

Fibres optiques microstructurées : comment expliquer leurs propriétés linéaires?

survol des méthodes numériques et principales propriétés physiques

Gilles Renversez

Institut Fresnel (UMR CNRS 6133) & Université d'Aix-Marseille
gilles.renversez@fresnel.fr

Doctorants: B. Kuhlmei, P. Boyer, F. Drouart

Post-doctorants: I. Vasilief, L. Provino, M. Szpulak

Collègues: D. Maystre, R.C. Mc Phedran, A. Nicolet, L. Botten, E. Popov, J. Troles, L. Brilland, F. Smektala, F. Désévéday, D. Pagnoux, G. Mélin, C. Geuzaine

Institut Carnot de Bourgogne, UMR CNRS 5209, Dijon, 16/10/2009



1 Introduction

2 Les principales applications des fibres optiques microstructurées

3 Guidage dans les fibres microstructurées ou non

4 Des méthodes numériques pour étudier les FOM

5 Principales propriétés des FOM à cœur plein et à inclusions de bas indice

6 Principales propriétés des FOM à cœur creux et à inclusions de bas indice

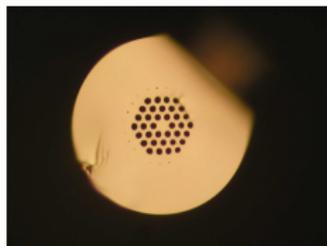
7 Principales propriétés des FOM à cœur plein et à inclusions de haut indice

8 Conclusion

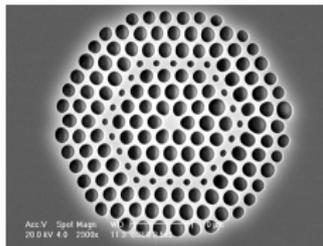
Introduction

Tentative de définition

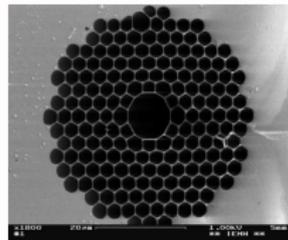
- Une **fibre optique microstructurée** est une fibre formée d'un ensemble d'inclusions de forme ou d'indice variés, disposé au sein d'une matrice.
- Ceux sont ces inclusions qui assurent le confinement du champ électromagnétique.



à cœur plein en verre de chalcogénure (LVC, Université de Rennes/Perfos)



à cœur plein en silice (X-lim, Université de Limoges)



à cœur creux en silice (Phlam/IRCICA, Université de Lille I)

Figure: Exemples de fibres optiques microstructurées (FOM)

Les FOM disposent d'au moins 2 avantages:

- l'espace des paramètres géométriques est immense
- les contrastes d'indice possibles varient de moins de 1% à 200%

Introduction

Bref historique

- L'idée de construire une fibre microstructurée a été proposée en 1991 par P.St. Russell.
- Le premier article décrivant la **réalisation d'une fibre microstructurée** date de **1996** (Université de Bath, RU, équipe de P.St. Russell et J.C. Knight)
- La première **fibre microstructurée à cœur creux** a été décrite en **1998**.
- La première propagation dans un **cœur creux de fibre microstructurée** a été publiée en **1999**.
- La première fibre microstructurée de type Bragg a été décrite en 2000 (X-lim/université de Limoges).
- Le premier article décrivant la réalisation d'une fibre microstructurée en verre de chalcogénure date de 2000 (Université de Southampton)
- Le premier article décrivant la **réalisation d'une fibre microstructurée guidante et régulière en verre de chalcogénure** date de 2006 (LVC/Université de Rennes et PERFOS)

