

# LP27 – PROPAGATION GUIDÉE DES ONDES

25 juin 2020

Aurélien Goerlinger & Yohann Faure

## Commentaires du jury

### Les questions :

- Comment on transmet longue distance sachant qu'il y a de la perte ? *On met des répéteurs*
- Intérêt de guider ? *Propagation sphérique, donc perte de puissance et d'énergie.*
- Prix du guidage ? *Limites d'info, dispersion, modes, argent, passe haut, il y a plein de limites en tous genres.*
- Quel est l'intérêt de la fibre à gradient d'indice ? *Gain  $\times 100$  en quantité d'info.*
- Qu'est-ce qu'on suppose pour utiliser optique géométrique en fibre ? *Lambda « a largeur de la fibre. C'est ok pour une 15 micron, mais une monomode non.*
- Défaut du plan plan ou des guides en alu ? *L'atténuation, parce que c'est pas un métal parfait. Quand on monte en fréquence, ça devient moins propre et la fibre est mieux.*
- Comment on gère les interfaces ? Pr exemple avec un coax ? *Il faut bien rentrer, bien adapter l'impédance pour ne pas avoir d'onde réfléchie.*
- Intermodal ou intramodal ? Lequel domine ? *Intermodal domine, c'est pour ça que les fibres monomodes sont bien.*
- Est-ce que  $\vec{\beta}$  est un vecteur d'onde ? *Non, parce que l'onde n'est pas une OPPH !*
- C'est quoi un Laplacien vecteur ? *TMTC.*
- Différence entre onde évanescence et onde exponentiellement atténuée ? *Evanescence :  $Ee^{-kx}e^{i\omega t}$ , exp. att. :  $Ee^{-kx}e^{i(\omega t - \beta x)}$*

### Conseils :

- Mettre le tableau de fin au début, et en faire un fil directeur.
- Tableau, ligne coaxiale, mettre Hz, pas Ghz... (oulàlà la coquille)
- On parle d'onde *Acoustique*, pas sonore. Sonore c'est juste l'audible.
- Pour les manips, la fontaine de lumière c'est bien. Les manips introductives sont très bien cependant.
- Insister sur le fait que le guidage est dû uniquement aux conditions aux limites. Ne pas hésiter à utiliser l'analogie corde de Melde.
- L'aspect énergétique manque un peu...
- Les calculs sur projection, c'est top !
- Parler de l'onde TEM.
- Utiliser le Dunod PC/PSI, et le HPrépa, ce sont de bons bouquins.

## Niveau : L2

## Bibliographie

✦ *Optique physique - Propagation de la lumière*, **Taillet** →  
(fibre optique)

✦ *Electromagnétisme*, **Pérez** (guide d'onde plan-plan) →

## Prérequis

- Optique géométrique
- Optique ondulatoire/interférences
- Electromagnétisme dans le vide
- Relations de passage

## Expériences

- ☞ Guidage d'ultrasons

## Table des matières

<b>1</b>	<b>La fibre optique</b>	<b>3</b>
1.1	Conditions d'incidence . . . . .	3
1.2	Quantification . . . . .	4
1.3	Condition de phase et quantification, version foireuse . . . . .	5
1.4	Étude de la fibre . . . . .	6
<b>2</b>	<b>Guide d'onde plan-plan</b>	<b>7</b>
2.1	Positionnement du problème . . . . .	7
2.2	Structure du champ électromagnétique . . . . .	8
2.3	Résolution et étude . . . . .	8
2.4	Guides réels . . . . .	9

## Introduction : que signifie guider une onde ?

Les ondes constituent un phénomène physique que l'on peut trouver dans tous les domaines de la physique, que ce soit en mécanique des fluides avec les ondes acoustiques, en électromagnétisme avec les ondes électromagnétiques (ou bien en relativité générale avec les ondes gravitationnelles, mais en parler serait s'attirer les foudres du jury).

Une application concrète du guidage des ondes est la communication (que ce soit grâce au son ou bien grâce aux ondes électromagnétiques). Les distances sur lesquelles les ondes doivent être transmises peuvent être suffisamment grandes pour que celles-ci finissent par s'atténuer complètement et donc devenir inutilisables, de l'intérêt du guidage.



