (II.7)$$

Avec :

ρ : densité de charge électrique (C/m²)

ϵ_0 : permittivité du vide (F/m)

ϵ_r : permittivité relative du milieu de propagation

μ_0 : perméabilité du vide (H/m)

B : Champ d'induction magnétique (Tesla)

E : Champ électrique (V/m)

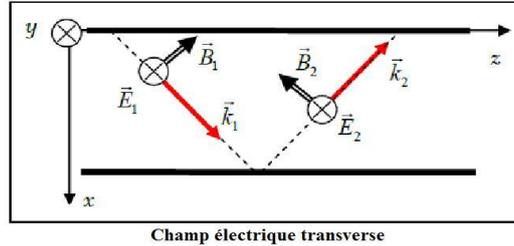
J : Densité du courant (A/m²)

D : Champ d'induction électrique (C/m²)

H : Champ magnétique (A/m)

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

Comme nous avons choisi le mode TE, on sait que le champ électrique est suivant l'axe y ($\vec{E} = E\vec{e}_y$) et que le champ magnétique est suivant l'axe x et z ($\vec{H} = H\vec{e}_x + H\vec{e}_z$) (figure 3) :



Champ électrique transverse

Figure 3

On peut donc simplifier les équations de Maxwell de la manière suivante :

$$-\frac{\partial E_y}{\partial z} = -i\omega\mu_0 H_x \quad (II.10)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} = i\omega\epsilon E_x = 0 \quad (II.12)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -i\omega\mu_0 H_z \quad (II.11)$$

$$-\frac{\partial H_z}{\partial x} + \frac{\partial H_x}{\partial z} = i\omega\epsilon E_y \quad (II.13)$$

$$-\frac{\partial H_x}{\partial y} = 0 \text{ car } E_z = 0 \quad (II.14)$$

Les équations (II.10) et (II.11) se mettent sous la forme suivante :

$$H_x = \frac{-i}{\omega\mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial z} \quad (II.15)$$

$$H_z = \frac{i}{\omega\mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (II.16)$$

On remplace les équations (II.15) et (II.16) dans (II.13), on obtient alors :

$$-\left(\frac{i \left(\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} \right)}{\omega\mu_0} + \frac{i \left(\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} \right)}{\omega\mu_0} \right) = i\omega\epsilon E_y \quad (II.17)$$

Or, le champ électrique se propage dans la direction z et l'intensité ne change pas, on écrit donc le champ électrique sous la forme : $E_y \rightarrow E_y \times e^{i\beta z}$ où l'exponentielle représente la constante de propagation.

Ce qui donne :

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} - \beta^2 E_y + \epsilon\omega^2\mu_0 E_y = 0 \quad (II.18)$$

On précise que :

$$\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r \text{ où } \epsilon_r = n^2(x)$$

$$\omega^2\mu_0\epsilon_0 = k_0^2$$

$$\beta = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda}$$

Où n_{eff} représente l'indice effectif que voit l'onde en se propageant dans le guide qui est compris entre la valeur de l'indice du guide et celle du substrat. Et β est la constante de propagation.

Donc :

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (k^2 n^2(x) - \beta^2) \times E_y = 0 \quad (II.19)$$

A présent cette équation se décompose en deux cas : le premier est pour $n(x)=n_1$ et le deuxième pour $n(x)=n_2$.

Pour simplifier l'écriture, on pose deux constantes κ (premier cas) et γ (deuxième cas) :

$$\begin{aligned} \kappa^2 &= k^2 n_1^2 - \beta^2 \\ \gamma^2 &= \beta^2 - k^2 n_2^2 \end{aligned}$$

Pour le premier cas, on a une solution complexe qui représente l'onde qui se propage à l'intérieur du guide de la forme :

$$E_y(x) = A \cos(\kappa x) + B \sin(\kappa x) \quad (II.20)$$

Pour le deuxième cas, on a des solutions réelles qui représentent la décroissance de l'onde à l'extérieur du guide :

$$E_y(x) = C e^{-\gamma x} \text{ pour } x > d/2 \quad (II.21)$$

$$E_y(x) = D e^{\gamma x} \text{ pour } x < -d/2 \quad (II.22)$$

La géométrie du guide et la continuité du champ électrique font que :

$$\begin{cases} (II.20) = (II.21) \text{ pour } x = d/2 \\ (II.20) = (II.22) \text{ pour } x = -d/2 \end{cases}$$

On pose également $B=0$ car les solutions sont soit des sinus soit des cosinus, cela nous permet de trouver les valeurs des constantes C et D sachant que l'on a fixé $A=1$ pour la normalisation.