Introduction

Les principales techniques de fabrication

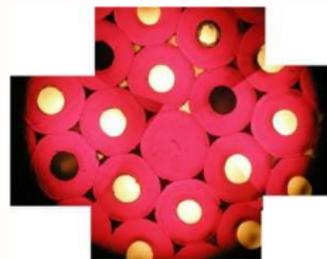
- Empilement et étirage "stack-and-draw" de capillaires et de cylindres (la plus répandue)
- Extrusion (pas pour la silice mais pour des verres de haut indice ou les polymères)
- Perçage
- Croissance sol/gel (pour des fibres de Bragg, structures concentriques)



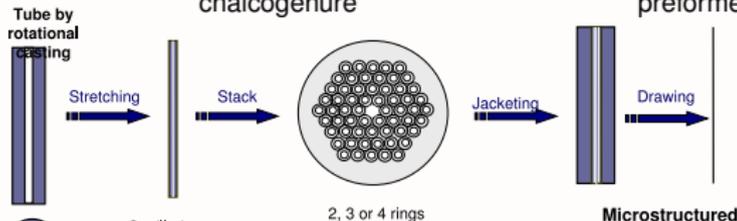
capillaire obtenu par centrifuga-
tion



préforme d'une FOM en
chalcogénure



coupe transverse d'une
préforme



Introduction

Quelques ordres de grandeurs pour les pertes mesurées dans des fibres en silice

- Pour les fibres conventionnelles (à saut d'indice):
 - ▶ début des années 60: fabrication de fibre en silice avec des pertes de 1000 dB/km
 - ▶ \simeq 1970: fabrication de fibre monomode à $1.55 \mu\text{m}$ avec des pertes de 20 dB/km
 - ▶ 1979: niveau de pertes descendu à 0.2 dB/km à $1.55 \mu\text{m}$
- Pour les fibres microstructurées:
 - ▶ 2002: niveau de pertes descendu à 13 dB/km à $1.55 \mu\text{m}$ pour une fibre à cœur creux
 - ▶ 2004: niveau de pertes descendu à 1.1 dB/km à $1.55 \mu\text{m}$ pour une fibre à cœur creux
 - ▶ 2005: niveau de pertes descendu à 20 dB/km vers $1.5 \mu\text{m}$ pour une fibre à BIP à cœur plein

Les principales applications des fibres optiques microstructurées

- génération de supercontinuum
- transport de faisceaux de puissance
- fibre pour les bandes 3-5 μm et 8-12 μm
- contrôle de la dispersion chromatique
- support pour des lasers fibrés
- capteurs
- support pour l'optique nonlinéaire dans les gaz (cœur creux)
- filtrage spatial de faisceaux (projet DARWIN)
- guidage de particules (cœur creux)

Guidage dans les fibres microstructurées ou non

Guidage dans une fibre conventionnelle

- Une structure invariante par translation est une excellente approximation d'une fibre: $\lambda \sim 1\mu\text{m}$ et $L \gtrsim 1\text{m}$.
- On cherche des solutions pour les champs électromagnétiques, les modes, sous la forme: $\mathbf{V}(r, \theta) \exp(-i(\omega t - \beta z))$.
- On résout les équations de Maxwell.
- On résout **le problème homogène** (sans champs incident).

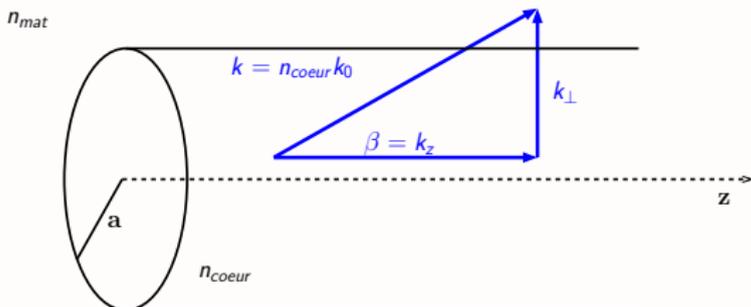


Figure: Fibre à saut d'indice et décomposition du vecteur d'onde en partie transverse et longitudinale. On a $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{vide}}}$.