### Guidage d'ultrasons

Matériel : Un GBF, un haut parleur, un microphone, un oscilloscope et un tube en PVC.

Avec le GBF et le haut parleur, on émet des ultrasons (par exemple à 40 kHz). On regarde la tension aux bornes d'un microphone placé à quelques mètres du haut-parleur et on compare son amplitude sans et avec un tube en PVC placé à la sortie du haut parleur. On a guidé les ultrasons.

Le guidage d'ondes est essentiel pour la communication. Dans cette leçon, nous ne nous intéresserons qu'au guidage d'ondes électromagnétiques par manque de temps et également puisque les applications dans ce domaine sont plus nombreuses.

## 1 La fibre optique

La fibre optique est l'exemple phare de guidage d'onde électromagnétique. Nous en proposons dans cette partie une modélisation simple dans laquelle intervient une approche géométrique en rayons de la lumière.

### 1.1 Conditions d'incidence

Notre fibre optique est modélisée par deux cylindres coaxiaux : le cylindre externe est appelé la gaine et a un indice optique  $n_g$  tandis que le cylindre interne est appelé le cœur (ou l'âme) et a un indice optique  $n_c$ .

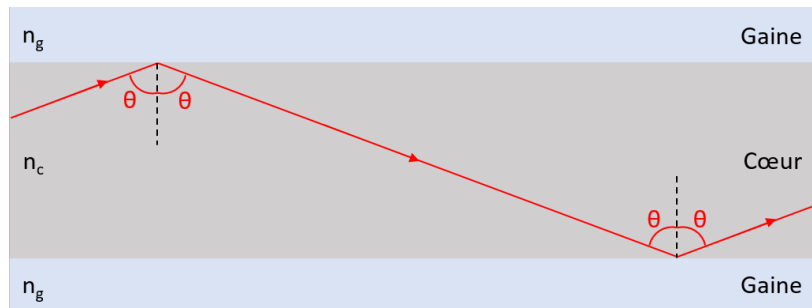


FIGURE 1 – Vue en coupe de la fibre optique (modèle simplifié).

### Réflexion totale dans la fibre

Afin que la lumière soit guidée dans la fibre, il faut qu'on ait réflexion totale à l'interface entre la gaine et le cœur. En utilisant la loi de Snell-Descartes, cela revient à avoir :

$$\theta > \theta_{\text{lim}} = \arcsin\left(\frac{n_g}{n_c}\right) \quad (1)$$

On peut déjà remarquer que cette condition impose  $n_g < n_c$ .

Ordres de grandeur :

- fibre optique :  $n_g = 1.475$  et  $n_c = 1.515$  donc  $\theta_{\text{lim}} = 13^\circ$
- filet d'eau dans l'air :  $n_g = 1$  et  $n_c = 1.33$  donc  $\theta_{\text{lim}} = 40^\circ$

### Entrée dans la fibre : angle d'acceptance

En entrée de la fibre, il faut que la lumière puisse pénétrer dans le coeur, et qu'après sa réfraction à l'interface entre l'air et le coeur, son angle de réfraction soit assez faible pour qu'il y ait réflexion totale sur l'interface entre le coeur et la gaine.

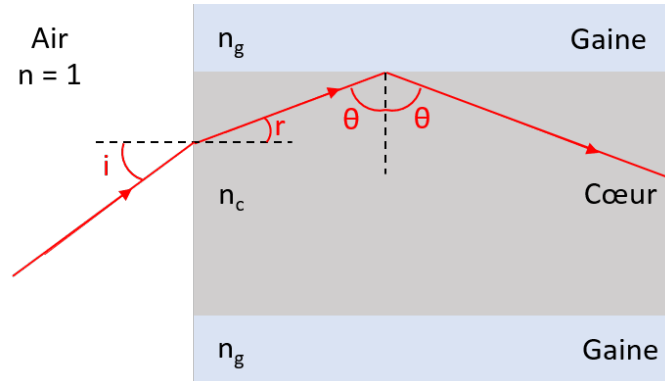


FIGURE 2 – Entrée du rayon lumineux dans la fibre optique.

