

1. Introduction

Sans remonter aux signaux de fumée et au télégraphe de Chappe, les premières expériences de transmissions optiques en modulant la lumière avec un signal acoustique datent de la fin du XIX^{ème}. Peu d'efficacité en transmission mais procédé retenu pour l'enregistrement du son (cinéma).

1.1. Le renouveau de l'optique avec l'optique cohérente

L'optique qu'on a pu considérer comme une science achevée, a connu un nouvel essor depuis l'apparition du laser et le développement de l'optique cohérente¹. La cohérence spatiale, la cohérence temporelle, la puissance du laser ont permis de développer l'holographie, les méthodes interférométriques, l'optique guidée, l'optique non-linéaire etc. et les applications se sont multipliées au fur et à mesure des progrès techniques, et continueront certainement de l'être dans les prochaines décennies.

L'invention du laser à gaz a introduit une utilisation potentielle de l'optique pour une transmission en ligne directe à vue, mais la taille de l'appareillage, la nécessité d'une alimentation conséquente, et l'utilisation de longueurs d'onde (10,6 μm) perturbée dans l'atmosphère limitait l'usage de ce type de communication. L'optique non guidée reste utilisée dans des domaines limités : communications entre satellites dans le vide, télécommandes infra-rouges, signalisation maritime etc.

Deux avancées ont rendu la communication optique utilisable : le laser à semiconducteur : la réalisation d'une hétérojonction AlGaAs a été effectuée en 1969, l'autre avancée est la fibre optique.

L'utilisation de l'optique en télécommunication est une transposition naturelle de la transmission Hertzienne à des fréquences nettement plus élevées (de l'ordre de 10^{14} Hz) et moins perturbées : l'information à transmettre module un faisceau lumineux en amplitude (intensité lumineuse), éventuellement en phase ou en fréquence. Ces derniers types de modulation nécessitent une lumière cohérente, c'est à dire des lasers, qui peuvent produire des trains de vibrations sinusoïdales durant un temps suffisamment long. Le temps de cohérence d'un laser est lié à la largeur de raie $\Delta\lambda = \lambda^2/\pi L$, où L est la longueur de cohérence : celle-ci est d'environ 1 m ($\Delta\lambda \sim 10^{-4}$ nm) pour un laser solide de type YAG, 1km pour un laser à gaz (He-Ne) ou quelques cm pour un laser à semi-conducteurs.

La seconde avancée pour les télécommunications résulte de la possibilité de guider la lumière² dans des fibres qui fonctionnent comme des fontaines de lumière, réellement utilisables après 1966 lorsque les fibres à faible pertes ont pu être fabriquées.

Les capteurs sont aussi un domaine varié et large où l'optique excelle : des qualités telles que le faible poids, la petite taille, la faible consommation, la faible perturbation introduite dans le milieu, l'immunité aux interférences électromagnétiques, le faible coût sont fréquemment rencontrés dans les composants optiques utilisés en mesure.

1.2. Les fonctions optiques

Pour utiliser réellement les lasers semi conducteurs et les fibres optiques, en communication par exemple, il est apparu nécessaire de réaliser un certain nombre de fonctions par voie optique, plutôt que de recourir à des transformations répétées électro-optiques. Ces fonctions sont celles de connecteurs en Y, de coupleurs mais aussi de filtres, de modulateurs etc. En parallèle, l'instrumentation peut trouver de nombreux avantages (faibles

¹Une source émet une succession de trains d'ondes sinusoïdales de longueur L (dite de cohérence). L n'étant pas infini, son spectre (au sens de Fourier) est un pic d'une largeur spectrale - en fréquence : $\Delta\nu = c/\pi L$ - en longueur d'ondes $\Delta\lambda = \lambda^2/\pi L$. Les longueurs de cohérence des lasers YAG atteignent le m ($\Delta\lambda=10^{-4}\text{nm}$), celles des Hélium Néon stabilisé dépassent le km ($\Delta\nu = 100$ kHz).

² Les transmissions dans l'atmosphère sans guidage à 10.6 μm (laser CO₂) n'ont eu que peu de suites (télécommande infra-rouge, liaison temporaire, liaisons dans le vide entre satellites ?).

perturbations réciproques avec l'environnement, simplicité, sécurité ...) à utiliser les possibilités de conversion opto acoustique, opto électrique, opto thermique associées à divers traitements.

Ces fonctions ont pu être réalisées par des composants optiques discrets (miroirs, lentilles ...), comme les fonctions de l'électroniques ont pu être réalisées avec des résistances, capacités, transistors etc.

Certaines fonctions peuvent être assurées grâce à un assemblage de fibres, elles peuvent être aussi rassemblées et intégrées dans un film mince. Cette approche constitue l'optique intégrée. S.E. Miller proposa ce concept par analogie avec le circuit intégré, mais l'intégration optique apparaît actuellement très limitée par rapport à son homologue électronique, on ne dépasse pas la dizaine de composants et rarement plus d'une fonction! En revanche, la fonction optique réalisée est évoluée (filtre de longueur d'onde, corrélateur ...). Le développement est considérable, il repose sur les progrès technologiques dans l'utilisation des matériaux, en particulier des couches minces mais aussi sur les progrès scientifiques dans l'utilisation des milieux non linéaires, des systèmes optiques bistables, la compression d'impulsions ...

Le composant de base de l'optique intégrée est un guide d'onde de quelques centimètres et de dimensions de section comparables à la longueur d'onde véhiculée. Contrairement aux fibres optiques qui sont aussi des guides d'onde mais dont le rôle est de transmettre sur de grandes distances, la propriété fondamentale d'un circuit optique n'est pas la faible perte mais plutôt la possibilité d'assurer telle ou telle fonction.

Les circuits optiques intégrés peuvent être passifs, électro-optique, opto-électronique ou tout optique.

Les circuits passifs sont fondamentalement des diviseurs de puissance ou des coupleurs : le faisceau lumineux est dirigé vers diverses sorties. Le verre est le matériau le plus utilisé, et la technologie par échange d'ions permet le dessin de guides d'onde. D'autres matériaux sont aussi de bons candidats : verre fluoré, polymères, sol-gel.

Les composants électro-optiques sont fondés sur la possibilité d'une variation de l'indice de réfraction en présence d'un champ électrique. Le fonctionnement du guide d'onde peut alors être contrôlé électriquement. Des matériaux diélectriques avec une bonne transparence, un indice de réfraction intermédiaire (~2,2) et surtout avec un coefficient électrooptique (0,008) par exemple le LiNbO₃.

Les composants opto-électroniques sont essentiellement à base de matériau semi-conducteurs (habituellement des composés III-V) et doivent être assez souple d'emploi pour permettre l'implémentation de circuits électroniques et de circuits optiques sur la même puce. La transparence n'est pas nécessairement idéale (0,1dB/cm). Les travaux sur GaAs ont conduit à la réalisation de diodes laser dans le proche infra-rouge (entre 0.7 µm et 1µm), mais, parce que les fibres optiques de silice utilisées en télécommunications connaissent des minima d'absorption pour 1.3 et 1.5 µm, la recherche se développe pour des matériaux à base d'InP. De même, les fibres optiques en verre fluoré (pertes minimales entre 2 et 4 µm) ont motivé des travaux sur le GaSb.

La dénomination de tout optique fait référence à des circuits souvent fondés sur des effets non linéaires, par lesquels il est possible d'altérer les propriétés du matériau (absorption, indice) par l'intensité lumineuse.

Un autre type de classification, peut être envisagé sur le caractère monolithique du circuit : source et/ou détecteur inclus avec le même matériau, ou hybride (deux types de matériaux sont utilisés pour les deux types de fonctions), les catégories intermédiaires (quasi hybride, quasi monolithique).

1.3. L'optique en trois générations

Technologie	Optique conventionnelle	MicroOptique	Optique Intégrée		
Composants multimodes	Lasers à gaz optiques, lasers et miroirs	LED, diodes lasers	Circuits intégrés typiques	lentilles	fibres
Alignements	nécessaires	microlentilles	fibres unimodaux		
Propagation	faisceau (~1 cm)	nécessaires (difficiles)	non nécessaires		
Taille contacts	1 cm	multimode (~1 mm)	guide d'onde (~µm)		
Taille dispositifs	1 m ²	1 mm	1 µm		
		10 cm ²	qq cm ²		

La troisième génération (l'optique intégrée) présente les caractéristiques suivantes :

- Elle est fondée sur l'optique ondulatoire.
- L'intégration supprime le problème de l'alignement.
- La propagation est plus facile à contrôler (un seul mode), que ce soit par les effets électrooptiques, acousto optiques, thermo optiques.
- Les tensions électriques de commandes et les longueurs d'interaction sont faibles.
- Une vitesse de fonctionnement élevée (faibles distances).
- Une densité de puissance élevée : L'optique non linéaire peut être utilisée.
- Les dispositifs sont compacts et légers.
- La production de masse. permettra sans doute un prix très réduit de la fonction.

1.4. Intérêts des fibres optiques

Ils sont nombreux et plus ou moins décisifs selon l'application.

Performances de transmission :

- Très faible atténuation (jusqu'à 0,1dB/km = 0,25% /km), très grande passante (~25 TeraHz), multiplexage possible de plusieurs signaux et de plusieurs utilisateurs. Portée et capacité bien supérieure aux câbles.
- Mise en œuvre : faible poids, faible taille (cœur de quelques microns dans une gaine de quelques centaines de microns).
- Sécurité électrique : Isolation totale entre terminaux, utilisation possible en ambiance explosive, sous fortes tensions, en applications médicales et électromagnétiques. L fibre n'est pas sensible aux parasites électriques et n'en crée pas.
- Inviolabilité : difficile d'interception d'un signal véhiculé sur une fibre optique.
- Avantage économique : Contrairement aux idées reçues, le coût de la transmission optique n'est pas élevé (souvent moins cher que sur cuivre). La mise en œuvre : connexions, raccordements devient de moins en moins complexe et coûteuse. La partie génie civil (creusement de tranchées etc...) est souvent la plus coûteuse.

1.5. Domaines d'utilisation :

- Télécommunications : Liaisons urbaines et interurbaines (grande capacité), liaisons sous-marines sur des tronçons de plus de 200 km sans amplification optique ou répéteurs.
Câbles sous-marins : exemple Flag Atlantic 1 (Un milliard de dollars), prévu pour 2000, entre les USA et l'Europe à 1,28 Tbps. A comparer avec 2500kbps des premiers cables sous-marins en cuivre.
Alcatel est numéro un mondial (40 % du réseau 230 000 km au fond des océans), mais complète maintenant sa stratégie vers l'espace : GlobalStar avec France Télécom et Loral, et Skybridge avec Loral, Toshiba et Mitsubishi.
- Vidéocommunications : Nombreuses expériences mais développement ralenti par le coût. La distribution reste en coaxial tandis que les liaisons centrales utilisent la fibre.
- Liaison et réseaux de données : Sur de courtes distances, l'insensibilité aux perturbations électromagnétiques, peut être un avantage décisif. Les fibres optiques commencent à être couramment utilisées pour des liaisons point à point compatibles avec les standards classiques (RS 232, IEEE 488...), dans des sections de réseaux en anneau (type Token Ring) ou en tant que passerelles entre réseaux ; la faible atténuation de la fibre permet d'augmenter la portée de ces réseaux, et de constituer des réseaux fédérateurs de grandes dimensions. Grâce aux différents composants optiques (coupleurs, répartiteurs...) les fibres optiques permettent aussi de constituer des réseaux multiterminaux. Les nouveaux réseaux tels que FDDI sont conçus dès le départ pour l'utilisation de la fibre optique.
- Liaisons industrielles : Ce sont des applications variées (télémessures, télécommandes, surveillance vidéo, bus de terrain) où l'insensibilité de la fibre aux parasites est un avantage essentiel.
- Capteurs et instrumentation : Les fibres sont de plus en plus présentes dans l'instrumentation optique, où elles permettent d'effectuer des mesures à distance en des points difficiles d'accès. Les capteurs utilisent la fibre optique elle-même comme élément sensible servant en même temps de support de transmission.
- Transport de lumière : Les applications classiques (éclairage, visualisation, endoscopie) ou plus récentes (transport de faisceaux laser pour l'industrie, la mesure, la médecine) ont vu leurs performances s'améliorer, et leur coût baisser, grâce au développement des technologies des fibres optiques.