Ainsi, on trouve les équations des modes suivantes :

$$\begin{cases} E_y = \cos\left(\kappa \times \frac{d}{2}\right) e^{\left(\gamma\left(x+\frac{d}{2}\right)\right)} \text{ pour } x < -d/2 \quad (II.23) \\ E_y = \cos(\kappa x) \text{ pour } \left(-d/2\right) < x < \left(d/2\right) \quad (II.24) \\ E_y = \cos\left(\kappa \times \frac{d}{2}\right) e^{\left(\gamma\left(\frac{d}{2}-x\right)\right)} \text{ pour } x > d/2 \quad (II.25) \end{cases}$$

Ensuite, à partir des dérivées par rapport à x des équations (II.20) et (II.21) en $x = d/2$, il est possible de retrouver l'équation de dispersion sous la forme suivante :

$$\kappa \times \frac{d}{2} = \arctan \frac{\gamma}{\kappa} + m\pi \quad (II.26)$$

Cette formule montre que la constante de propagation ne peut prendre que des valeurs discrètes parce que m est un entier, où une valeur de m correspond à une seule valeur effective de β_m , donc un seul mode TE.

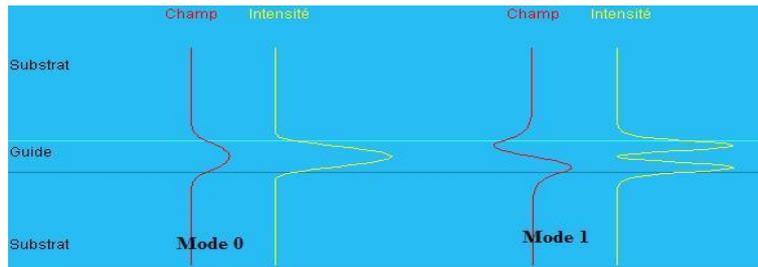


Figure 4 : Modes dans un guide d'onde ¹

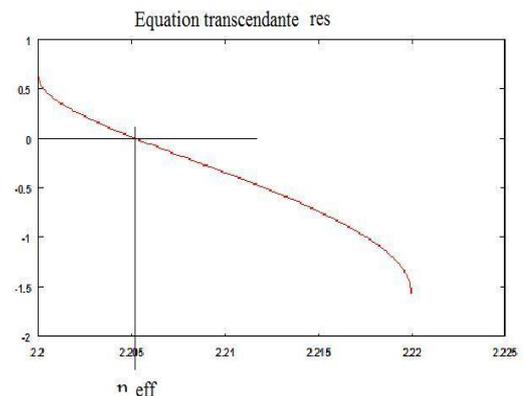
L'onde se propage dans le guide sous forme de mode comme représenté sur cette image (figure 4) où les modes 0,1 sont représentés en rouge.

Avec une résolution numérique de cette équation pour le mode fondamentale ($m=0$), on obtient la valeur de l'indice effectif ce qui nous permet d'en déduire les deux constantes γ et κ :

```
nmax=n1;
  nmin=n2;
  neff1=(nmax+nmin)/2;
  precision=nmax-nmin;
  dneff1=(n1-n2)/200;

while(precision>=1e-7)
  kappa1=(k0)*sqrt((n1*n1)-(neff1*neff1));
  gamma1=(k0)*sqrt((neff1*neff1)-(n2*n2));
  res=(kappa1*d/2.0)-(atan(gamma1/kappa1));

  if res>0
    nmin=neff1;
  else
    nmax=neff1;
  end
  neff1=(nmax+nmin)/2;
  precision=nmax-nmin;
endwhile
```



La connaissance de nos deux constantes, nous permet d'obtenir le profil des modes. Donc, on sait à présent comment se propage la lumière dans le guide d'onde optique. Or, la lumière se propageant dans un guide a la capacité de se coupler avec le profil des modes d'un autre guide, s'ils sont proches.

¹ http://www.unice.fr/optique_integree/

III. COUPLEUR DIRECTIONNEL

Les coupleurs directionnels (figure 5) peuvent être réalisés par fusion contrôlée de deux fibres en rapprochant les deux cœurs de quelques microns seulement, ce qui permet le couplage de deux guides.

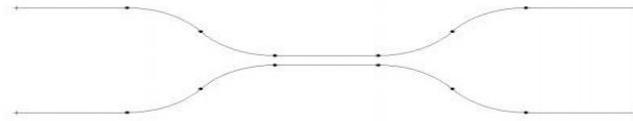


Figure 5 : Schéma du coupleur directionnel

On peut ainsi diviser un faisceau en deux ou coupler deux faisceaux.