On utilise encore une fois la loi de Snell-Descartes pour relier l'angle d'incidence  $i$  du rayon lumineux à l'angle de sortie  $r$  du rayon réfracté dans le coeur de la fibre :

$$\sin(i) = n_c \sin(r) = n_c \sin\left(\frac{\pi}{2} - \theta\right) \quad (2)$$

$$\Rightarrow \sin(i) = n_c \cos(\theta) = n_c \sqrt{1 - \sin^2(\theta)} \quad (3)$$

Nous avons établi précédemment que  $\theta$  devait être supérieur à un certain angle limite  $\theta_{\text{lim}}$ . Cette condition se traduit alors par le fait que  $i$  doit être inférieur à un certain angle limite  $i_{\text{lim}}$  tel que

$$\sin(i_{\text{lim}}) = n_c \sqrt{1 - \frac{n_g^2}{n_c^2}} = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (4)$$

Ordres de grandeur :

- fibre optique :  $i_{\text{lim}} = 20^\circ$
- filet d'eau dans l'air :  $i_{\text{lim}} = 60^\circ$

Ces ordres de grandeur nous montrent à quel point il est plus difficile de guider de la lumière dans une fibre que dans un filet d'eau, ce qui sous-entend un réglage minutieux lorsque l'on veut utiliser une fibre.

## 1.2 Quantification

Dans cette partie, on utilise une approche interférentielle. Chaque rayon lumineux est associé à une onde monochromatique. On a donc la propagation dans la fibre d'une superposition de ces ondes, qui peuvent interférer. Il serait alors très intéressant de regarder comment faire en sorte que ces interférences soient constructives. Pour cela, on se réfère au schéma de la figure 3. Une onde se réfléchit sur le dioptré supérieur en A, puis sur le dioptré inférieur en B. Cependant, l'onde partant de B semble venir d'un point A', symétrique de A par rapport au dioptré inférieur. Cette onde peut alors interférer avec l'onde qui arrivait en A. D'après le théorème de Malus, les surfaces d'onde sont des plans perpendiculaires aux rayons lumineux, et le théorème inverse de la lumière permet d'affirmer que la phase de l'onde en A est identique à celle au point H, projeté orthogonal de A sur le rayon partant de B. On choisit la référence des phases en A pour le rayon avant les réflexions. Le stigmatisme du dioptré inférieur nous garantit alors que cela revient à choisir la référence des phases en A' pour le rayon après les 2 réflexions successives.

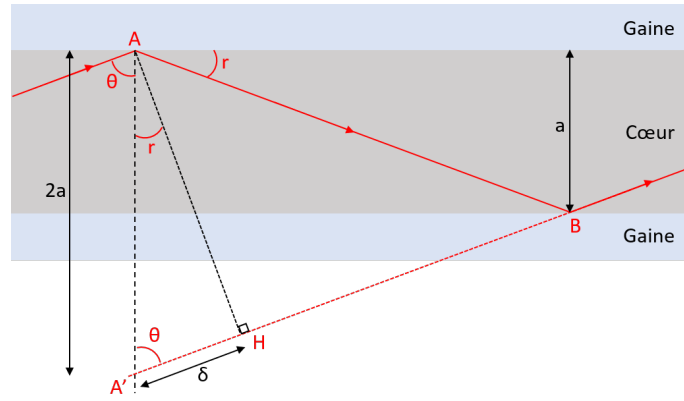


FIGURE 3 – Calcul de la différence de marche entre deux ondes réfléchies successives.