1.6. Eléments d'un système de transmission sur fibre optique

Dans une liaison point à point, on trouve:

-**L'interface optique d'émission** a pour rôle de transformer le signal électrique en signal optique. Il contient principalement le composant optoélectronique d'émission, qui peut être une diode électroluminescente (DEL) ou une diode laser (DL). L'interface contient également des circuits d'adaptation et de protection ; il est relié au câble soit par une embase de connecteur, soit par une fibre amorce qu'il faut raccorder. La modulation est en général une modulation d'intensité lumineuse obtenue par la modulation du courant qui traverse la diode d'émission. Certains systèmes expérimentaux pratiquent la modulation en fréquence ou en phase optique (transmissions cohérentes).

- **L'interface optique de réception** contient une photodiode qui convertit le signal optique reçu en signal électrique. Elle est suivie d'un préamplificateur, dont la réalisation doit être soignée car c'est en général le bruit de celui-ci qui limite la puissance optique minimale détectable, et donc la portée du système. Suivant les applications, on trouve ensuite des circuits de filtrage ou de remise à niveau logique.

- **Les répéteurs**. Lorsque la longueur de la liaison le nécessite, on insère un ou plusieurs répéteurs, qui contiennent des interfaces de réception et d'émission reliés par des circuits d'amplification, et de régénération pour les transmissions numériques. Plutôt que de ramener le signal sous forme électrique pour l'amplifier, on utilise de plus en plus l'amplification optique dans des fibres dopées Erbium, pompées par laser.

-Les réseaux sur fibres optiques. On sait réaliser des réseaux tout optiques, qui ne sont pas de simples assemblages de liaisons point à point reliées par des nœuds électriques. Les nœuds optiques du réseaux peuvent être des composants passifs (coupleurs, répartiteurs à grands nombre de branches, multiplexeurs en longueur d'onde) ou actifs (commutateurs, multiplexeurs temporels) qui font largement appel à l'optique intégrée.

La technique du multiplexage en longueur d'onde permet de multiplexer plusieurs signaux sur la même fibre optique, même s'ils sont d'origines géographiquement différentes ou de sens opposés. Elle permet également d'augmenter la capacité de câbles optiques déjà installés. Les composants pour le multiplexage sont les WDM (Wavelength Division Multiplexer).

1.7. Signaux transmis :

La grande majorité des applications (télécommunications, informatique) consiste en transmissions numériques, dont les débits vont de quelques kbit/s à plusieurs Gbit/s. Il existe cependant des applications analogiques dans les domaines de la vidéo ou des télémesures. Elles se répartissent en transmission en bande de base d'un signal unique et transmission utilisant la modulation en fréquence d'une sous-porteuse. Cette technique, utilisée en vidéo-communications, améliore les performances et permet le multiplexage électrique de plusieurs signaux.

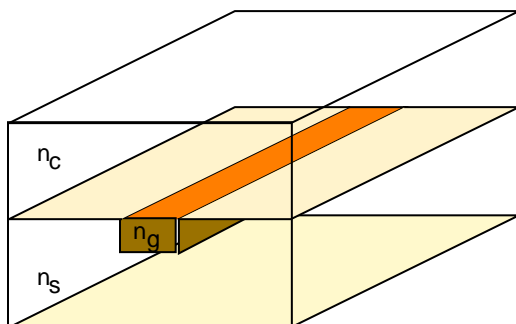
2. Propagation optique

En télécommunications, on retrouve les principes de la propagation avec les fibres optiques et l'optique intégrée, donc essentiellement en milieu neutre sans charge où les équations de Maxwell se simplifient.

2.1. Propagation d'une onde harmonique

Toute onde peut se décomposer en ondes sinusoïdales (« harmonique »). Les milieux de propagation ont ici un comportement supposé linéaire, et au voisinage de l'axe de propagation (« paraxiale »), on peut considérer les ondes planes. Les vibrations des champs électriques et magnétiques (vecteurs perpendiculaires entre eux) se propagent en obéissant à l'équation de Helmholtz.

Le comportement des guides d'ondes en optique intégrée et des fibres optiques est identique: la lumière est guidée à l'intérieur d'une région dont l'indice de réfraction est légèrement plus élevé ($\Delta n \sim 0,01$). Néanmoins la géométrie des guides et des fibres présente deux différences: la section des guides est approximativement rectangulaire (plus facile à fabriquer), et l'extérieur est la plupart du temps non symétrique pour les guides.



Les guides d'ondes plans (infini latéralement) d'intérêt pratique limité, présente l'avantage d'être plus facile à analyser. L'analyse de la propagation qui y est faite peut être reprise et combinée pour traiter les guides rectangulaires et les guides circulaires (les fibres).

2.2. Equations de Maxwell

Les ondes propagées peuvent être considérées comme la somme de composantes sinusoïdales en fonction du temps, et parce que le milieu peut être considéré comme linéaire, on s'intéresse ici à l'onde harmonique générique de fréquence angulaire $\omega = 2\pi c/\lambda$. La vitesse c de propagation de l'onde dans le vide est égale à $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$

Une onde plane est un modèle idéal qui n'existe en fait que dans un milieu infini et homogène, mais, non loin de l'axe de propagation z , les rayons lumineux peuvent être assimilés à une onde plane.

Les composantes de l'onde plane (champ magnétique et champ électrique) obéissent aux équations de Maxwell, ici simplifiées parce qu'on considère un milieu diélectrique pur sans charge ni courant :

$$\text{Rot}(\mathbf{E}) = -\mu_0 \frac{d\mathbf{H}}{dt} \quad \text{et} \quad \text{Rot}(\mathbf{H}) = \epsilon_0 n^2 \frac{d\mathbf{E}}{dt}$$

Les solutions sont de la forme: $\mathbf{E} = E(x,y) \exp j(\omega t - \beta z)$ and $\mathbf{H} = H(x,y) \exp j(\omega t - \beta z)$, $\frac{\partial}{\partial t} = j \omega$ et $\frac{\partial}{\partial z} = -j \beta$

Dans la direction z de propagation, la constante β ($= k_0 n_e = 2\pi/\lambda_0 n_e = 2\pi/\lambda$) qualifie la vitesse de propagation ou la longueur géométrique d'une période. L'indice de réfraction n_e peut être perçu comme un facteur de ralentissement, et/ou de raccourcissement de la période λ (figure 2).

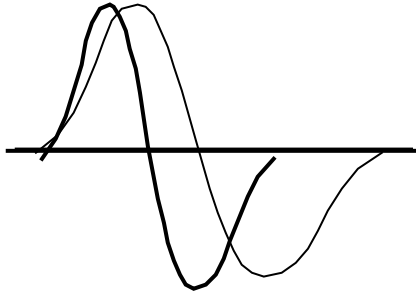
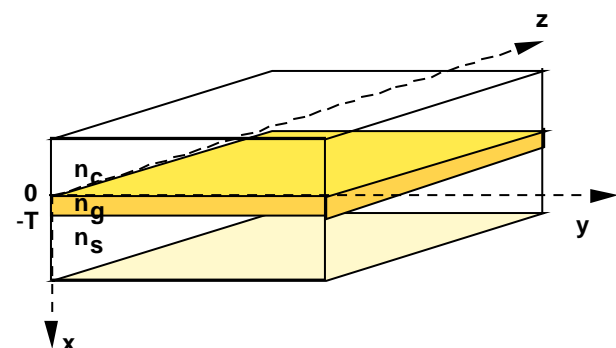


Figure 2 : Raccourcissement de la période quand l'indice n augmente.

3. Propagation dans un guide plan

Dans le cas d'un **guide plan**, dont l'intérêt est surtout de fournir des résultats calculables et extensibles par combinaison aux guides canaux, les composantes du champ électromagnétique sont indépendantes de y , et deux familles de solutions peuvent vérifier les équations de Maxwell, les modes TE (Transverse Electric) de composantes non nulles E_y , H_x et H_z et TM (Transverse Magnétique) avec H_y , E_x et E_z



$$\text{TE mode} \quad \frac{d^2 E_y}{dx^2} + (k_0^2 n^2 - \beta^2) E_y = 0$$

$$H_x = -\frac{\beta}{\omega \mu_0} E_y$$

$$\text{TM mode} \quad \frac{d^2 H_y}{dx^2} + (k_0^2 n^2 - \beta^2) H_y = 0$$

$$E_x = \frac{\beta}{\omega \epsilon_0 n^2} H_y$$

$$H_z = -\frac{1}{j\omega\mu_0} \frac{dE_y}{dx}$$

$$E_z = \frac{1}{j\omega\epsilon_0 n^2} \frac{dH_y}{dx}$$

Figure 3 : guide d'onde plan

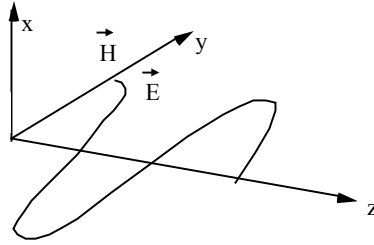


Figure 4 : Propagation selon z d'un champ électromagnétique.

Les équations différentielles, associées à des conditions aux limites au niveau des plans de séparation, conduisent à un problème de valeurs propres où les valeurs propres sont les constantes de propagation β élevées au carré, des modes TE and TM possibles. Les vecteurs propres sont les profils des champs correspondants. L'indice effectif $n_e = \beta/k_0$ caractérise la propagation possible - sa vitesse (de phase) et sa forme- dans le guide étudié, en fonction de la longueur d'onde dans le vide λ de l'excitation lumineuse.

3.1. Dispersion (ou vitesses de propagation différentes) dans un guide plan

On considère la polarisation TE (TM est analogue), l'équation fournit les expressions :

$E_y = E_c \exp(-\gamma_c x)$ dans la couche supérieure (cladding layer) ($x > 0$)

$E_y = E_g \exp(k_x x + \phi_c)$ dans la couche guidante ($0 > x > -T$)

$E_y = E_s \exp(k_x x + \phi_c)$ dans le substrat ($x < -T$)

Les constantes de propagation dans la direction x peuvent s'exprimer en fonction de l'indice effectif (encore inconnu) $n_e = \beta / k_0$:

$$\gamma_c = k_0 \quad k_x = k_0 \quad \gamma_s = k_0,$$

et les conditions aux limites précisent par continuité:

$$E_c = E_f \cos \Phi_c \Rightarrow \Phi_c = \tan^{-1}(\gamma_c/k_x) \text{ continuité à } x = 0$$

$$E_s = E_f \cos(k_x T - \Phi_c) \Rightarrow k_x T - \Phi_c = \tan^{-1}(\gamma_s/k_x) \text{ continuité à } x = -T$$

en éliminant Φ_c : $k_x T - \tan^{-1}(\gamma_c/k_x) - \tan^{-1}(\gamma_s/k_x) = (m+1)\pi$

$m (=0, 1, 2, \dots)$ dénote le numéro d'ordre du mode.

Comme les indices des trois régions sont connus, la quantité de base k_x peut être obtenue, et donc l'indice effectif n_e . Ses valeurs sont **discrètes** et comprises entre n_s and n_g dépendante de l'entier positif m (ordre du mode).

La plus grande valeur de n_e correspond au mode fondamental, ou en optique géométrique à l'incidence la plus proche de 90° .