Les coupleurs directionnels sont utilisés dans divers fonctions tels que :

-Diviseur de puissance

Une des plus importantes applications du coupleur directionnel de fibre est la division de la puissance. Dans beaucoup d'applications, comme dans le réseau local ou le capteur de fibre optique, il est nécessaire de diviser ou de combiner les transmissions optiques.

-Diviseur de longueur d'onde multiplexeurs / démultiplexeurs (figure 6)

Une autre application très importante d'un coupleur est la division de longueur d'onde multiplexeur / démultiplexeur. Comme nous avons vu plus haut les guides de fibre optique, et la constante de propagation des modes, sont dépendants en général de la longueur d'onde.

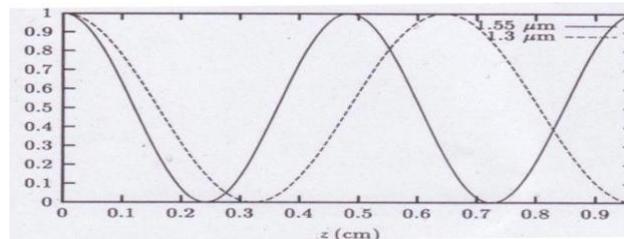


Figure 6 : Puissance lumineuse de deux ondes de λ différentes dans un des guides du coupleur

Pour comprendre le fonctionnement de ce dispositif, il faut l'étudier théoriquement de plus près. On a montré précédemment qu'une onde électromagnétique guidée n'est pas seulement confinée dans le cœur du guide, mais existe aussi au voisinage de celui-ci.

Ainsi, la lumière peut passer d'un guide à l'autre lorsque deux guides sont suffisamment proches afin que leurs modes aient un recouvrement spatial.

On considère deux guides diélectriques plans parallèles (figure 7), d'indice de cœur n_1 et n_{12} ; leurs cœurs ont une épaisseur d et sont séparés de w . L'indice de réfraction n_2 qui les entoure est plus faible que les cœurs.



Figure 7 : Photo d'un coupleur directionnel²

² Photo prise du Laboratoire de Physique de la Matière Condensée

Chaque guide d'onde en l'absence de l'autre est considéré monomode.

Lorsque le recouvrement des deux profils est faible, on peut utiliser une théorie des modes couplés.

Dans cette théorie approchée, les modes dans chaque guide sont supposés inchangés, soit pour le premier guide $E_1(x) e^{-i\beta_1 z}$, pour le deuxième $E_2(x) e^{-i\beta_2 z}$, et l'effet du couplage entre les guides est la modification de leurs amplitudes $A(z)$ et $B(z)$ le long de la propagation.

A partir des équations de Maxwell, on trouve que les équations couplées pour les guides 1 et 2, en l'absence de l'autre, sont de la forme :

$$\nabla_t^2 E_1 + [k_0^2 n_1^2 - \beta_1^2] E_1 = 0 \quad (III.1)$$

$$\nabla_t^2 E_2 + [k_0^2 n_2^2 - \beta_2^2] E_2 = 0 \quad (III.2)$$

Où $\nabla_t^2 = \nabla^2 - \frac{\partial^2}{\partial z^2} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$

Si $E(x,y,z)$ est le champ total du coupleur directionnel, l'équation s'écrit :

$$\nabla_t^2 E + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + [k_0^2 n^2] E = 0 \quad (III.3)$$

Où la constante diélectrique $\epsilon_r(x)=n^2(x)$ est de la forme suivante (figure 8):

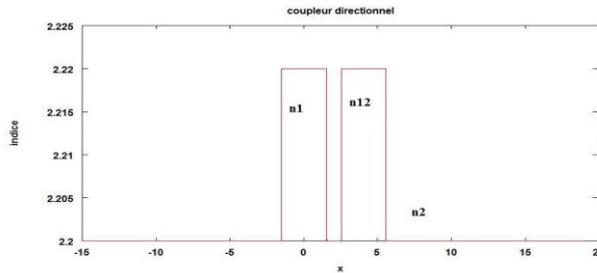


Figure 8 : indice de réfraction $n(x)$

Dans le cas où les guides sont supposés faiblement couplés, on définit le champ total E comme la superposition des deux champs :

$$E(x, y, z) = A(z)E_1(x, y)e^{-i\beta_1 z} + B(z)E_2(x, y)e^{-i\beta_2 z} \quad (III.4)$$

En substituant l'équation (III.4) dans l'équation (III.3), on obtient :

$$A(z)e^{-i\beta_1 z}(\nabla_t^2 E_1 - \beta_1^2 E_1 + k_0^2 n^2 E_1) + B(z)e^{-i\beta_2 z}(\nabla_t^2 E_2 - \beta_2^2 E_2 + k_0^2 n^2 E_2) - 2i\beta_1 \frac{dA}{dz} E_1 e^{-i\beta_1 z} - 2i\beta_2 \frac{dB}{dz} E_2 e^{-i\beta_2 z} = 0 \quad (III.5)$$

On a négligé dans cette équation les termes d'ordre 2 car les amplitudes varient lentement en fonctions de z .