De ce raisonnement, on en déduit la différence de marche  $\delta$  :

$$\delta = n_c A'H = 2n_c a \sin(r) = 2n_c a \cos(\theta) \quad (5)$$

Le déphasage entre les rayons s'exprime alors  $\Phi = \frac{2\pi}{\lambda'} \delta = \frac{2\pi}{\lambda'} 2a n_c \cos(\theta)$  où  $\lambda' = n_c \lambda$  est la longueur d'onde dans le cœur. Finalement,

$$\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} 2a \cos(\theta)$$

Pour que la lumière se propage dans la fibre sans être atténuée, il suffit que les interférences soient constructives, *i.e.*  $\Phi = 2p\pi$  où  $p$  est en entier. On aboutit alors à la condition :

$$\frac{2a \cos(\theta)}{\lambda} = p \quad \text{avec } p \in \mathbb{Z} \quad (6)$$

Cette relation est très intéressante car elle montre que, pour une valeur de  $\lambda$  fixée, la valeur de  $\theta$  doit être bien choisie pour qu'on puisse obtenir un entier (et inversement pour  $\theta$  fixé). Cela signifie qu'il est possible de véhiculer plusieurs signaux différents dans la même fibre sous réserve d'avoir choisi pour chaque signal  $\lambda$  et  $\theta$  tel qu'on obtient un entier  $p$  différent avec la relation ci-dessus. Ces signaux peuvent donc passer en même temps dans la même fibre sans interférer les uns avec les autres. On parle alors de modes.

### 1.3 Condition de phase et quantification, version foireuse

*On aboutit au même résultat mais d'une autre façon. Je ne suis personnellement pas convaincu de cette méthode car, comme on peut le voir sur le schéma, on considère des rayons particuliers qui arrivent pile sur les dioptries cœur/gaine inférieur et supérieur. Il faudrait faire le calcul pour deux rayons random pour se convaincre que ça marche, ce que je n'ai pas fait. À utiliser à vos risques et périls donc...*

Lorsqu'on faisceau de rayons parallèles cohérents entre dans la fibre, les rayons entrent en interférence. On peut alors calculer la différence de marche maximale entre ces rayons en calculant la différence de marche des rayons entrant dans le cœur juste en-dessous de l'interface supérieure avec la gaine et juste au-dessus de l'interface inférieure avec la gaine.

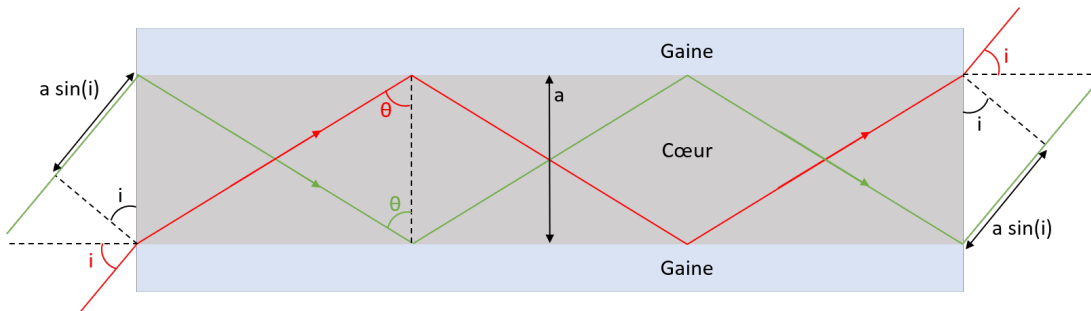


FIGURE 4 – Calcul de la différence de marche maximale entre des rayons incidents parallèles entrant dans la fibre.

À l'entrée de la fibre, la différence de marche entre les deux rayons vaut  $\delta_{\text{entrée}} = a \sin(i)$  où  $a$  est l'épaisseur du cœur de la fibre. Entre l'entrée et la sortie de la fibre, il n'y a aucune différence de marche entre les deux rayons. Enfin, les rayons émergent de la fibre avec le même angle  $i$  qu'à l'entrée et on obtient de nouveau une différence de marche  $\delta_{\text{sortie}} = a \sin(i)$ . Au total, la différence de marche entre les deux rayons vaut alors

$$\delta = \delta_{\text{entrée}} + \delta_{\text{sortie}} = 2a \sin(i)$$

Le déphasage entre les rayons s'exprime alors  $\Phi = \frac{2\pi}{\lambda'} \delta = \frac{2\pi}{\lambda'} 2a \sin(i) = \frac{2\pi}{\lambda'} 2a n_c \cos(\theta) = \frac{2\pi}{\lambda} 2a \cos(\theta)$  où  $\lambda' = n_c \lambda$  est la longueur d'onde dans le cœur. Pour que la lumière se propage dans la fibre sans être atténuée, il suffit que les interférences soient constructives, i.e.  $\Phi = 2p\pi$  où  $p$  est en entier. On aboutit alors à la condition :

$$\frac{2a \cos(\theta)}{\lambda} = p \quad \text{avec } p \in \mathbb{Z} \quad (7)$$