3.2. En optique géométrique :

L'indice effectif est relié à l'angle d'incidence θ (θ est de 90° pour une lumière incidente dans le plan de la couche guidante). Les angles critiques $\theta_c = \sin^{-1}(n_c/n_f)$ et $\theta_s = \sin^{-1}(n_s/n_f)$ délimitent les possibilités de propagation : mode guidé si $\theta > \theta_s$, mode rayonnant dans le substrat si $\theta_s > \theta > \theta_c$ et $\theta < \theta_c$ voir ci dessous :

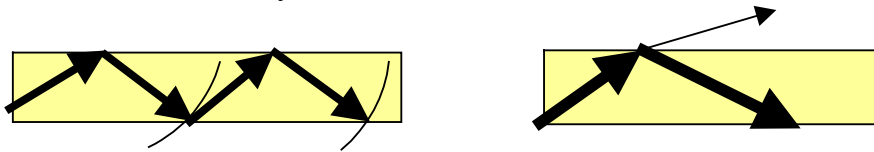
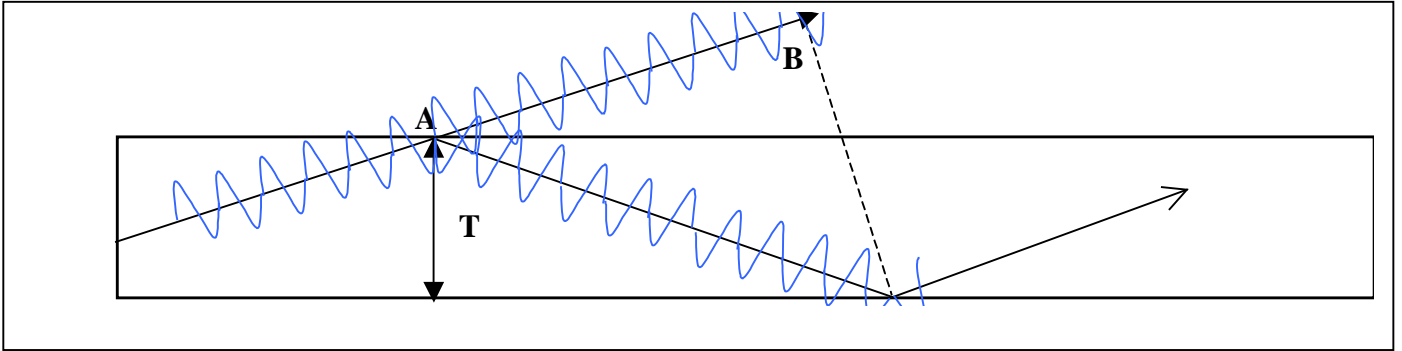


Figure 5 : Approche de la propagation guidée grâce l'optique géométrique : a) réflexions totales et rayons en phase après une double réflexion, b) fuite dans la gaine

Si le matériau est sans perte, seul le cas de la réflexion totale conduit à une propagation de la lumière sans atténuation.

Après deux réflexions (sur les deux interfaces) le rayon lumineux doit se retrouver en phase, donc ayant parcouru un nombre entier de longueurs d'onde : seuls certains angles par rapport à l'axe de propagation permettent de retrouver un déphasage multiple de 2π . Ceci explique les valeurs discrètes de l'indice effectif : Sur la figure 6, les rayons parallèles (de même angle α) doivent se retrouver en phase (sur AC).



$$\frac{2\pi AC}{\lambda} - \pi - \frac{2\pi AB}{\lambda} - \pi = 2m\pi : \text{différence de chemin} = nb \text{ entiers de longueurs d'onde}$$

$$\frac{2\pi AC}{\lambda} (1 - \cos(2\alpha)) = \frac{2\pi T/\cos\alpha}{\lambda} (1 - \cos(2\alpha)) = 2(1+m)\pi \Rightarrow \sin(\alpha_m) = m \frac{\lambda}{2T}$$

Ce calcul approché considère les réflexions comme ayant lieu exactement à l'interface : il faudrait les considérer au delà, légèrement à l'intérieur de la gaine (effet Goeth-Hanchen)

3.3. Profils des modes

Les champs électriques ou magnétiques ont des profils (amplitude dans le sens perpendiculaire à la propagation) caractéristiques : nombre de maxima (ou nombre de zéros du profil). On peut approximer ces profils par une cosinusoïde à l'intérieur du guide, et des exponentielles à arguments négatifs (décroissante) en dehors.

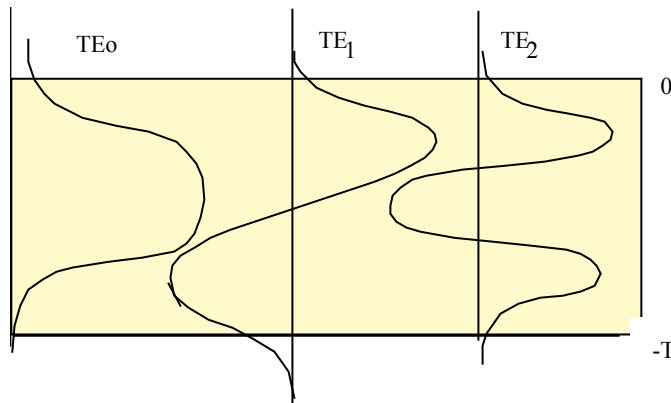


Figure 6 : Profils des modes TE dans un guide

3.3.1. Résolution graphique pour le calcul de l'indice effectif (d'après la courbe de dispersion)

On introduit la fréquence normalisée pour un guide plan d'épaisseur T :

$$V = k_0 T \sqrt{n_g^2 - n_s^2}$$

$$\text{et le coefficient de dissymétrie } a_e = (n_s^2 - n_c^2)/(n_g^2 - n_s^2)$$

L'indice effectif normalisé b_e peut être lu sur la courbe de dispersion, laquelle est calculée numériquement comme solution de :

$$V\sqrt{1 - b_e} = (m+1)\pi - \arctan(\sqrt{(1 - b_e)/b_e}) - \arctan(\sqrt{(1 - b_e)/(b_e + a_e)})$$

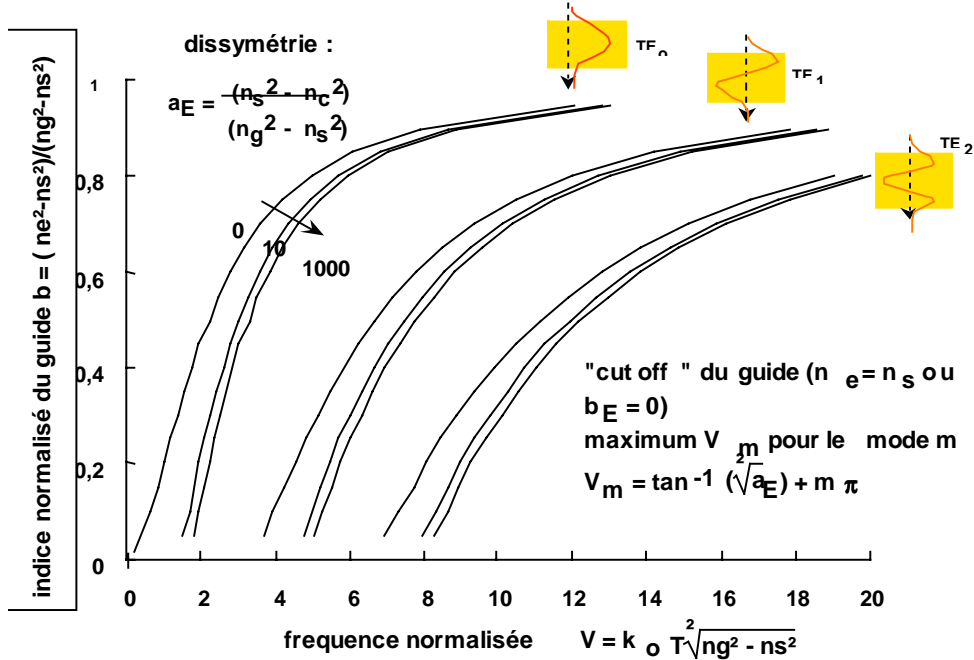


Figure 7 : Courbe de dispersion d'un guide plan

4. Propagation dans les guides de largeur limitée

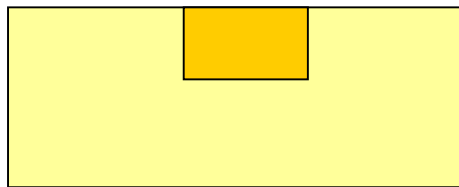
La propagation dans un guide planaire n'offre que peu d'intérêt pratique, en revanche la méthode appliquée deux fois permet le calcul des modes dans un guide à largeur limitée (section rectangulaire), c'est la méthode de l'indice effectif Guides à largeur limitée

Comme les fibres optiques, les guides de l'optique intégrée sont des canaux dont la section est à deux dimensions.

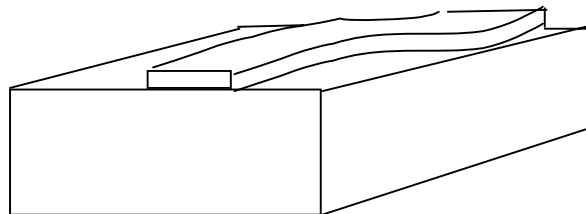
Les indices effectifs, les modes de propagation sont plus difficiles à calculer, quoique des méthodes analytiques existent. On peut aussi utiliser des méthodes numériques.

4.1. Types de guide :

- Enterré (buried) : Obtenu par exemple dans un substrat de verre par échange d'ions à travers un masque. L'indice est décroissant depuis la surface.

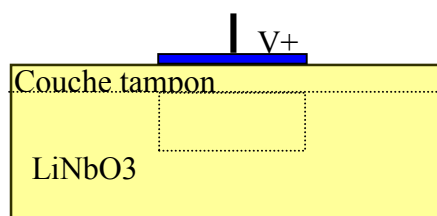


- Relief (Ridge) Guide d'onde courbe. L'écart d'indice est important (trois faces en contact avec l'air), ce qui permet un faible rayon de courbure. Les pertes sont souvent importantes.



- Guide induit par tension

Dans certains matériaux tels que le LiNbO₃, une tension induit une augmentation d'indice, la création donc d'un guide sous l'électrode.



- Guide chargé :

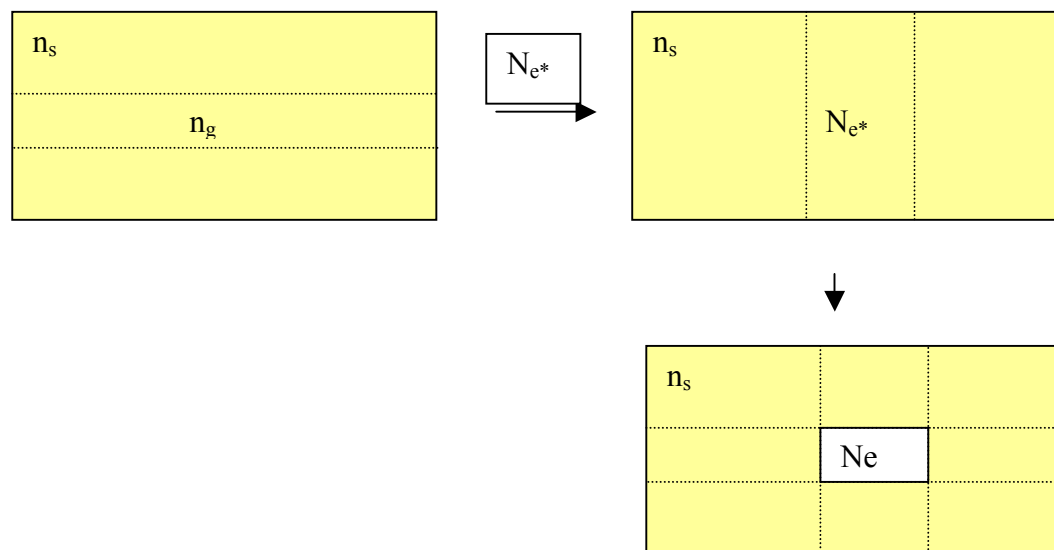
Un ruban diélectrique (cidessous à gauche) induit un guide tandis qu'un masque métallique (à droite) induit un guide aux endroits non recouverts.