La constante de propagation β est le paramètre clef des modes.

indice effectif $n_{\text{eff}} \equiv \beta/k_0$

Guidage dans les fibres microstructurées ou non

Différences entre les deux types de fibres

Sans pertes matériaux *i.e.* $\Im m(n_{mat}) = 0$

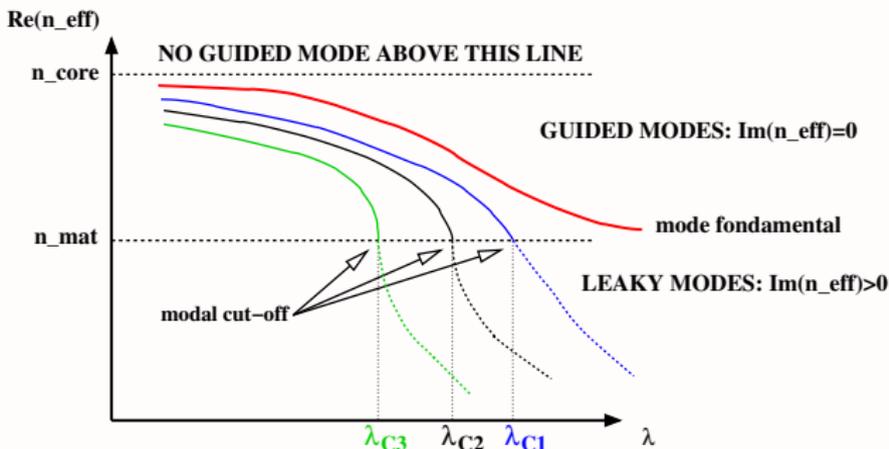


Figure: Schéma des courbes de dispersion $\Re(n_{eff})$ des premiers modes

- Les modes existent après la longueur d'onde de coupure λ_C : ils deviennent des **modes à pertes** (leaky modes)
- Les pertes de guidage sont directement liées à $\Im m(n_{eff}) = \Im m(\beta/k_0)$

Introduction

Pour une fibre optique microstructurée (FOM) à cœur plein et à inclusions de bas indice

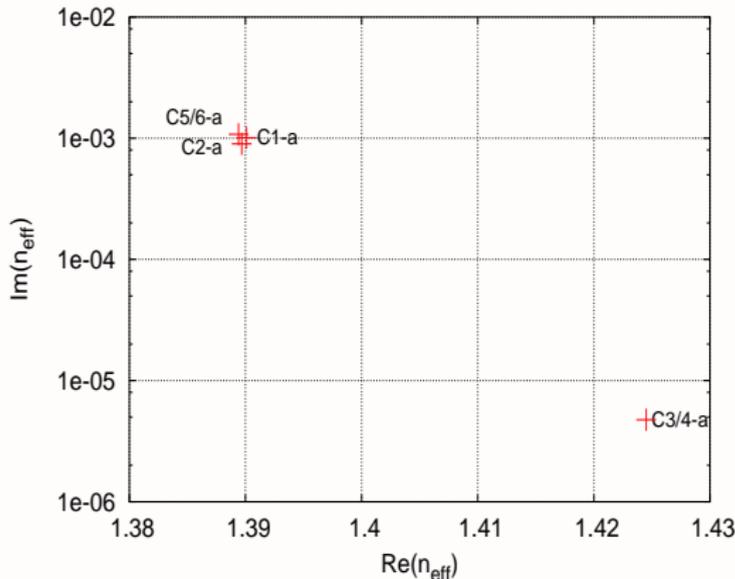
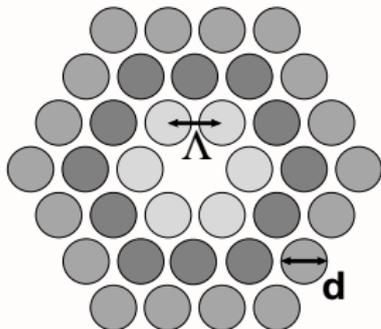
- Les modes ne sont pas parfaitement guidés, même si $\Im m(n_{mat}) = 0$, ils sont **à pertes**: $\Im m(n_{eff}) > 0$