On utilise les équations (III.1) et (III.2) pour les remplacer dans l'équation (III.5) qui devient :

$$k_0^2 \Delta n_1^2 A E_1 + k_0^2 \Delta n_2^2 B E_2 - 2i\beta_1 \frac{dA}{dz} E_1 - 2i\beta_2 \frac{dB}{dz} E_2 e^{-i\Delta\beta z} = 0 \quad (III.6)$$

Où :

$$\begin{cases} \Delta n_1^2 = n^2(x, y) - n_1^2(x, y) \\ \Delta n_2^2 = n^2(x, y) - n_2^2(x, y) \\ \Delta\beta = \beta_1 - \beta_2 \text{ est le désaccord des constantes de propagation} \end{cases}$$

Ainsi, en multipliant l'équation (III.6) par E_1^* et en intégrant nous obtenons les deux équations différentielles couplées que suivent A(z) et B(z) :

$$\begin{cases} \frac{dA}{dz} = -iK_{11}A(z) - iK_{12}B(z)e^{i\Delta\beta z} \text{ (III. 7)} \\ \frac{dB}{dz} = -iK_{22}B(z) - iK_{21}A(z)e^{-i\Delta\beta z} \text{ (III. 8)} \end{cases}$$

Où K_{11} , K_{12} , K_{22} , K_{21} sont les coefficients de couplage réels et positifs égaux à :

$$\begin{cases} K_{11} = \frac{k_0^2}{2\beta_1} \times \frac{\iint_{-\infty}^{+\infty} E_1^* \Delta n_1^2 E_1 dx dy}{\iint_{-\infty}^{+\infty} E_1^* E_1 dx dy} \\ K_{12} = \frac{k_0^2}{2\beta_1} \times \frac{\iint_{-\infty}^{+\infty} E_1^* \Delta n_2^2 E_2 dx dy}{\iint_{-\infty}^{+\infty} E_1^* E_1 dx dy} \\ K_{22} = \frac{k_0^2}{2\beta_2} \times \frac{\iint_{-\infty}^{+\infty} E_2^* \Delta n_2^2 E_2 dx dy}{\iint_{-\infty}^{+\infty} E_2^* E_2 dx dy} \\ K_{21} = \frac{k_0^2}{2\beta_2} \times \frac{\iint_{-\infty}^{+\infty} E_2^* \Delta n_1^2 E_1 dx dy}{\iint_{-\infty}^{+\infty} E_2^* E_2 dx dy} \end{cases}$$

Or, les quantités K_{11} et K_{22} représente les corrections de la constante de propagation de chaque guide d'onde due à la présence de l'autre et sont normalement négligée dans l'analyse théorique mais seront conservées durant l'analyse numérique.

Ensuite, on dérive l'équation (III.7) par rapport à z pour éliminer les termes dépendant de B :

$$\frac{d^2 A}{dz^2} - i\Delta\beta \frac{dA}{dz} + (K_{12}K_{21})A = 0 \text{ (III. 9)}$$

On pose $\kappa^2 = \sqrt{K_{12}K_{21}}$.

Et les solutions générales sont de la forme suivante:

$$A(z) = e^{i\frac{\Delta\beta z}{2}} (a_1 e^{i\gamma z} + a_2 e^{i\gamma z}) \text{ (III. 10)}$$

Où $\gamma^2 = \kappa^2 + \frac{\Delta\beta^2}{4}$.

Ensuite, on remplace la valeur de A(z) dans l'équation (III.7) pour obtenir la solution de l'équation (III.8), cela donne :

$$B(z) = \frac{-1}{K_{12}} e^{-i\Delta\beta z/2} \left[\left(\frac{\Delta\beta}{2} + \gamma \right) a_1 e^{i\gamma z} + \left(\frac{\Delta\beta}{2} e^{-i\gamma z} \right) \right] \text{ (III. 11)}$$

Pour trouver les valeurs des constantes a_1 et a_2 , on fixe les conditions initiales suivantes:

- l'amplitude lumineuse entrante dans le guide 1 est $A(0)=A_0$
- l'amplitude dans le guide 2 est nulle, $B(0)=0$.