Cette relation est très intéressante car elle montre que, pour une valeur de  $\lambda$  fixée, la valeur de  $\theta$  doit être bien choisie pour qu'on puisse obtenir un entier (et inversement pour  $\theta$  fixé). Cela signifie qu'il est possible de véhiculer plusieurs signaux différents dans la même fibre sous réserve d'avoir choisi pour chaque signal  $\lambda$  et  $\theta$  tel qu'on obtient un entier  $p$  différent avec la relation ci-dessus. Ces signaux peuvent donc passer en même temps dans la même fibre sans interférer les uns avec les autres. On parle alors de modes.

## 1.4 Étude de la fibre

### Passe-haut en fréquence

A  $p$  fixé, on remarque que si  $\lambda$  augmente, alors  $\theta$  augmente également. Cependant, la valeur de  $\theta$  est minoré par  $\theta_{\text{lim}}$  afin d'avoir une réflexion totale dans la fibre. Cela impose donc que  $\cos(\theta) < \cos(\theta_{\text{lim}})$ , et donc :

$$\lambda < \lambda_{\text{lim}} = \frac{2a}{p} \cos(\theta_{\text{lim}}) \iff \nu > \nu_{\text{lim}} = \frac{p c}{2a \cos(\theta_{\text{lim}})} \quad (8)$$

Ainsi, la fibre se comporte comme un passe-haut en fréquences lorsque l'on s'intéresse à un mode  $p$  donné, ce qui est intéressant puisqu'il n'y a pas tant de passe-hauts physiques que ça. On peut interpréter cela comme une énergie minimale nécessaire pour entrée dans la fibre.

### Vitesse de l'onde

Notons  $L$  la longueur de la fibre. La lumière traverse la fibre en une durée  $\Delta t$ . On a vu que la lumière se déplace en zig-zag avec des réflexions totales à l'interface entre la gaine et le cœur, si bien qu'elle parcourt dans la fibre une distance  $L_{\text{eff}} > L$ . Un peu de géométrie nous permet d'obtenir :

$$L_{\text{eff}} = \frac{L}{\sin(\theta)}$$

La présence de l'indice  $n_c$  se justifie par le fait que la lumière ne se propage pas dans vide. Il faut tenir compte du milieu de propagation.

On introduit la vitesse de l'information du point de vue de l'observateur  $c_{\text{eff}} = \frac{L}{\Delta t}$ . Il est possible d'exprimer cette vitesse en fonction de la vitesse de la lumière dans le vide  $c$  :

$$c_{\text{eff}} = \frac{L}{\Delta t} = \frac{L_{\text{eff}}}{\Delta t} \sin(\theta) \Rightarrow c_{\text{eff}} = \frac{c}{n_c} \sin(\theta) < c \quad (9)$$

On voit que  $c_{\text{eff}}$  dépend de  $\theta$ , donc  $c_{\text{eff}}$  dépend également du mode que l'on considère. En utilisant l'expression de  $\cos(\theta^p)$  et la relation  $\sin^2 + \cos^2 = 1$ , on obtient la vitesse de la lumière dans la fibre pour le mode  $p$  :

$$c_{\text{eff}}^p = \frac{c}{n_c} \sin(\theta^p) = \frac{c}{n_c} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda p}{2a}\right)^2} \quad (10)$$

On a là une relation de dispersion inter-modale. Elle nous montre que l'information se propage beaucoup plus lentement pour les modes où  $p$  est grand.