- Λ est le pas du

réseau ou "pitch"

- d est le diamètre des inclusions

- N_r est le nombre de couches



Indices effectifs complexes des 'premiers' modes

Des méthodes numériques pour étudier les FOM

Points communs aux méthodes présentées

- 1 On cherche des solutions pour **les modes**, sous la forme:
 $\mathbf{V}(r, \theta) \exp(-i(\omega t - \beta z))$.
- 2 On résout **rigoureusement** les équations de **Maxwell**.
- 3 On pose le problème comme un problème de diffraction \rightarrow **le problème homogène** pour obtenir les modes.
- 4 $\beta \in \mathbb{C}$ ou $\in \mathbb{R}$, β et les champs sont les inconnues.
- 5 On modélise des **structures de taille finie**.
- 6 On peut tenir compte des **symétries spatiales** du profil transverse des FOM.
- 7 Aucune information *a priori* n'est requise sur les champs.
- 8 Les dispersions matérielles peuvent être considérées.

Des méthodes numériques pour étudier les FOM

La méthode multipolaire (1)

Quelques équations

- Dans la matrice les champs vérifient l'équation de Helmholtz.
- On sait exprimer les composantes transverses en fonction des deux **composantes longitudinales des champs**
- Développement de ces composantes E_z et H_z en série de Fourier-Bessel autour de chaque inclusion:

$$\begin{cases} E_z(r, \theta, z) &= \sum_{n \in \mathbb{Z}} [A_n^E J_n(k_\perp r) + B_n^E H_n^{(1)}(k_\perp r)] e^{in\theta} e^{i\beta z} \\ H_z(r, \theta, z) &= \sum_{n \in \mathbb{Z}} [A_n^H J_n(k_\perp r) + B_n^H H_n^{(1)}(k_\perp r)] e^{in\theta} e^{i\beta z} \end{cases}$$

- Construction des vecteurs \mathbf{A}_l et \mathbf{B}_l avec les coef. A_n et B_n de l'inclusion l

Des méthodes numériques pour étudier les FOM

La méthode multipolaire (2)

Matrice de diffraction d'une inclusion S_l

- $\mathbf{A}_l \simeq$ champ incident et $\mathbf{B}_l \simeq$ champ diffracté par l'inclusion l
- $\mathbf{B}_l = \mathbf{S}_l \mathbf{A}_l$
- Si l'inclusion est circulaire alors \mathbf{S}_l est connue analytiquement en fonction des J_n et $H_n^{(1)}$

Bilan des champs, identité de Rayleigh

- Matrice de changement de base $\mathcal{H}_{j,l}$ (théorème d'addition de Graf)
- Champ incident sur l'inclusion $l =$ champ diffracté par toutes les autres inclusions + le champ incident direct:

$$\mathbf{A}_l = \sum_{j \neq l} \mathcal{H}_{j,l} \mathbf{B}_j + \mathcal{H}_{0,l} \mathbf{B}_0$$

Des méthodes numériques pour étudier les FOM

La méthode multipolaire (3)