Finalement, on sait que la puissance est le carré de l'amplitude de l'onde, donc les puissances de chaque mode sont :

$$\begin{cases} \frac{P_1(z)}{P_1(0)} = 1 - \frac{\kappa^2}{\gamma^2} \sin^2(\gamma z) & (III.12) \\ \frac{P_2(z)}{P_1(0)} = \frac{\kappa^2}{\gamma^2} \sin^2(\gamma z) & (III.13) \end{cases}$$

Où $P_1(0)$ est la puissance entrant dans le guide 1 à $z=0$.

La détermination de l'échange de cette puissance lumineuse entre les deux guides permet de lier les coefficients de couplage K_{12} et K_{21} .

Une fois l'étude théorique accomplie, on passe à l'étude numérique du coupleur directionnel.

IV METHODES NUMERIQUES

L'approche numérique pour la résolution de notre système permet d'étudier l'influence des différents paramètres.

Pour réaliser cette méthode informatique, on utilise le logiciel Octave nous permettant de simuler le couplage de la lumière de notre dispositif.

Tout d'abord, on résout l'équation de dispersion avec la méthode de **dichotomie** pour obtenir la valeur de l'indice effectif n_{eff} .

Cette méthode consiste à fixer initialement un intervalle $[n_{min}, n_{max}]$, étant initialement les valeurs de n_2 et n_1 car nous avons vu que n_{eff} était compris entre ces deux indices, où à chaque étape d'itération, on coupe en deux parties l'intervalle de recherche qui se restreint ensuite à l'une de ces deux parties.

On procède ainsi jusqu'à obtenir une précision du résultat n_{eff} voulu, nous permettant de calculer la constante de propagation.

Ensuite, on veut un code qui résout la valeur de n_{eff} avec la précision voulue, on peut ensuite calculer la constante de propagation.

A présent, on définit le profil du mode pour le guide 2, il reste le même que le guide 1 et est déplacé d'une distance w .

En simulant seulement cette première partie du programme, on obtient les profils des modes suivants :

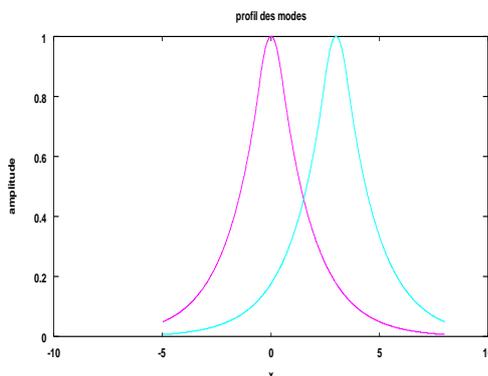


Figure 9

Pour les paramètres suivants :

$$\begin{aligned} w &= 2; \\ d &= 1; \\ n_1 &= 2.22; \\ n_2 &= 2.20; \\ \lambda &= 1.5; \\ n_{12} &= 2.22; \end{aligned}$$

La courbe magenta représente le mode 1 et celle en cyan, le mode 2.

Ces deux profils (figure 9), nous permettent de calculer les coefficients de couplage K_{11} , K_{12} , K_{21} et K_{22} .

Ces calculs s'opèrent en calculant numériquement les intégrales de recouvrement des modes E_1 et E_2 .

Les équations différentielles couplées des guides d'ondes sont résolues avec le logiciel Octave, mais on doit séparer les équations en partie réelle et imaginaire : $A(z)=\text{Re}(A(z))+i*\text{Im}(A(z))$.

Enfin, dans un dernier programme, on résout ces quatre équations à l'aide de la fonction « lode » qui permet de résoudre les équations différentielles sous formes de matrices. La première colonne de cette matrice $u_num(1)$ étant la partie réelle du mode 1 en fonction de la variable z (direction de propagation de l'onde).

Donc, pour obtenir les solutions totales du premier guide d'onde, on additionne les deux vecteurs $u_num(1)+i*u_num(2)$ soit $\text{Re}(A)+i*\text{Im}(A)$ pour tout les z .

Or, on veut observer ici le transfert de la puissance entre les guides dans le coupleur directionnel.

On sait que la puissance est obtenue en prenant le champ au carré, donc il nous suffit de mettre les solutions obtenues au carré et de tracer celles-ci en fonctions de z .