4.2. Calcul des modes dans les guides à largeur limitée

4.2.1. Méthode de l'indice effectif

Elle demande deux calculs de modes de propagation dans un guidage plan. Dans un premier temps on calcule l'indice effectif N_{e^*} en supposant trois couches infinies et horizontales. L'indice effectif d'un mode (en général le fondamental) est repris comme indice du matériau central, dans un nouveau calcul de mode avec des couches verticales pour calculer le ou les indices effectifs N_e des modes guidés.



Premier temps : On considère la structure horizontale de trois plans => on peut calculer les indices effectifs.

Deuxième temps : On considère la structure planaire verticale, mais l'on remplace l'indice matériau central par l'un des indices effectifs trouvé dans le premier temps (on choisit selon la forme du profil vertical, en général, c'est le mode fondamental qui est considéré) => on calcule alors les indices effectifs des modes.

Cette évaluation est d'autant plus exacte qu'on est loin de la coupure i.e. que les indices effectifs normalisés sont éloignés de zéro. Cette méthode est très utilisée, elle donne d'excellents résultats pour les premiers modes (ceux dont l'indice effectif est proche de l'indice du cœur).

Voir <http://www.cem2.univ-montp2.fr/~moreau/jWDM> qui calcule aussi, une fois les modes (indice effectif et profil) trouvés, le profil de chaque mode à la distance z par une multiplication de chaque point du profil par $\cos(\beta z) - j \sin(\beta z)$ avec $\beta = 2\pi/\lambda_0 * n_e$ constante de propagation du mode.

L'addition pondérée (que fait le logiciel) des profils des modes à la distance z donne le profil du champ électrique.

4.2.2. Calcul direct des modes dans une section 2D

- On résoud directement le « problème aux valeurs propres » :

La résolution ne peut être que numérique, voir <http://www.cem2.univ-montp2.fr/~moreau/jModes>)

Trouver les modes d'une section de guide d'onde et leur constante de propagation $\beta (= k n_e)$ est à la base un problème de valeurs propres : l'équation d'onde pour un champ F :

$$\{\delta^2/\delta x^2 + \delta^2/\delta y^2 + \delta^2/\delta z^2\} F_{xyz} + k^2 n^2 F_{xyz} = 0 \text{ devient } \{\delta^2/\delta x^2 + \delta^2/\delta y^2 + k^2 n^2\} F_{xy} = \beta^2 F_{xy} \text{ si } F_{xyz} = \exp(-i\beta z)$$

Différences finies :

On peut résoudre ce problème par **différences finies** : on cherche les solutions $F_{i,j}$ en chaque point (i,j) , on remplace ici le laplacien (= courbure = somme des dérivées secondes en x et y) par $(F_{i-1,j} + F_{i,j-1} + F_{i+1,j} + F_{i,j+1} - 4F_{i,j})/h^2$ si le pas est h . Cette formule dérive de l'approximation de la dérivée seconde sur 3 points en 1D : $(F_{i+1} - F_{i-1})/2h$. On peut écrire alors un système de $n \times m$ équations algébriques à $n \times m$ inconnues ($0 < i < m$ et $0 < j < n$). Mis sous forme matricielle, le système s'écrit :

$$(A)(F) = \beta^2 F, \text{ les } \beta^2 \text{ sont donc les valeurs propres de la matrice } A.$$

Alternative : Méthode directe 3D par éléments finis :

On utilise les principes habituels de la méthode des éléments finis :

L'équation différentielle $\text{diff}(u(x,y)) = 0$ en tout point d'un domaine D est équivalente à l'équation intégrale :

$$\int \int p(x,y) * \text{diff}(u(x,y)) . dx . dy = 0 \text{ pour toute fonction quelconque } p(x,y). \text{ L'équation est approximativement vérifiée}$$

si l'on considère quelques fonctions $p(x,y)$. On choisit (par hasard !) comme fonctions $p(x,y)$ celles qui permettent d'interpoler à l'intérieur de petites zones dites éléments (souvent triangles)

- On décompose le domaine de la section en éléments : généralement des triangles
- On construit une fonction d'interpolation en fonction des valeurs (inconnues) aux noeuds

Méthode de Marcuse

- Les fonctions cherchées (les profils inconnus) sont considérées comme des combinaisons linéaires de fonctions de base orthogonales $F(x,y) = \exp(-i\beta z) \sum c_{ij} S_i(x) \times S_j(y)$. Par simplicité, la base choisie est constituée de fonctions sinusoidales nulles sur les limites du domaine rectangulaire enserrant le ou les guides : $S_{i,j}(x,y) = S_i(x) \times S_j(y) = \sqrt{4/L_x L_y} \sin(i \pi x/L_x) \sin(j \pi y/L_y)$.

Les conditions aux limites imposées ne demandent un domaine étendu que si les modes considérés sont proches de la coupure, ou s'il s'agit de modes rayonnésⁱⁱ. On peut aussi utiliser une base de fonctions de Gauss Hermiteⁱⁱⁱ, lesquelles ont l'avantage de décroître exponentiellement en fonction de la distance au centre du domaine étudié comme les profils de modes.

En substituant $F(x,y)$ (et ses dérivées) dans l'équation d'onde pour tous les couples ij .

$$E(\dots c_{ij}, \dots, x, y) = \sum c_{ij} [-n_e^2 - \pi^2/k^2 (i^2/L_x^2 + j^2/L_y^2) + n^2(x,y)] S_{ij}(x,y) = 0$$

Transformation d'une équation différentielle en une équation intégrale (Galerkine).

L'équation $E(\dots) = 0$ en c_{ij} sera vérifiée pour tout couple (x,y) du domaine, si :

$$\iint E(\dots c_{ij}, \dots, x, y) x W(x, y) dx dy = 0 \text{ pour toute fonction poids } W(x,y); \text{ elle est approximativement vérifiée si la}$$

double intégrale est nulle pour l'ensemble des fonctions de base $S_{ij}(x,y)$ choisi pour fonction de poids $W(x,y)$ (Méthode de Galerkin^{iv}). On obtient ainsi un système dont il faut calculer les valeurs propres de N (nombre de couples ij) équations algébriques dont celle de rang ij s'écrit :

$$\sum_{ij} A_{ij,ij} c_{ij} = n_e^2 c_{ij} \text{ avec } A_{ij,ij} = \iint \{(n^2(x,y) - n_o^2) S_{ij}(x,y) S_{ij}(x,y) dx dy$$

$$+ [\text{si élément diagonal}] - \pi(i^2/L_x^2 + j^2/L_y^2) + n_o^2 \times \text{surface_du_sous_domaine}$$

Si n_o est l'indice du domaine entourant le guide ou les guides, les coefficients $A_{ij,ij}$ ne demandent l'évaluation de l'intégrale que sur les sous-domaines d'indice $n(x,y)$ différents. L'intégration peut être effectuée par voie analytique sur des sous-domaines rectangulaires.

4.2.3. Calcul de l'onde propagée à partir du calcul des modes : profils et indice effectif

En tout point de l'axe de propagation z , le champ (électrique ou magnétique) peut se déduire du champ à l'origine $z=0$

$$F_{xyz} = \exp(-i\beta z) F_{xy}$$

F_{xy} représente le profil de tel ou tel mode en $z=0$.

A une distance z , le profil sera la somme des profils de chaque mode propagé sur la distance z , chaque mode aura son propre déphasage (β est propre à chaque mode), que l'on peut évaluer par l'argument du complexe. Si β est réel l'amplitude se conservera (=module du complexe)

4.3. Approche directe de la propagation :

4.3.1. Méthode FDTD Finite Difference Time Domain

A partir des équations de Maxwell, on calcule directement à chaque instant, en en chaque point les champs électriques et magnétiques. Cette méthode utilisée en hyperfréquence est très lourde pour l'optique, elle demande un maillage x,y,z franchement inférieur à la longueur d'onde (pas typiquement le douzième de la longueur d'onde).

En ne considérant que 2D, (on suppose les champs et indice invariant dans la troisième dimension par exemple x), une fenêtre de calcul de $100 \times 5000 \mu\text{m}$ conduit à la résolution de quelques 200 millions d'équations à chaque pas de temps.

Equations : formulation explicite = on extrait de nouvelles valeurs à partir des anciennes à partir de valeurs connues au pas précédent, seules (en 2D) trois profils sont à calculer E_x, H_y, H_z en chaque point d'un maillage i,j

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial E_{xz}}{\partial z} \Rightarrow H_y^{n+1/2}(i, j+1/2) = H_y^{n-1/2} - \frac{1}{\mu} \frac{\Delta t}{\Delta z} (E_z^n(i, j+1) - E_z^n(i, j))$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial E_{xy}}{\partial y} \Rightarrow H_z^{n+1/2}(i+1/2, j) = H_z^{n-1/2}(i+1/2, j) + \frac{1}{\mu} \frac{\Delta t}{\Delta y} [E_x^n(i+1, j) - E_x^n(i, j)]$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = \epsilon_0 n^2 \frac{\partial E_x}{\partial t} \Rightarrow E_x^{n+1}(i, j) = E_x^n(i, j) + \frac{1}{\epsilon_0 n^2} \left[\frac{H_z^{n+1/2}}{\Delta y} - \frac{H_y^{n+1/2}}{\Delta z} \right]$$

A chaque pas :

Calcul de H à l'instant $n+1/2$ à partir des valeurs de E à n

Calcul de E à l'instant $n+1$ à partir des H à l'instant $n+1/2$

Puis on recommence ...

A noter qu'à chaque pas il faut calculer les valeurs de E et H pour tous les i,j

5. Méthode des faisceaux propagés (BPM)

Cette méthode numérique résout une équation différentielle de proche en proche par calcul direct du profil du champ électrique dans une tranche en fonction des tranches précédentes traversées. Les notions de mode n n'interviennent pas. Elle est assez précise mais demande plus de ressources informatiques que les précédentes. Elle est utilisable pour des guides dont la géométrie change et c'est son grand intérêt.

En fait deux sous méthodes :

BPM FFT et BPM-FD

BPM FFT

La BPM-FFT consiste à faire subir au faisceau propager deux mécanismes :

Propagation de l'onde sur une distance dz : l'expression est modifiée pour faire apparaître une transformée de Fourier.

Correction de phase due à l'indice rencontré par le faisceau

Ceci revient à considérer le guide comme une succession de propagation en espace homogène et de passage à travers des lentilles minces.

Algorithme :

Prendre la Trans. De Fourier du champ d'entrée (décomposition du champ en somme d'ondes planes)

Propagation du champ en espace homogène (= multiplication de la transf. Par $\exp(-jnk_0 dz)$)

Correction de phase = multipl. du résultat précédent par $\exp(-j (n(x,y,z) - n) k_0 dz)$

Transf. inverse pour reconstituer le champ qui sera pris comme champ d'entrée pour la tranche suivante.