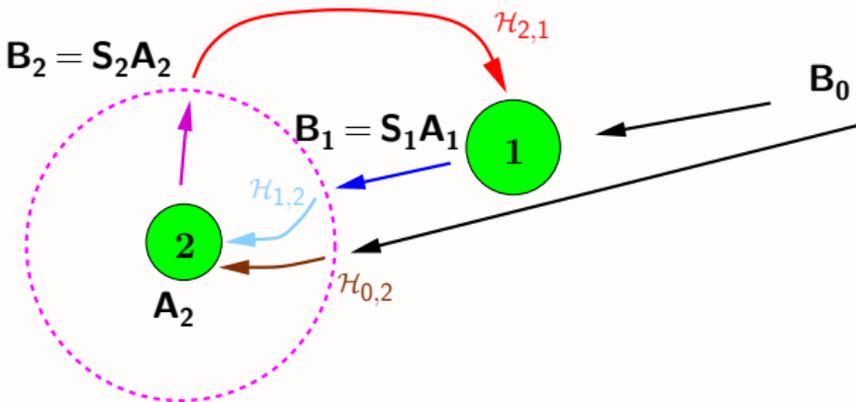


Figure: Schéma de principe de la méthode multipolaire: auto-cohérence des champs incidents et diffractés par l'ensemble des inclusions

Equation matricielle de la méthode

$$\begin{cases} \mathbf{B}_1 = \mathbf{S}_1(\sum_{j \neq 1} \mathcal{H}_{j,1} \mathbf{B}_j + \mathcal{H}_{0,1} \mathbf{B}_0) \\ \mathbf{B}_2 = \mathbf{S}_2(\sum_{j \neq 2} \mathcal{H}_{j,2} \mathbf{B}_j + \mathcal{H}_{0,2} \mathbf{B}_0) \\ \dots \end{cases} \quad \text{soit} \quad \mathcal{M} \begin{bmatrix} \mathbf{B}_1 \\ \mathbf{B}_2 \\ \dots \end{bmatrix} = \mathcal{D} \begin{bmatrix} \mathbf{B}_0 \\ \mathbf{B}_0 \\ \dots \end{bmatrix}$$

Des méthodes numériques pour étudier les FOM

La méthode multipolaire (4)

La matrice \mathcal{M} et les modes

- \mathcal{M} dépend de λ , de β , et des paramètres des inclusions
- Un mode correspond a un champ propagé sans sources extérieures ($\mathbf{B}_0 = 0$):

$$\mathcal{M} \begin{bmatrix} \mathbf{B}_1 \\ \mathbf{B}_2 \\ \dots \end{bmatrix} = 0 \text{ avec } \mathbf{B}_i \text{ non nuls}$$

$\det \mathcal{M}(\beta) = 0$ (équation de dispersion d'une FOM)

- β étant déterminé, on calcule les champs via les vecteurs propres de \mathcal{M}

Aspect pratique mais crucial

Le problème modal est nettement plus difficile numériquement que le problème de diffraction.

La recherche efficace dans \mathbb{C} des β tel que $\det(\mathcal{M}(\beta)) = 0$ est non triviale ...

Des méthodes numériques pour étudier les FOM

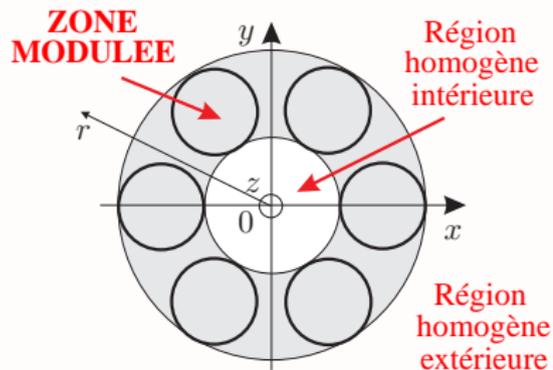
La méthode différentielle

Principes

- ① méthode différentielle en coordonnées cylindriques (r, θ, z) et en conique
- ② utilisation des règles correctes de factorisation
- ③ utilisation de l'algorithme S
- ④ problème de diffraction \rightarrow problème homogène

Partage de l'espace en trois régions

- 2 régions homogènes
expressions explicites des champs
- 1 région intermédiaire: la zone modulée
système différentiel du 1^{er} ordre en r à intégrer numériquement