Notre programme est terminé et l'on peut observer le couplage de lumière des guides :

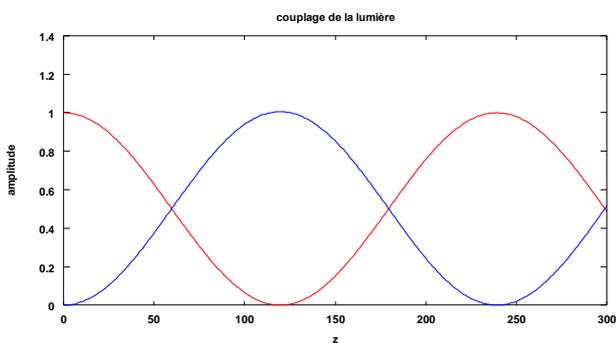


Figure 10 : transfert de puissance entre les guides

D'un point de vue physique, on observe :

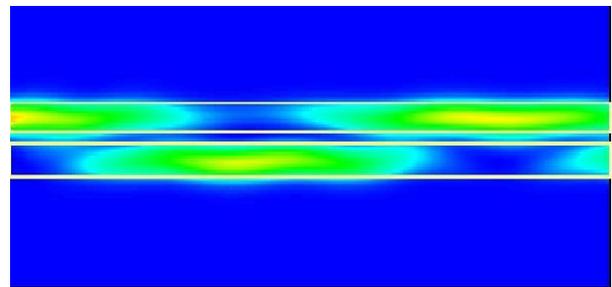


Figure 11 : Transfert de puissance entre les guides

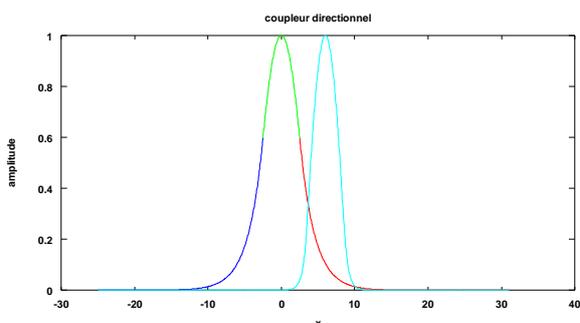
La courbe rouge représente la puissance dans le guide 1 et la courbe bleue représente la puissance lumineuse dans le guide 2 en fonction de z (figure 11). On voit qu'effectivement la puissance qui rentre dans un guide est transmis en fonction du temps dans le deuxième guide.

V RESULTATS

Ayant résolu le programme à l'aide d'un logiciel numérique, on observe à présent le comportement du coupleur directionnel en fonction de ses différents paramètres.

Tout d'abord, on observe le profil des modes des deux guides séparés sans l'influence de l'autre.

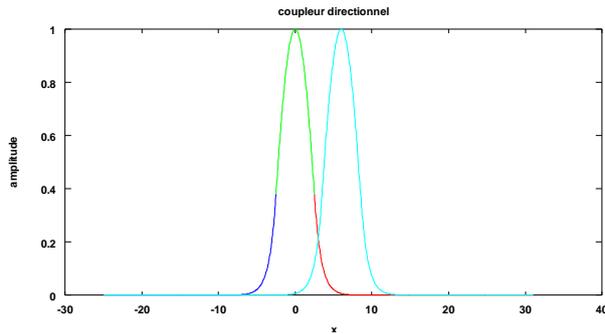
Et on remarque que si on, fait diminuer la différence d'indice (n_1-n_2) alors le profil du mode devient plus large, les parties évanescentes sont plus étendues :



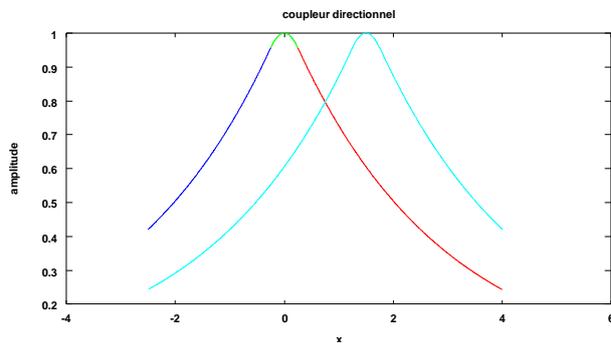
On observe ici, le mode 1 centré en zéro avec une différence d'indice de 0,003 et pour le second mode on a une différence de 0,05 avec $w=1\mu\text{m}$ et $d=1\mu\text{m}$.

Les parties bleue et rouge sont les parties évanescentes qui influencent le couplage de la lumière entre les guides.

Et, en faisant diminuer la largeur d des guides, on remarque que les modes deviennent également plus étendus:

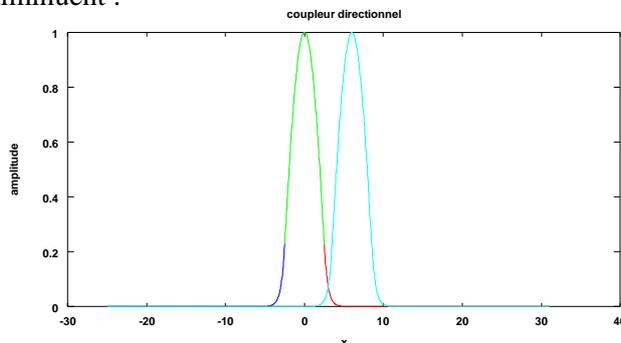


Ici, les deux modes sont séparés d'une distance $w=1\mu\text{m}$, $d=5\mu\text{m}$ et $\lambda=1,5\mu\text{m}$.