*Ordres de grandeur* :  $a=15 \mu\text{m}$ ,  $\lambda=633 \text{ nm}$  (laser Hélium-Néon)

- mode  $p=1$  :  $c_{\text{eff}}^{p=1} = 1.97 \times 10^8 \text{ m s}^{-1} = \frac{2}{3} c$

- mode  $p=42$  :  $c_{\text{eff}}^{p=42} = 9.90 \times 10^7 \text{ m s}^{-1} = \frac{1}{3} c$

On peut également définir un ordre  $p_{\text{max}}$  qui correspond à l'entier maximal tel que  $\frac{\lambda p}{2a} < 1$ . Pour l'ordre de grandeur précédent, on obtient  $p_{\text{max}}=47$ . C'est une information importante puisqu'elle nous donne une limite sur la quantité d'information que l'on peut faire passer dans la fibre.

Cependant, on a de la dispersion intermodale puisque les modes parcourront des chemins optiques plus ou moins longs. Cependant, il est possible de limiter le nombre d'ordres avec la relation

$$\frac{n_c}{n_g} > \cos(\theta_p) = \sqrt{1 - \frac{p^2 \lambda^2}{4a^2}} \iff p < \frac{\sqrt{n_c^2 - n_g^2} 2a}{n_g \lambda} \quad (11)$$

↓ Nous avons pour l'instant étudié la fibre optique avec une approche géométrique. Il est cependant possible de s'intéresser à d'autres guides d'onde en utilisant une approche électromagnétique

## 2 Guide d'onde plan-plan

### 2.1 Positionnement du problème

Dans cette partie, nous considérons deux plans semi-infinis en  $z=0$  et en  $z=h$ . Ces plans semi-infinis sont en métal, et entre ceux-ci il y a du vide. Nous faisons les hypothèses suivantes :

- le métal est un conducteur parfait, *i.e.* il ne peut y avoir d'ondes évanescentes
- nous n'avons que des charges et des courants surfaciques en  $z=0$  et en  $z=h$

Les choix que l'on effectue sont les suivants :

- le problème est invariant par translation selon  $\mathbf{e}_y$ , donc toutes les dérivées selon  $y$  sont nulles
- l'onde se propage dans la direction  $\beta=\mathbf{e}_x$

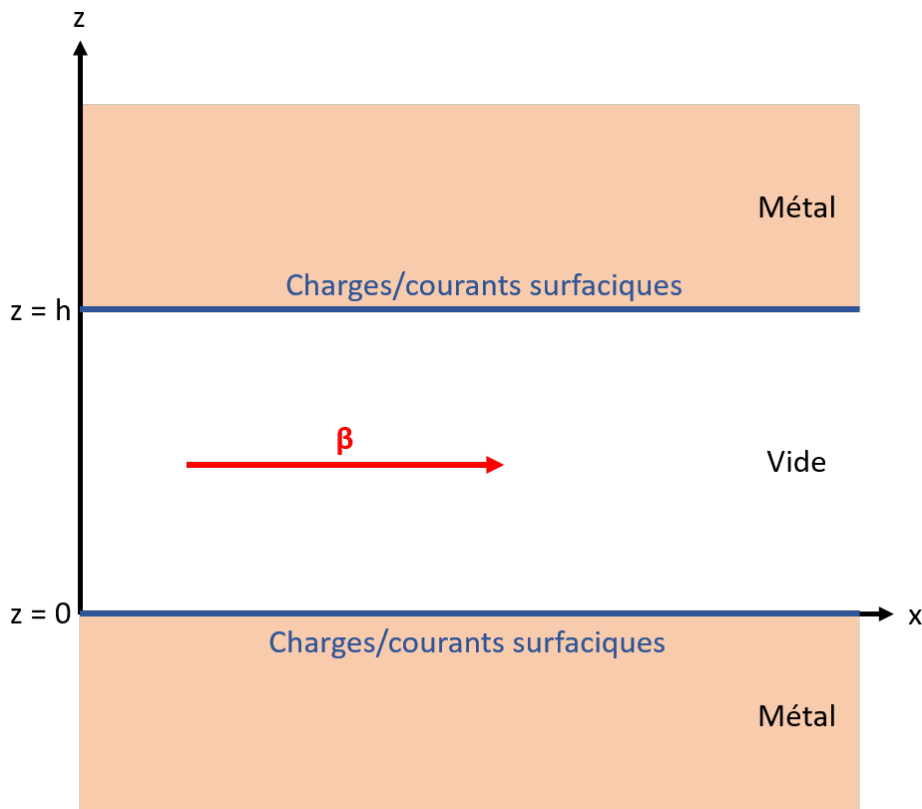


FIGURE 5 – Schéma du guide plan-plan.