Après calcul des matrices $S^{(i)}$ à travers la zone modulée

Matrice de diffraction S de la zone modulée:

$$S^{-1}B = A$$

Des méthodes numériques pour étudier les FOM

La méthode de type éléments finis (1)

Principes

- 1 discrétisation spatiale: maillage et fonction de forme

$$\psi(x, y) \rightsquigarrow \sum_{j=1}^{\text{nb él.}} \psi_j \alpha_j(x, y)$$

- 2 formulation faible des équations de Maxwell: formulation intégrale
- 3 résolution numérique impliquant uniquement des matrices creuses

Des méthodes numériques pour étudier les FOM

La méthode de type éléments finis (2)

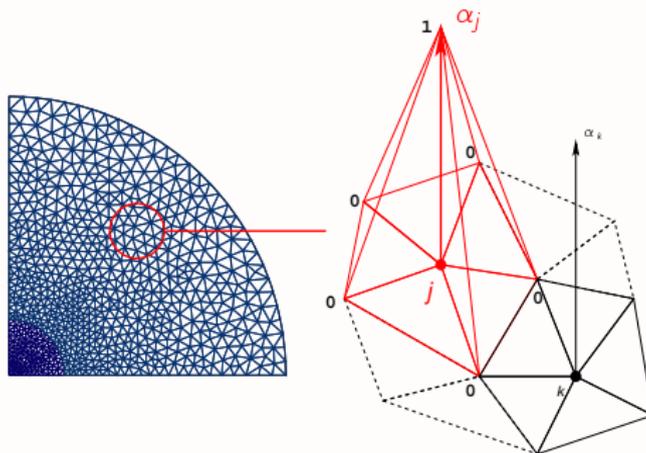


Figure: Maillage sur un quart de section de fibre et fonctions de forme dans le cas scalaire

Des méthodes numériques pour étudier les FOM I

La méthode de type éléments finis (3)

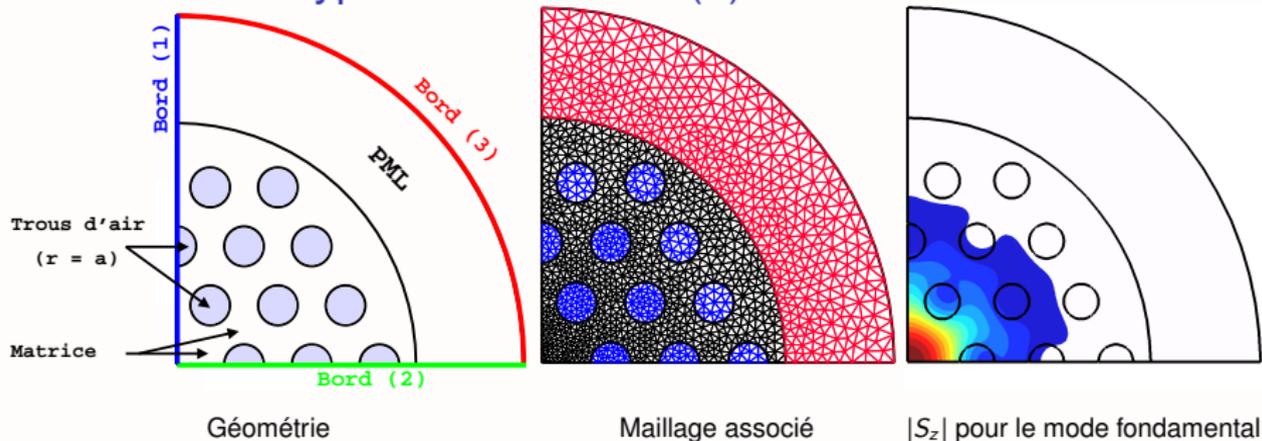


Figure: pour une fibre optique microstructurée à cœur plein

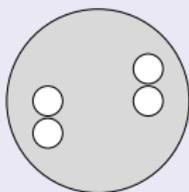
Difficulté technique

- description de la couche parfaitement adaptée 'Perfect Matching Layer' (PML)