BPM FD

A partir de l'équation scalaire de Helmholtz (équation aux valeurs propres), en séparant le terme en d^2E_y/dz^2 , on obtient (ici en 2D, voir en 3D) :

$$e^{j k_0 n_r} \frac{\partial \bar{E}_y}{\partial z} = \left(\frac{\partial^2 \bar{E}_y}{\partial x^2} + k_0^2 (n^2(x,z) - n_r^2) \bar{E}_y \right)$$

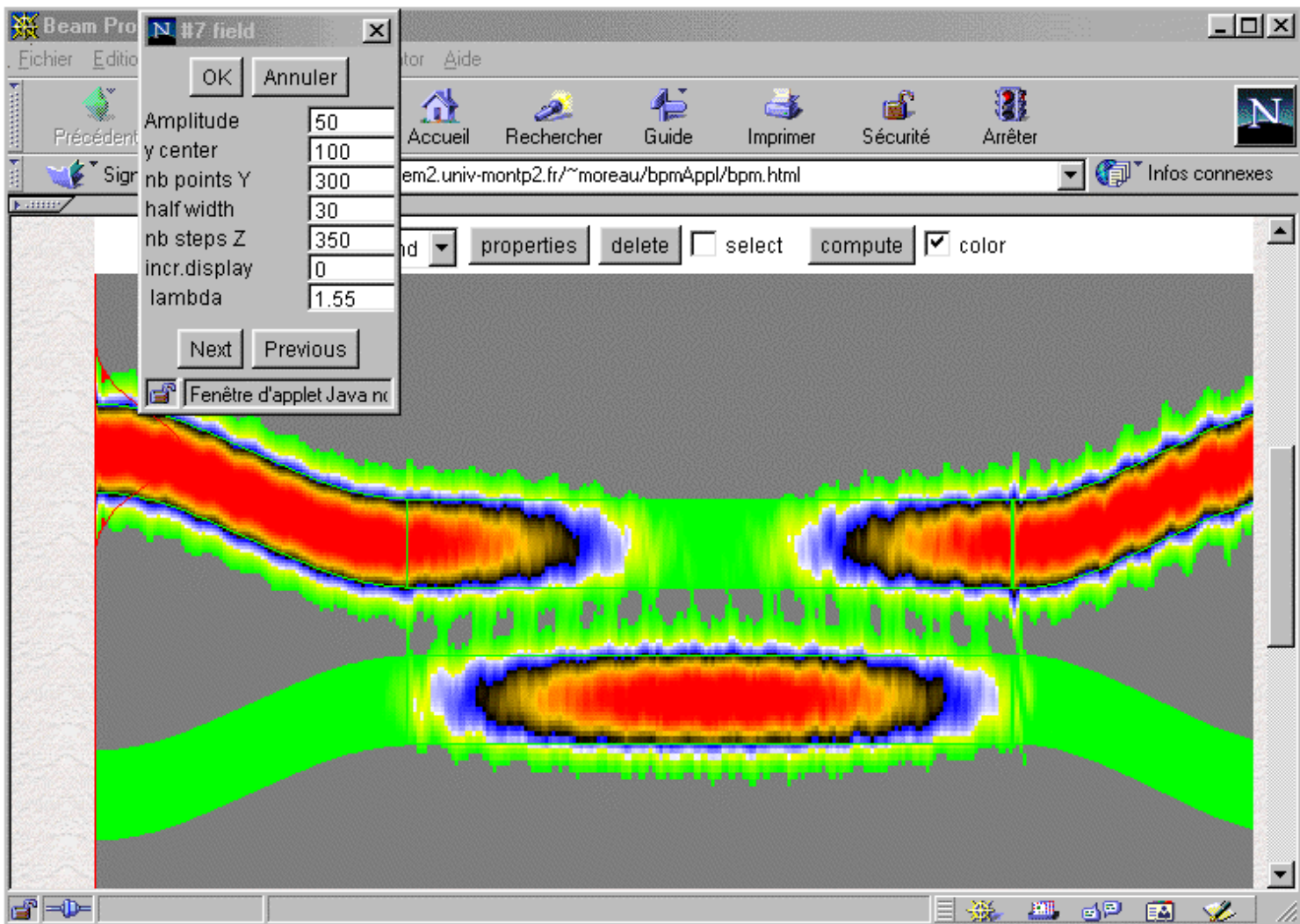
$$\frac{\partial^2 \bar{E}_y}{\partial z^2} = \frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial \bar{E}_y}{\partial z} = -j\beta \frac{\partial \bar{E}_y}{\partial z}$$

Répétition de ces trois pas

Voir <http://www.cem2.univ-montp2.fr/~moreau/jBPM>)

On résoud l'équation scalaire de Helmholtz

5.1.1. Exemple de simulation : Coupleur directionnel



Exercice :

- On construit un coupleur directionnel dans le but de répartir équitablement la puissance sur deux sorties. Faire un schéma d'un coupleur directionnel. On a calculé les deux premiers modes sur une section (centrale) du guide double. Quelles sont les symétries de ces modes ? L'écart entre les indices effectifs est de 1/1000, l'indice effectif le plus faible est 1.5. Quelle est la longueur sur laquelle les guides sont rapprochés si la longueur d'onde prévue est de 1 μm ?

Dans le dispositif de la question précédente, si l'on travaille maintenant avec une longueur d'onde de 1.5 μm , comment vont évoluer les indices effectifs (augmentation ou diminution)? On admet pour simplifier qu'ils ne varient pratiquement pas, que va-t-on obtenir en sortie en supposant que la longueur est celle calculée dans la question précédente.

6. Propagation dans les fibres optiques multimodes à saut d'indice

Une fibre optique multimode est un guide d'onde diélectrique circulaire dont le cœur, c'est-à-dire la partie centrale où se propage la lumière, a un diamètre grand ($\sim 65 \mu\text{m}$) devant la longueur d'onde (1-2 μm). On peut donc l'étudier de façon simplifiée mais correcte par l'optique géométrique. Le terme « multimode » signifie que la lumière se répartit sur un certain nombre de trajectoires autorisées (modes), qui résultent des interférences entre les réflexions multiples sur l'interface cœur-gaine. Un mode (= façon de se propager) se caractérise par sa trajectoire, par la répartition du champ électromagnétique autour de celle-ci, par sa vitesse de propagation qu'on peut calculer par résolution des équations de Maxwell.

Le type le plus simple est la fibre optique à saut d'indice (figure 2) directement issu des applications optiques. Dans cette structure, le cœur d'indice de réfraction n_1 est entouré d'une gaine optique d'indice n_2 légèrement inférieur. Ces indices sont voisins de 1,5 pour les fibres de silice. Cette gaine est elle-même entourée d'un revêtement de protection.

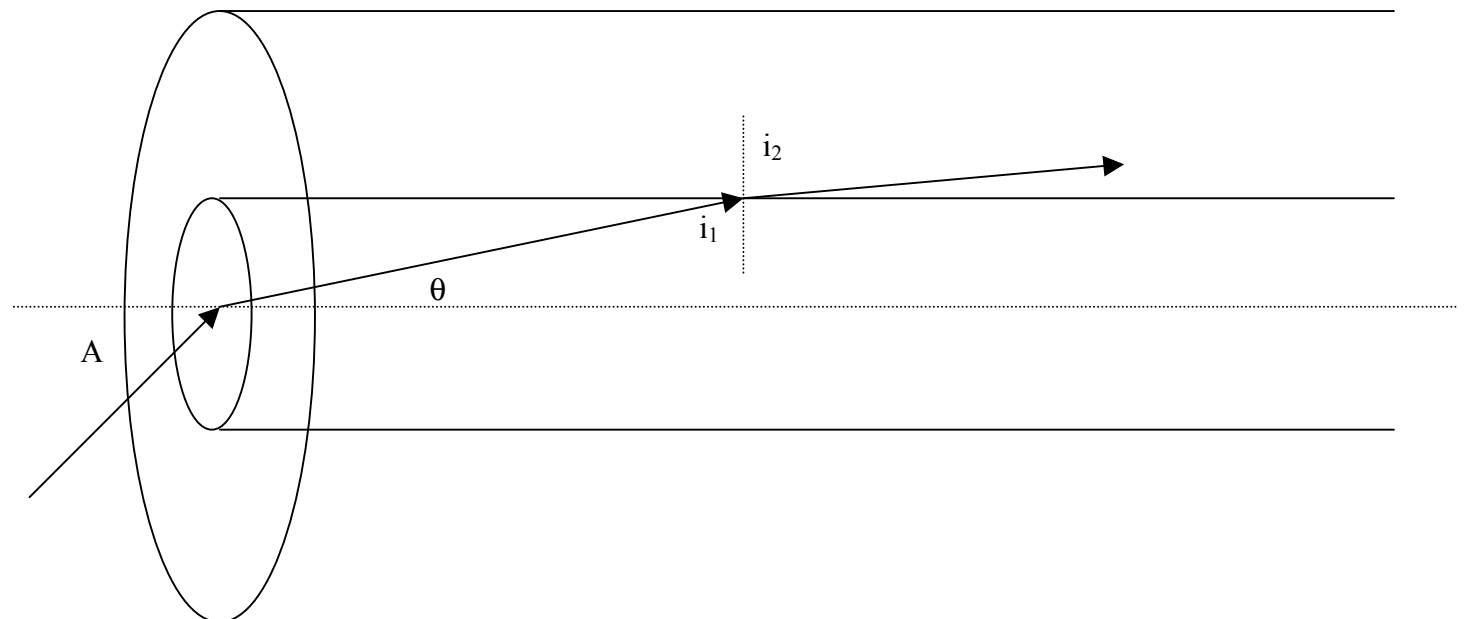


Figure 8 : Fibre optique à saut d'indice

A l'intérieur de la fibre optique, cylindre d'axe Oz, le rayon est guidé si l'angle θ qu'il fait avec Oz reste inférieur à θ_c , angle de réfraction limite déduit des lois de Descartes :

$$n_1 \cdot \cos \theta_c = n_1 \cdot \sin i_1 = n_2 \sin i_2 \quad (\theta \text{ et } i_1 \text{ complémentaires}) \text{ et } i_2 \text{ limite } (= 90^\circ)$$

$$\Rightarrow n_1 \cos \theta_c = n_2, \text{ en général } \theta_c \text{ est petit, } \cos \theta_c \text{ peut être approximé par } 1 - \theta_c^2/2$$

$$\text{On peut écrire : } n_1^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_c = n_2^2 \Rightarrow n_1 \sin \theta_c = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \sqrt{(n_1 - n_2 + n_2)^2 - n_2^2}$$

$$\approx \sqrt{2(n_1 - n_2)} = n_1 \sqrt{2(n_1 - n_2)/n_1} = \sqrt{2 \Delta} \text{ avec } \Delta \text{ (écart relatif)} = (n_1 - n_2)/n_1$$

Le rayon est réfracté si $\theta > \theta_c$, sinon, il est guidé par réflexion totale à l'interface cœur-gaine. Ceci reste vrai si la fibre n'est pas rectiligne, à condition que la courbure ne soit pas trop forte. C'est ce qui permet d'envisager la transmission à grande distance avec peu de pertes et sans fuite de l'information transmise vers l'extérieur.