On a simulé pour : $w=1\mu\text{m}$, $d=0,5\mu\text{m}$.

Par contre, si on fait diminuer la longueur d'onde, on s'aperçoit que les parties évanescentes diminuent :

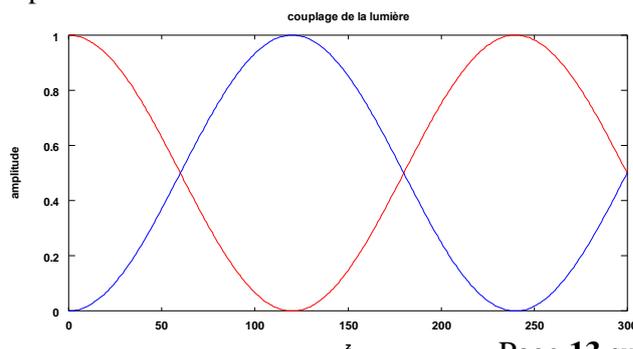


Les paramètres imposés sont :
 $w=1\mu\text{m}$
 $d=5\mu\text{m}$
 $\lambda=0,8\mu\text{m}$

Une fois la forme des profils dans les guides connus, on souhaite connaître le transfert lumineux se produisant dans le coupleur directionnel.

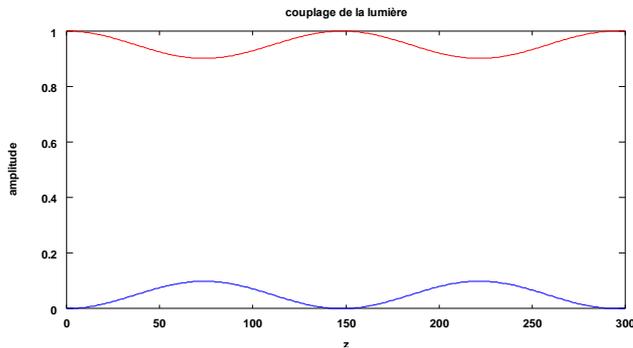
Le transfert lumineux entre les guides d'ondes représente la variation de puissance se propageant dans le guide.

Pour deux guides optiques représentés avec les mêmes paramètres, on voit que la puissance dans le coupleur directionnel est totalement transférée entre les deux guides :



La lumière entrant dans le premier guide passe totalement dans le deuxième après une longueur de propagation.

Or, si on observe ce transfert de puissance dans le cas où les guides sont asymétriques, on remarque que la lumière n'est pas intégralement transmise dans le deuxième :

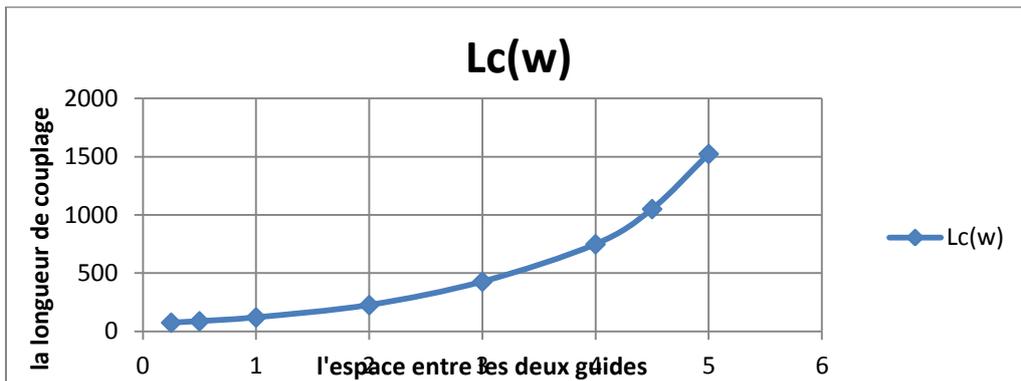


On a choisit les paramètres suivant :

- $d=1\mu\text{m}$
- $w=1\mu\text{m}$
- $\lambda=1,5\mu\text{m}$
- $n_1=2,21$ l'indice du guide 1
- $n_2=2,22$ l'indice du guide 2
- $n_3=2,20$ l'indice du substrat