Nous pouvons également écrire les conditions aux limites pour les champs  $\mathbf{E}$  et  $\mathbf{B}$  :

- $B_z(z=0) = B_z(z=h) = 0$  car  $\mathbf{B}=\mathbf{0}$  dans le métal et  $B_z$  est continu en  $z=0$  et en  $z=h$ .
- $E_x(z=0) = E_x(z=h) = 0$  et  $E_y(z=0) = E_y(z=h) = 0$  car  $\mathbf{E}=\mathbf{0}$  dans le métal et  $E_x$  et  $E_y$  sont continus en  $z=0$  et  $z=h$ .

## 2.2 Structure du champ électromagnétique

Écrivons les équations de Maxwell dans le vide :

$$\begin{cases} \nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \\ \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \end{cases} \quad (12)$$

En sachant que les dérivées selon  $y$  sont nulles, on peut réécrire ces équations pour obtenir deux systèmes indépendants de 4 équations :

$$\begin{cases} \partial_x E_x + \partial_z E_z = 0 \\ \partial_z E_x - \partial_x E_z = -\partial_t B_y \\ -\partial_z B_y = \frac{1}{c^2} \partial_t E_x \\ \partial_x B_y = \frac{1}{c^2} \partial_t E_z \end{cases} \quad (13)$$

$$\begin{cases} \partial_x B_x + \partial_z B_z = 0 \\ \partial_z B_x - \partial_x B_z = \frac{1}{c^2} \partial_t E_y \\ -\partial_z E_y = -\partial_t B_x \\ \partial_x E_y = -\partial_t B_z \end{cases} \quad (14)$$

Le système 13 correspond aux ondes transverses magnétiques (TM), et le système 14 correspond aux ondes transverses électriques (TE). Dans la suite, nous allons uniquement étudier les ondes TE (l'étude des ondes TM se fait de manière analogue). Cela nous sera très utile puisqu'une onde électromagnétique pourra toujours être décomposée comme étant une combinaison linéaire d'une onde TE et d'une onde TM.

## 2.3 Résolution et étude

On étudie une onde TE monochromatique, mais qui n'est pas forcément plane. Le champ électrique  $\mathbf{E}$  s'écrit alors :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = E(z) e^{i(\omega t - \beta x)} \mathbf{e}_y \quad (15)$$

L'évolution de  $\mathbf{E}$  est donnée par l'équation d'Alembert

$$\Delta \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (16)$$

En appliquant cette équation au champ  $\mathbf{E}$  donné ci-dessus, on obtient :

$$\frac{\partial^2 E(z)}{\partial z^2} + \left( \frac{\omega^2}{c^2} - \beta^2 \right) E(z) = 0 \iff \frac{\partial^2 E(z)}{\partial z^2} + K^2 E(z) = 0 \quad (17)$$

La résolution de cette équation dépend du signe de  $K^2$  :

- Si  $K^2 < 0$ , la solution est une exponentielle réelle et l'onde est alors exponentiellement atténuée. On ne s'intéressera pas à ce cas.
- Si  $K^2 > 0$ , la solution est une combinaison linéaire d'un cosinus et d'un sinus, et l'onde est propagative. On se placera dans ce cas dans la suite de cette section.