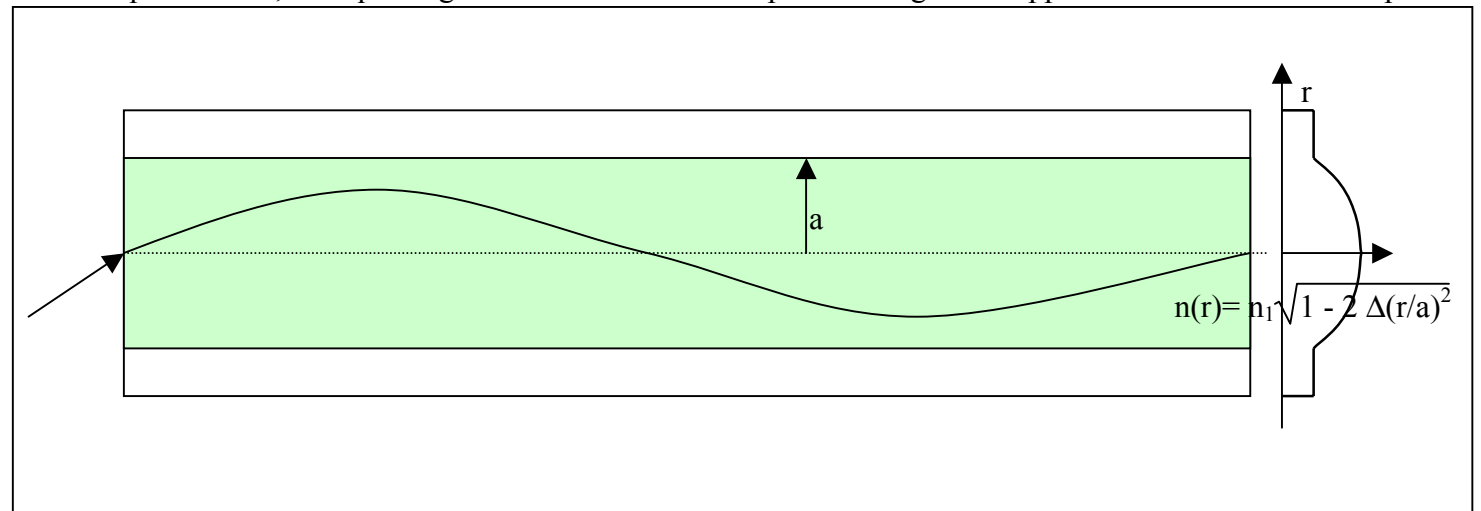
Pour que cette condition soit respectée, l'angle d'incidence maximal à l'entrée de la fibre, c'est-à-dire l'ouverture du cône d'acceptance A , est donné par l'ouverture numérique (ON) :

$ON = \sin A = n_1 \sin \theta$ (Loi de Descartes à l'interface air-cœur)

Avec les diamètres de cœur ($2a$) et de gaine ($2b$), l'ouverture numérique est le paramètre le plus important d'une fibre optique. Une forte ouverture numérique permet de coupler une grande quantité de lumière, même à partir d'une source assez divergente telle qu'une diode électroluminescente (DEL). Par contre, elle va entraîner un étalement dans le temps des impulsions transmises, car il existe de fortes différences dans la longueur du chemin optique, donc dans le temps de propagation, des différents rayons guidés (effet de dispersion intermodale). Ces fibres conviennent bien aux applications optiques et aux transmissions à courte distance. Il en existe un grand nombre de types, qui diffèrent par leurs matériaux et leurs paramètres (voir tableau 8.1).

7. Propagation dans les fibres optiques multimodes à gradient d'indice

Elles ont été spécialement conçues pour les télécommunications, afin de minimiser cet effet de dispersion intermodale sans trop réduire l'ouverture numérique, donc la puissance couplée. Dans ces fibres, l'indice du cœur diminue suivant une loi d'allure parabolique depuis l'axe jusqu'à l'interface cœur-gaine (figure 9). De la sorte, les rayons suivent une trajectoire d'allure sinusoïdale, et ceux ayant le trajet le plus long passent par des milieux d'indice plus faible, ce qui augmente leur vitesse et permet d'égaliser approximativement les temps de



propagation.

Figure 9 : Fibre optique à gradient d'indice

On définit à nouveau l'ouverture numérique comme pour les fibres à saut d'indice. Cependant, n_1 n'est l'indice du cœur que sur l'axe ; l'ouverture numérique décroissant lorsqu'on s'en éloigne, on couple, à conditions égales, environ 2 fois moins de puissance que dans une fibre à saut d'indice. Dans la formule ci-dessus, Δ désigne la différence relative d'indice maximale.

Cette différence est de l'ordre de 0,01 (ce qui donne $ON = 0,2$). Plusieurs standards ont été normalisés pour des applications en télécommunications moyenne distance, informatique et vidéo- communications (voir tableau).

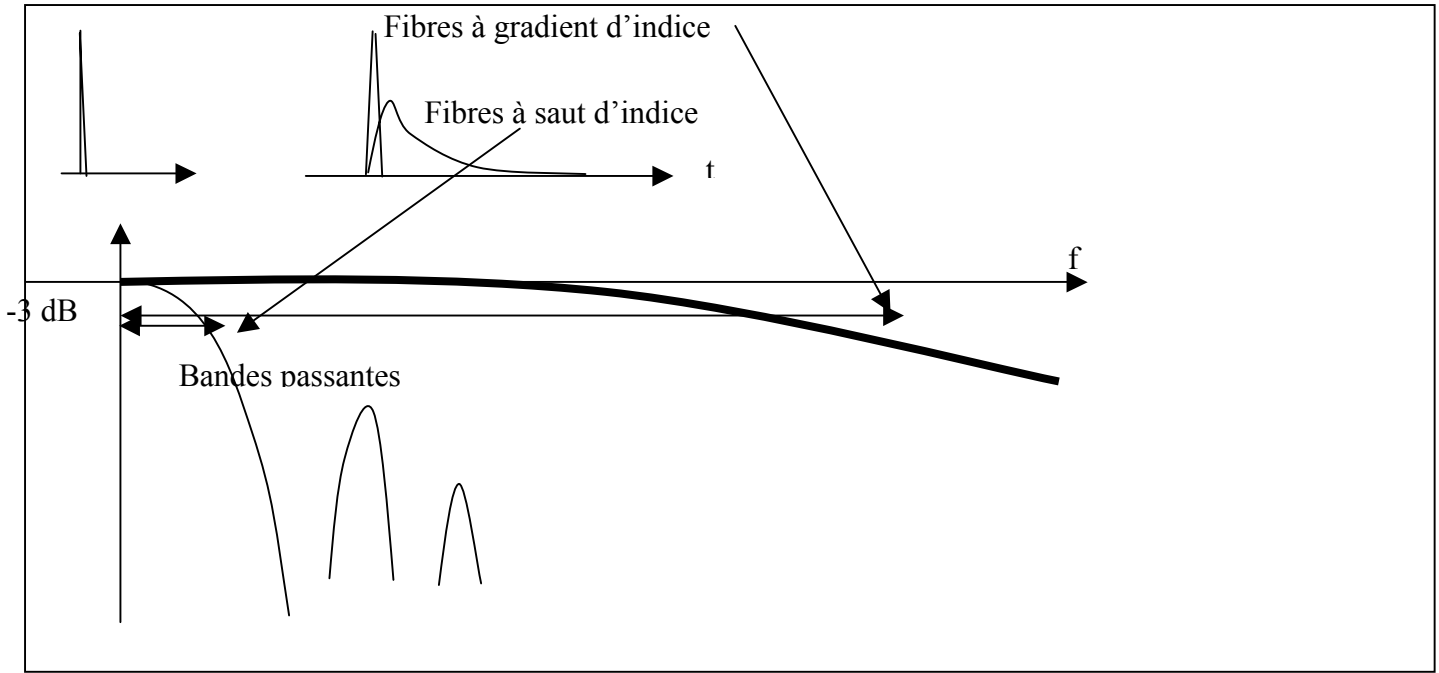
7.1. Bande passante des fibres multimodes

Les différences de temps de propagation entraînent un étalement des impulsions émises dans la fibre. Cette dispersion intermodale crée un élargissement d'impulsion $\Delta\tau_m$ qui augmente avec la distance parcourue. Il s'y ajoute un effet de dispersion chromatique $\Delta\tau_c$ due à la variation du temps de propagation avec la longueur d'onde de la source et proportionnelle, au premier ordre, à sa largeur spectrale $\Delta\lambda$. La réponse impulsionnelle globale résulte de la combinaison quadratique des deux phénomènes, qui agissent comme deux distributions indépendantes:

$$\Delta\tau = \sqrt{\Delta\tau_m^2 + \Delta\tau_c^2} \quad \text{largeur à mi-hauteur de l'impulsion reçue.}$$

Elle est beaucoup plus faible pour les fibres à gradient d'indice que pour les fibres à saut d'indice (figure 10).

Figure 10. Réponses impulsionnelle et fréquentielle des fibres multimodes



En télécommunications, on utilise souvent la bande passante BP évaluée sur la réponse fréquentielle, transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle (figure 10). C'est la fréquence à laquelle l'amplitude de modulation du signal reçu, $H(f)$, est divisée par $\sqrt{2}$ (par rapport à $H(0)$ qui représente l'atténuation) à cause de la dispersion intermodale ; cette mesure se fait en utilisant une source laser pour s'affranchir de la dispersion chromatique. La relation entre bande passante et élargissement d'impulsion dépend de la forme exacte de l'impulsion, mais on admet la relation approchée :

$$BP = 1 / (2 \Delta \tau_{im})$$

Si l'élargissement d'impulsion peut être considéré comme proportionnel à la longueur de la fibre L , la bande passante lui est inversement proportionnelle et le produit longueur \times bande passante est constant. Ce terme, exprimé en MHz.km, est une caractéristique essentielle des fibres multimodes. Il va de quelques MHz.km pour les fibres à saut d'indice à plusieurs centaines de MHz.km pour les fibres à gradient d'indice.

Sur grandes distances, on observe souvent, à cause d'un phénomène complexe de couplage de modes, une bande passante plus grande que celle prévue par cette relation, mais qui dépend des conditions d'utilisation (présence de raccordements et de courbures). On admet alors, au lieu de la loi en L^{-1} , une loi en L^{-y} , où l'exposant y est légèrement inférieur à 1 mais ne peut être connu qu'expérimentalement.

7.2. Calcul des modes dans une fibre optique

Le calcul des champs électromagnétiques dans une fibre optique nécessite de résoudre l'équation de propagation, déduite des équations de Maxwell :

$$\Delta E (\text{Laplacien}(E)) = \mu_0 \epsilon_0 n^2 \partial^2 E / \partial t^2 \text{ soit, pour une onde sinusoïdale de pulsation } \omega :$$

$$\Delta E = \mu_0 \epsilon_0 n^2 \omega^2 E$$

E désigne l'amplitude complexe du champ. Exacte en milieu homogène, cette équation reste valable dans un milieu dont l'indice n varie lentement sur une longueur égale à la longueur d'onde. On introduit généralement le nombre d'onde (dans le vide) : $k_0 = 2\pi/\lambda_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$

La fibre optique étant un guide d'onde diélectrique circulaire, on résout cette équation en développant le Laplacien ΔE en coordonnées cylindriques (r, ψ, z) . Compte tenu des conditions aux limites et en particulier de la continuité des champs à l'interface cœur-gaine, il existe un nombre fini de solutions : les modes de propagation.

Chaque mode est ainsi caractérisé par :

- sa constante de propagation longitudinale β , comprise entre $k_0 n_1$ et $k_0 n_2$. On définit aussi $n_e =$ indice effectif $= \beta/k_0$, ou encore la vitesse de phase pour ce mode $= \omega/\beta$: en effet un déplacement $\Delta z =$ vitesse $\Delta t = \omega/\beta \Delta t$ ne change pas l'angle (la phase) du cos dans l'expression qui donne l'amplitude du champ $E(x,y) \cdot \cos(\omega t - \beta z) = E(x,y) \cdot \cos(\omega(t + \Delta t) - \beta(z + \Delta z))$ si $\Delta z = \omega/\beta \Delta t$

En approximation géométrique, on peut écrire: $\beta = k_0 n(r) \cos \theta$;

- la répartition transversale du champ $E(r)$ qui obéit à des fonctions de Bessel J_v dans le cœur et de Bessel modifiées K_v dans la gaine (c'est là un champ évanescents d'allure exponentielle décroissante).
 - L'ordre azimutal v , nombre entier sans dimension ; le champ subit un déphasage de $2\pi v$ lorsqu'on fait un tour autour de l'axe de la fibre (condition nécessaire pour définir un mode, qui doit être une onde stationnaire sur une section droite). Si $v = 0$, on a affaire à un mode transverse TE_{0m} ou TM_{0m} (suivant sa polarisation) : géométriquement il s'agit d'un rayon méridien (restant dans un plan contenant l'axe de la fibre). Si v n'est pas nul, le mode est dit hybride HE_{vm} ou EH_{vm} (dont l'axe de propagation tourne hélicoïdalement autour de celui de la fibre). Dans les deux cas, m , ordre radial du mode, est le rang de la solution.
 - Vitesse de groupe : A moins de transmettre une sinusoïde infinie ou constante, ce qui ne présente aucun intérêt pour transmettre des informations, le signal lumineux n'est pas infiniment étroit spectralement : il correspond à un « paquet de fréquences » ou de longueurs d'ondes. Cette vitesse de groupe est la vitesse de transmission de l'information et correspond à la vitesse de déplacement de l'enveloppe du signal.