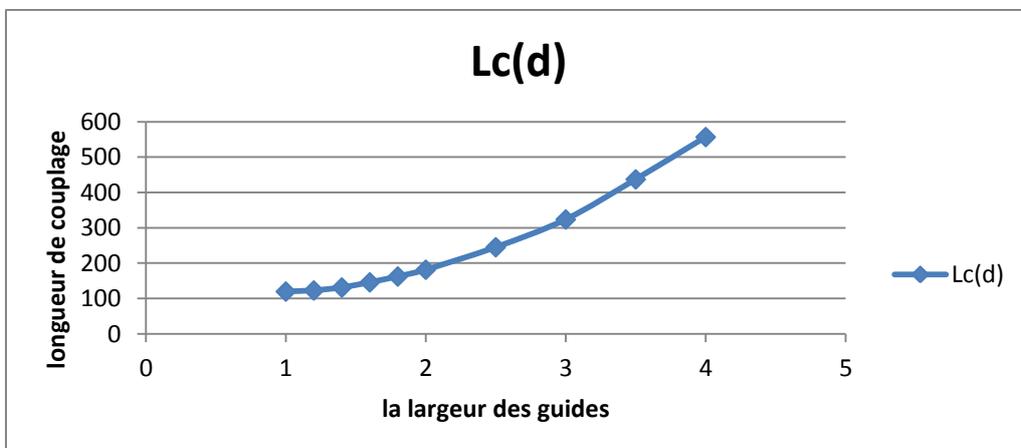
Le transfert de puissance est total entre les guides symétriques, on peut alors étudier la longueur que met le coupleur pour effectuer ce couplage en fonction de la largeur des guides et de l'espace entre eux pour une longueur d'onde fixée à $1,5\mu\text{m}$.

Tout d'abord, on observe la longueur de couplage en fonction de l'espacement entre les guides (largeur identique des deux guides, $d=1\mu\text{m}$ et une différence d'indice de $0,02$) :



Ainsi, on remarque que celle-ci augmente avec la distance entre les deux guides.

Ensuite, observons comment se comporte le couplage avec la largeur des guides (pour un espacement fixé à $w=1\mu\text{m}$ et une différence d'indice de $0,02$):



On voit que la longueur de couplage augmente également avec la largeur des guides composant notre

coupleur directionnel.

CONCLUSION

Lors de ce projet, on a cherché à caractériser un composant essentiel, le coupleur directionnel.

On a développé une méthode numérique qui permet de décrire et de résoudre les équations liées au coupleur. A l'aide de cet outil numérique, on a pu observer que la propagation des modes dans un guide d'onde est influencée par les différents paramètres définissant un guide: largeur, indice de réfraction et longueur d'onde. On a pu constater que lorsque la largeur du guide ou la différence d'indice de réfraction diminuent, les parties évanescentes du mode deviennent plus étalées, conduisant à un fort coefficient de couplage qui conduit à un transfert rapide de la lumière d'un guide vers l'autre. Les deux guides sont fortement couplés.

Pour ce qui est de la longueur d'onde, en la diminuant, les parties évanescentes du mode deviennent moins étendues, le coefficient de couplage diminue également, les guides sont faiblement couplés et le transfert d'un guide vers l'autre s'effectue plus lentement.

On a aussi constaté que le transfert de lumière d'un guide vers l'autre n'était pas total dans le cas de deux asymétriques.

Tous nos remerciements à M. Aschieri Pierre qui nous a apporté une aide précieuse pour la compréhension et réalisation de notre recherche.

On adresse également de chaleureux remerciements à Mme Doya Valérie, notre coordinatrice.

Bibliographie

- « Optique intégrée, théorie et applications », Azzedine Boudrioua, Lavoisier 2006
- « Introduction to fiber optics », Ajoy Ghatak et K. Thyagarajan, Cambridge 1998
- « Etude de couplage d'un guide d'onde avec une fibre optique intégrée pour les télécoms optiques », mémoire en électronique de Riad Boudelal, 2010
→ <http://bu.umc.edu.dz/theses/electronique/BOU5878.pdf>
- cours sur les modes guidés d'une structure diélectrique plane.
→ <http://copl.gel.ulaval.ca/pab/fibre/chap3.pdf>
- « composants à fibres optiques », J.P Goure.
→ <http://www.bibsciences.org/bibsup/opt-coll/pub/3/pdf/t3p389.pdf>
- « Introduction à l'optique guidée », université Paris 7, maîtrise de physique, F.Bernardot, 2000-2004.
→ <http://hal-sfo.ccsd.cnrs.fr/docs/00/44/29/74/PDF/IOGcoursInteg.pdf>