Dans le cas où  $K^2 > 0$ , la solution à l'équation 17 s'écrit sous la forme

$$E(z) = A\cos(Kz) + B\sin(Kz) \quad \text{où } A \text{ et } B \text{ sont des constantes réelles} \quad (18)$$

On utilise ensuite les conditions limites énoncées précédemment :

$$\begin{cases} E(z=0) = 0 & \iff A = 0 \\ E(z=h) = 0 & \iff Kh = p\pi \end{cases} \quad \text{où } p \text{ est un entier} \quad (19)$$

Finalement, le champ électrique s'écrit :

$$\mathbf{E}_p(z) = E_0 \sin\left(p\pi \frac{z}{h}\right) e^{i(\omega t - \beta_p x)} \mathbf{e}_y \quad (20)$$

On voit de nouveau apparaître des modes, comme dans le cas de la fibre ! Ici, on a la condition  $Kh = p\pi$  qui nous donne la relation de dispersion

$$\beta_p^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \left(p\frac{\pi}{h}\right)^2 \quad (21)$$

L'onde se propage si et seulement si  $\beta_p^2 > 0$ , c'est à dire si

$$\omega > pc\frac{\pi}{h} = \omega_p \quad (22)$$

On retrouve, comme pour la fibre, un comportement passe-haut en fréquence !

*Ordres de grandeur :*

$$h = 5 \text{ mm} \text{ donc } \omega_1 = 1.88 \times 10^{11} \text{ rad s}^{-1} \iff f_1 = 3.0 \times 10^{10} \text{ Hz}$$

## 2.4 Guides réels

Il est important de noter que ce guide est purement théorique. Dans la pratique, on peut par exemple utiliser un guide rectangulaire où un câble coaxial. Dans le cas du guide rectangulaire, on utilise deux paires de plaques pour fermer le guide et empêcher le rayonnement, ce qui rajoute un indice  $q$ . On obtient des modes décrits par le couple  $(p, q)$  avec la relation de dispersion

$$\beta_p^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \left(p\frac{\pi}{h}\right)^2 - \left(q\frac{\pi}{b}\right)^2 \quad (23)$$

La nouvelle pulsation de coupure devient alors

$$\omega_{p,q} = \pi c \sqrt{\left(\frac{p}{h}\right)^2 + \left(\frac{q}{b}\right)^2} \quad (24)$$

*Ordres de grandeur :*

$$h = 6 \text{ cm} \text{ et } b = 3 \text{ cm} \text{ donc } f_{1,0} = \frac{c}{2h} = 2.5 \text{ GHz}, f_{0,1} = \frac{c}{2b} = 5 \text{ GHz} \text{ et } f_{1,1} = \frac{c}{2} \sqrt{\frac{1}{h^2} + \frac{1}{b^2}} = 0.4 \text{ GHz}.$$

On peut noter qu'il est possible d'avoir un guidage monomode si

$$\omega_{0,1} < \omega < \omega_{1,0}$$

## Conclusion

Nous avons étudié la fibre optique et une guide plan-plan afin d'illustrer la notion de guide d'onde. Nous avons pu montrer l'existence de modes de propagation ainsi que démontrer le comportement passe-haut en fréquence de ces guides d'onde. Cependant, le modèle que nous avons utilisé pour la fibre est très simplifié et ne correspond pas à la réalité (gradient d'indice optique dans la fibre), et il existe d'autres guides d'onde qui n'ont pas été traités dans cette leçon (que ce soit pour les ondes électromagnétiques ou bien d'autres types d'onde). Cependant, peu importe le type d'onde étudié, les calculs et les raisonnements restent relativement analogues.

**Ouverture :** Cette leçon donne des conditions de propagation dans les différents guides d'onde mais ne propose aucun aspect énergétique. Cette étude fera l'aspect d'une prochaine leçon dans laquelle nous quantifierons les pertes en énergie dans les guides d'onde et comment amplifier le signal pour obtenir une information lisible en sortie.



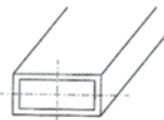

	Ligne bifilaire	Ligne coaxiale	Guide d'ondes	Fibre optique
Vue en coupe				
Fréquence d'utilisation	$10^9$ Hz	$10^{10}$ GHz	3 - 90 GHz	$10^{14}$ Hz
Bande passante	Très faible	12 - 60 MHz	10 GHz	1 GHz
Modes	-	TE, TM, TEM	TE, TM	-
Atténuation	-	-	-0.1 dB/m	-0.01 dB/m
Débit de données	1 communication téléphonique par ligne	Plusieurs centaines de communications	-	$10^{10}$ bits/s

FIGURE 6 – Propriétés de différents guides d'ondes