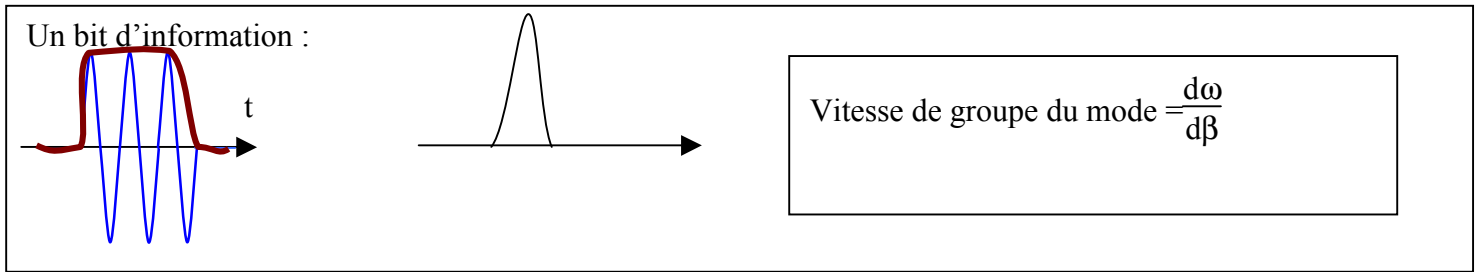


Figure 11 : Vitesse de groupe

Le nombre de modes ne dépend que d'une constante V , la fréquence réduite pour les fibres de rayon a :

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

Cette grandeur permet de calculer la longueur d'onde ou la fréquence de coupure de chaque mode, c'est-à-dire la longueur au dessus de laquelle ou la fréquence en dessous de laquelle il n'est plus guidé.

Une propriété essentielle des guides d'ondes diélectriques circulaires est que le mode HE_n a une fréquence de coupure nulle : il est (en théorie) guidé quelle que soit la longueur d'onde. Lorsque v est grand, le nombre de modes vaut approximativement :

$V^2/2$ pour les fibres à saut d'indice, et

$V^2/4$ pour les fibres à gradient d'indice.

8. Fibres unimodales

Lorsque le diamètre de cœur est petit (moins de $10 \mu m$) et la différence d'indice faible (moins de 0,5 %) il est possible de sélectionner un seul mode qui se propage au voisinage de l'axe. La condition de propagation monomode s'écrit :

$$V < 2,4$$

Le mode est le premier zéro de $J_0(v)$. La condition correspond à la coupure des modes suivants : TE_{01} et TM_{01} .

La fibre n'est monomode qu'au-delà d'une longueur d'onde, dite longueur d'onde de coupure. Le phénomène de diffraction n'est plus négligeable, ce qui se traduit par une répartition quasiment gaussienne du champ qui s'étale fortement dans la gaine optique, et par une certaine divergence en sortie (figure 12).

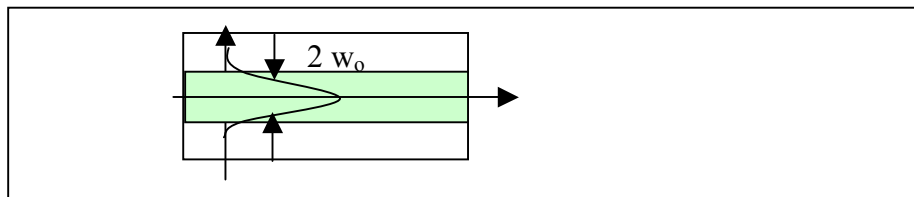


Figure 12. Fibre optique monomode
Le paramètre $2 w_0$ de l'approximation gaussienne est appelé diamètre du mode et est une caractéristique importante des fibres monomodes. Il

augmente très rapidement avec la longueur d'onde, ce qui rend la transmission de plus en plus sensible aux déformations.

L'avantage principal de ce type de fibre est sa très grande bande passante, permettant les transmissions à très grande distance, puisqu'il n'y a plus de dispersion intermodale. Elles ont aussi des applications en instrumentation car elles conservent la cohérence de la lumière et, pour certains types de fibres, sa polarisation.

8.1. Dispersion chromatique

L'élargissement d'impulsion dans la fibre monomode n'est cependant pas nul, car il subsiste la dispersion chromatique, qui crée un élargissement $\Delta\tau_c$ au bout d'une longueur L de fibre :

$\Delta\tau_c = D_c L \Delta\lambda$, avec $\Delta\lambda$ largeur spectrale de la source. D_c coefficient de dispersion chromatique, dépend des paramètres de la fibre et de la longueur d'onde. On peut le calculer par :

$D_c = \frac{d\tau}{d\lambda}$ qui s'exprime en ps/nm/km et se décompose en :

$$D_c = D_M + D_G.$$

Le premier terme est la dispersion matériau (due à la variation de son indice avec λ) et s'annule au voisinage de 1,3 μm , ce qui est l'intérêt de cette longueur d'onde. Le second terme, faible et toujours négatif, est la dispersion guide : il augmente si on accroît la différence d'indice et si on réduit le diamètre du cœur. Sa valeur est

$$\text{approximativement } D_c = \frac{n_1 - n_2}{c \lambda} \frac{2}{V^2} \text{ pour } 1,7 < V < 2,4'$$

En modifiant la structure de la fibre on peut ainsi annuler la dispersion à 1,55 μm , où se trouve le minimum d'atténuation des fibres de silice (fibres à dispersion décalée, figure 13).

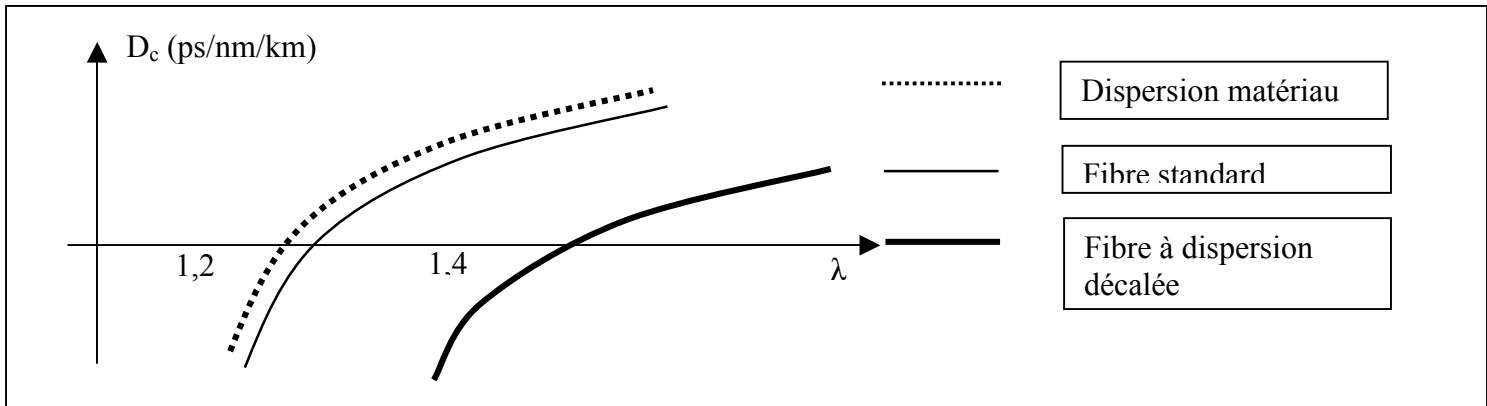


Figure 13 : Dispersion chromatique

Du point de vue de l'atténuation, cette solution n'est pas toujours optimale et on préfère utiliser des diodes laser monochromatiques de type DFB (voir § 8.3), de sorte que $\Delta\lambda \rightarrow 0$. Cependant, pour les liaisons très longues et à très haut débit, notamment à amplification optique, il est nécessaire d'utiliser à la fois des diodes laser monochromatiques et des fibres à faible dispersion.

8.2. Atténuation intrinsèque des fibres optiques

Elle provient de phénomènes physiques d'absorption et de diffusion dans le matériau de guidage, et se traduit par un terme d'atténuation linéique α , en dB/km, ce qui signifie que la puissance transmise à une distance L est donnée par (formule liée à la définition du Décibel = $N_{dB} = 10 \log_{10}(P(L)/P_0)$):

$P(L) = P_0 10^{-\alpha L/10}$ P_0 est la puissance couplée à l'entrée de la fibre (terme d'ailleurs délicat à mesurer correctement).

Cette atténuation α dépend du matériau et de la longueur d'onde λ . Pour les fibres de silice, la courbe $\alpha(\lambda)$ fait apparaître trois phénomènes (figure 14) :

- la diffusion Rayleigh, due à l'interaction de la lumière avec le matériau, qui la diffuse de façon relativement isotrope. Elle diminue rapidement quand la longueur d'onde augmente, suivant une loi en λ^{-4} . C'est ce qui incite à utiliser les fibres de silice dans l'infrarouge. Ce phénomène est utilement exploité dans les mesures en rétrodiffusion ;
- l'absorption par le matériau qui intervient dans l'infrarouge ; ce qui limite le domaine de transparence à environ 0,8 μm dans le plastique (qui ne transmet que la lumière visible), 1,7 μm dans la silice, mais près de 5 μm pour les verres fluorés qui trouvent ainsi une application en instrumentation;

- les pics d'absorption sélective par diverses impuretés, le plus gênant étant du aux liaisons OH à 1,39 μm ; pour le faire disparaître il faut que la silice ait une teneur en eau extrêmement faible (inférieure à 10^{-7}).

Matériaux	plastique	Silice(cœur)/silicone-gaine)	Silice (cœur dopé Germanium)Saut d'indice	Silice (cœur dopé Germanium)Gradient d'indice	Silice (cœur dopé Germanium) Monomode	Verres fluorés
Diamètre cœur/gaine (µm)	980/1000	200/380	100/140	50/125	7-9/125	
Atténuation (dB/km)	200	5-10	2-5	3 à 0,85 0,9 à 1.3 µm	0.5 à 1.3	1 à 2.5µm, théor. < 0,01
λ utilisés (µm)	0,45-0,70	0.7-1	0.8-1.6	0.8-1.6	0.2 à 1.55	0.7-2
Ouverture numérique	0.5	0.4	0.3	0.2		
Bande passante (MHz km)	10	20	50	500		
résistance mécanique Coût des systèmes	souple mais déformable faible	limitée moyen	bonne si protégée assez élevé		assez faible	assez élevé très cher
Mise en œuvre	très facile	délicate	relativement facile	Gradient d'indice		très délicate
Applications	éclairage, visualisation, transmission courte	transport d'énergie	transmission courte distance	Télécom moyenne distance, réseaux informatiques	télécom longue distance	instrumentation infra-rouge

Tableau : Principaux types de fibres optiques

8.3. Fenêtres de transmission

Compte tenu de l'atténuation et de la dispersion des fibres et des caractéristiques des composants optoélectroniques, on définit trois fenêtres de transmission :

- la première fenêtre, de 0,8 à 0,9 µm, n'est pas un minimum d'atténuation ni de dispersion, mais un optimum d'utilisation des matériaux les plus économiques (et cependant performants) : silicium pour les détecteurs, GaAs pour les émetteurs ; cette fenêtre permet des liaisons peu coûteuses à courtes distances ou en réseau local ;
- la deuxième fenêtre, autour de 1,3 µm est un minimum relatif d'atténuation (vers 0,5 (dB/km) et le minimum de dispersion chromatique qui est couramment utilisée en transmission à grande distance, mais à cause de leurs matériaux (essentiellement GaInAsP), les composants sont plus chers ;
- la troisième fenêtre, vers 1,55 µm, correspond au minimum absolu d'atténuation (moins de 0,2 dB/km) mais demande des composants beaucoup plus coûteux, à cause du problème de la dispersion chromatique. D'utilisation plus récente, elle est surtout utilisée en liaisons sous-marines avec des portées de 150 à 200 km et permet des débits de plusieurs Gbit/s. C'est surtout dans cette fenêtre que l'on pratique l'amplification optique, d'où le choix de l'erbium comme dopant : il possède en effet une raie d'émission à 1,54 µm.