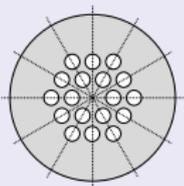
Des méthodes numériques pour étudier les FOM

Symétries des FOM et de leurs modes

Symétrie des structures:
exemples de type C_n ou C_{nv}



C_2 (pas de plan de symétrie)



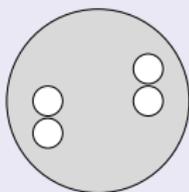
C_{6v} (6 plans de symétrie)

Figure: La structure est invariante par rotation de $2\pi/n$

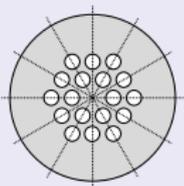
Des méthodes numériques pour étudier les FOM

Symétries des FOM et de leurs modes

Symétrie des structures:
exemples de type C_n ou C_{nv}



C_2 (pas de plan de symétrie)



C_{6v} (6 plans de symétrie)

Symétries des modes et dégénérescences pour le cas C_{6v} : 8 classes et 2 secteurs irréductibles géométriques (Mclsaac 1975)

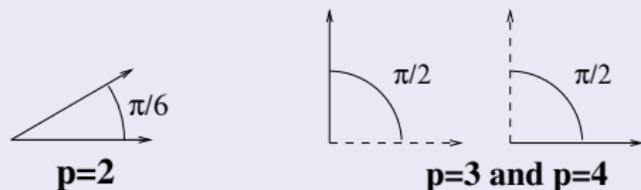
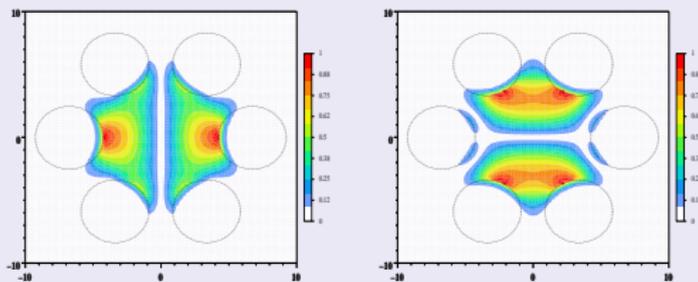


Figure: 3 des 8 classes de symétrie avec les secteurs géométriques irréductibles associés



$|E|$ pour $p = 3$

$|E|$ pour $p = 4$

Figure: La structure est invariante par rotation de $2\pi/n$

Des méthodes numériques pour étudier les FOM

Les trois méthodes numériques rigoureuses maîtrisées

ont été conçues et implémentées au sein du laboratoire.

- La méthode multipolaire est la méthode de référence.
- L'institut Fresnel est le seul laboratoire a disposé de ces 3 outils de niveau mondial.

Des méthodes numériques pour étudier les FOM

Les trois méthodes numériques rigoureuses maîtrisées

Méthode Multipolaire (MM)

Temps de calcul:

Le plus faible

Précision:

La meilleure sur $\Re(n_{eff})$

et sur $\Im m(n_{eff})$

Avantages:

1. Calculs semi-analytiques pour des inclusions circulaires
2. Nombre de couches d'inclusions élevé

Limitations:

1. Milieux homogènes et isotropes
2. Les inclusions inscrites dans des cercles non-sécants
3. Pour inclusion non-circulaire: fournir la matrice \mathbf{S}

Méthode différentielle (MD)

Temps de calcul:

> MM

Précision:

> MEF mais < MM

Avantages:

1. Géométrie arbitraire
2. Milieux inhomogènes et anisotropes
3. Mise en place des symétries

Limitations:

1. Nombre de couches d'inclusions
2. Intégration numérique
3. Codage des structures

Méthode des éléments finis avec gmsh/getdp (MEF)