Ces fenêtres concernent les fibres de silice, les plus utilisées en transmissions. On pourrait y ajouter une fenêtre à 0,67 µm (rouge) utilisée par les fibres plastiques pour les liaisons à très courtes distances (moins de 100 m) dont l'intérêt essentiel est alors la sécurité électrique et électromagnétique. La fenêtre des fibres en verres fluorés, vers 2,5 µm, est surtout exploitée en instrumentation infrarouge.

9. Interface optique d'émission

Son rôle est de convertir le signal électrique en signal optique, par l'intermédiaire d'une diode émettrice à semi-conducteurs. Ces composants peuvent en effet être modulés à des fréquences élevées sous des tensions faibles.

9.1. Notions d'optoélectronique

Dans les semi-conducteurs directs, la recombinaison d'une paire électron-trou est radiative, c'est-à-dire que son énergie, voisine de E_g (largeur de bande interdite (ou gap)), est transférée à un photon de même énergie $h\nu$. C'est l'électroluminescence. On a donc émission d'une lumière relativement monochromatique. Une structure de diode permet de créer un grand nombre de recombinaisons de porteurs minoritaires injectés à travers la jonction, et donc une émission d'un grand nombre de photons.

Réciproquement, un photon absorbé par un semi-conducteur (même indirect) peut créer une paire électron-trou, à condition que $h\nu$ soit supérieur à E_g . C'est la photodétection, qui a diverses applications (cellules photovoltaïques, capteurs d'images, photoresistances...) et qui fait qu'un matériau reabsorbe sa propre émission.

Les matériaux émetteurs employés sont des semi-conducteurs III-V dont beaucoup sont directs ; leur longueur d'onde d'émission est donnée ci-dessous par leur composition :

GaP dans le vert ($\lambda = 565$ nm) ;

GaAs_xPI-X du jaune au rouge, suivant la valeur de x ;

GaAs dans la première fenêtre infrarouge (900 nm) ;

GaAl_xAs_{1-x} entre 700 et 900 nm en fonction (décroissante) de x ;

Ga_{1-x}In_xAs_yP_{1-y} dans la deuxième ou la troisième fenêtre (1 200 à 1600 nm en fonction croissante de x et y) ;

Ga_{1-x}In_xAs_ySb_{1-y} à $\lambda_s = 2,5$ μ m (pour les fibres en verres fluorés).

Ces matériaux sont aussi employés en détection, ainsi que le silicium et le germanium.

Afin d'obtenir un bon rendement, on utilise, dans les composants destinés aux télécommunications optiques (sur fibre ou par liaison infrarouge directe), des structures à hétérojonctions : la couche active très mince (moins d'un micron), est entourée de couches de confinement de gap plus élevé, ce qui fait que les recombinaisons (donc l'émission) et l'absorption sont confinées dans la couche active. Les couches de confinement sont transparentes aux photons émis. La réalisation d'une hétérojonction nécessite un accord de maille entre les différentes couches et le substrat (qui est, suivant le cas, du GaAs ou de l'InP)

9.2. Diode électroluminescente (DEL)

C'est le composant le plus simple, qui réalise directement l'émission de photons par recombinaison des porteurs dans une hétérojonction polarisée en direct (figure 14).

La puissance lumineuse émise est alors pratiquement proportionnelle au courant injecté, avec un rendement externe médiocre ; en particulier, seule une faible partie peut être couplée dans une fibre optique à cause de la forte divergence. Le spectre, typique de l'émission spontanée, est continu et assez large (d'où forte sensibilité à la dispersion chromatique). Les principales caractéristiques sont rassemblées dans le tableau 8.2.

Ce composant de performances limitées (notamment en rapidité) est cependant intéressant et très utilisé grâce à son faible coût, son bruit très bas, et son excellente fiabilité.

Figure 14. Diodes électroluminescentes

Dans la structure représentée, une encoche pratiquée à la surface du composant a pour but d'améliorer le couplage dans une fibre optique, soit directement, soit par l'intermédiaire d'une lentille.

9.3. Diodes laser

Leur structure est beaucoup plus complexe (figure 15). D'une part, la lumière γ est guidée dans la couche active, celle-ci ayant un indice de réfraction supérieur à celui des couches de confinement. La lumière sort par conséquent aux deux extrémités du guide. Cette structure est d'ailleurs utilisée dans les DEL à émission par la tranche, de rapidité et de rendement meilleurs que les DEL classiques, mais fonctionnant sur le même principe. Au contraire, la diode laser doit en plus remplir les deux fonctions de l'oscillateur optique qu'est tout laser :

- **amplification** de la lumière par émission stimulée (un photon interagissant avec un atome excité crée un 2e photon identique). Ceci nécessite une inversion de population obtenue par injection d'une densité de courant très élevée à travers la jonction (de l'ordre du kA/cm²).

L'amplification se produit donc lorsque le courant dépasse une valeur de seuil notée I_{th} qui vaut de 10 à 200 mA suivant la structure du composant. La lumière amplifiée provient de l'émission spontanée du laser, non nulle

lorsqu'on est en dessous du seuil ; ce peut être une lumière incidente externe (utilisation en amplificateur de lumière, peu utilisée car entachée de bruit).

- **résonance** permettant de sélectionner la ou les fréquences amplifiées. La structure classique (figure 8.9a) utilise une « cavité » (à l'état solide) de type Fabry-Pérot, constituée du guide et de la réflexion partielle (environ 30, à cause de la forte différence d'indice avec l'air) sur les faces clivées à ses extrémités. La résonance se produit lorsque la longueur du guide, L , est un multiple entier de la demi-longueur d'onde (soit $\lambda/2n$ dans le matériau d'indice n), ce qui sélectionne les modes longitudinaux de longueur d'onde :

$$\lambda p = 2Ln/p \text{ — avec } p \text{ entier.}$$

En général, plusieurs longueurs d'onde susceptibles d'être amplifiées vérifient cette relation, et le spectre du laser contient plusieurs raies (voir tableau) ; ce spectre est dit multimode longitudinal. Bien que plus faible que pour une DEL, la largeur spectrale n'est pas nulle, ce qui est acceptable à $1,3 \mu\text{m}$ mais pas à $1,55 \mu\text{m}$, à cause de la dispersion chromatique.

Aussi utilise-t-on dans ce cas une structure « à contre-réaction distribuée » (DFB, Distributed Feed Back, figure 15) en intégrant le long du guide un réseau de diffraction de Bragg de pas A , perturbation périodique qui va entraîner une réflexion « distribuée » de la longueur d'onde vérifiant $\lambda = 2\Delta n$, le spectre est alors monomode.

Figure 15. Structures de diodes laser

Les différentes structures se distinguent également par la façon dont est réalisé le guidage latéral de la lumière :

- actif ou « par le gain », c'est-à-dire que c'est le passage du courant dans la zone où va être créée et amplifiée la lumière, qui est confiné latéralement par un ruban conducteur (c'est le cas dans la figure 8.9a) ce composant assez économique a des performances médiocres : fort courant de seuil, bruit, rayonnement astigmatique... (voir tableau),

- passif ou « par l'indice », en créant dans le composant un guide intégré (ruban enterré) limité latéralement par des matériaux d'indice plus S. La zone émissive est beaucoup plus étroite que précédemment d'où un faible courant de seuil et un rayonnement symétrique. Ce composant est beaucoup plus cher, surtout s'il est associé à un DFB (figure 8.9b, mais il existe aussi des lasers de type Fabry-Pérot à guidage par l'indice).

```

public double [] allModes(){
if ((appl.verbose>>appl.REPORT & 1)==1)
System.out.print("\n"+(te?"TE":"TM")+ " modes for guide
width\t"+this.w+"\tlambda=\t"+this.lambda);
double k0=2.*Math.PI/lambda; int nbModes;
Vector bb = new Vector(); //array for normalized effective indexes => copied to ne[]
double ae = (ns * ns - nc * nc) / (ng * ng - ns * ns); // index substrate ns, cover nc, guide ng
double am = (ng/nc); am *=am; am *= am;// ng/nc to pow 4
am *= ae ;
V = k0*w*Math.sqrt(ng*ng-ns*ns);// normalized frequency, w is guide width
int m=0;double u=1-epsilon;double ng2mns2=ng*ng-ns*ns;
double f = te?TEfct(m,u,ae):TMfct(m,u,am);
while (true) {int iter=0;
double delta = 1e-3;double oldU; double oldF;
while ((Math.abs(delta) > epsilon) && (iter < 99))
{ iter++;
oldU = u; u -= delta;
if (u<=0) u = epsilon;
if (u>=1) u = 1-epsilon;
oldF = f;f = te?TEfct(m,u,ae):TMfct(m,u,am);
delta = f/(oldF-f)*(oldU - u);
}
if (u==epsilon) {nbModes = m;break;}
double ne_ = Math.sqrt(ng2mns2*u +ns*ns);
bb.insertElementAt((Object)new Double(ne_), m);m++;
} //wend next index to compute
ne = new double[nbModes];
for (int i=0; i< nbModes;i++)
{ne[i]= ((Double)bb.elementAt(i)).doubleValue();}
return(ne);
}
public double TEfct(int m, double u, double ae){ //u : normalized guide index (b)
return(V * Math.sqrt(1 - u)-(m + 1)* Math.PI
+ Math.atan(Math.sqrt((1-u)/u))
+ Math.atan(Math.sqrt((1-u)/(u+ae))));
}
public double TMfct(int m, double u, double am) {
double qs = 1;
int iter = 0; double oldQs =qs+qs/10.;
while ((Math.abs(qs - oldQs) > epsilon) && (iter<99)) {
double ne = Math.sqrt(ns*ns+u*ns*ns*qs*qs/ng/ng*(ng*ng-ns*ns));
oldQs = qs;iter++;
qs = (ne / ng) * (ne / ng) + (ne / ns) * (ne / ns) - 1;
}
if ((appl.verbose>>appl.TM_ITER & 1)==1) appl.say("\n*iter:"+iter+"\t"+qs+"\t"+Math.sqrt(qs) * ns /
ng);
double d = (1 - ns * ns / ng /ng) * (1-nc*nc/ng/ng);
double s = V * Math.sqrt(qs) * ng/ns *Math.sqrt(1 -u) - (m+ 1)*Math.PI;
s += Math.atan(Math.sqrt((1 -u) /u));
s += Math.atan(Math.sqrt((1 - u) / (u+ am* (1 -u * d))));
return(s);
}
// coefficients for mode profiles
for (int k=0;k<ne.length;k++)
{kx[k]=twoPI/lambda*Math.sqrt(ng*ng-ne[k]*ne[k]);
mxc[k] = twoPI/lambda*Math.sqrt(ne[k]*ne[k]-nc*nc);// decay coeff
mxs[k] = twoPI/lambda*Math.sqrt(ne[k]*ne[k]-ns*ns);
psi[k] = kx[k]*w/2-Math.atan(mxc[k]/kx[k]);
while (psi[k]>=twoPI) psi[k]-=twoPI;
}
// mode profile
public double[] modeProfile(int k, double xmin, double step, int n) {
// xmin est donné par rapport au centre du profil
double cphi=Math.cos(-kx[k]*w/2+psi[k]); double ctmphi=Math.cos(kx[k]*w/2+psi[k]);
double yy[]=new double[n+1]; double x = xmin;
for (int i=0; i<=n; i++)
{ if (x<-w/2) yy[i]=cphi*Math.exp(mxs[k]*(x+w/2));
else if (x>w/2) yy[i]=ctmphi*Math.exp(mxc[k]*(w/2-x));
else yy[i] = Math.cos(kx[k]*x+psi[k]);//central shape
x +=step ;
}
return(yy);
}
}

```