Temps de calcul:

> MM, \lesssim MD

Précision:

< MM, \lesssim MD pour $\Im m(n_{eff})$

Avantages:

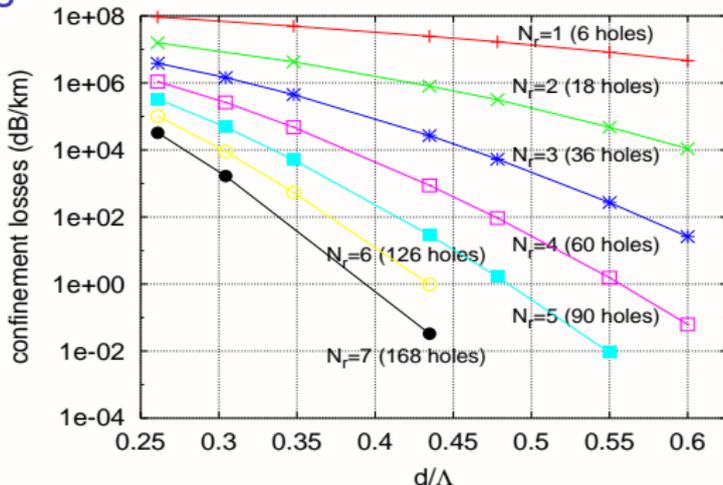
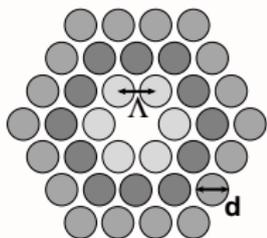
1. Géométrie arbitraire
2. Milieux inhomogènes et anisotropes
3. Codage des structures

Limitations:

1. Modes à pertes \Rightarrow PML
2. Plusieurs paramètres internes
3. Nombre de couches d'inclusions

Principales propriétés des FOM à cœur plein et à inclusions de bas indice

Les pertes de guidage L du mode fondamental



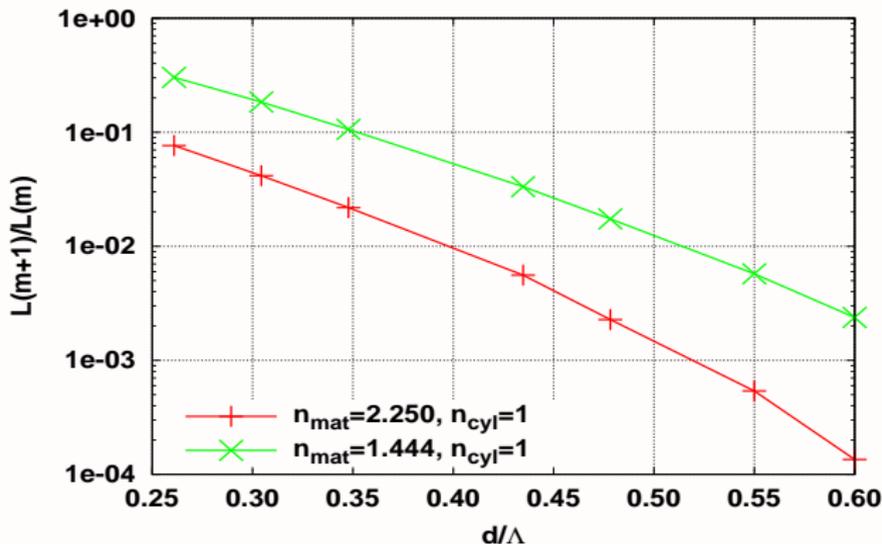
Pertes en dB/km pour $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$, $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, et $n_{\text{mat}} = 1.444$.

Dépendance de L

- L décroît exponentiellement quand N_r augmente.
- Plus d/Λ est grand, plus L décroît.

Principales propriétés des FOM à cœur plein

Rôle de l'indice de la matrice



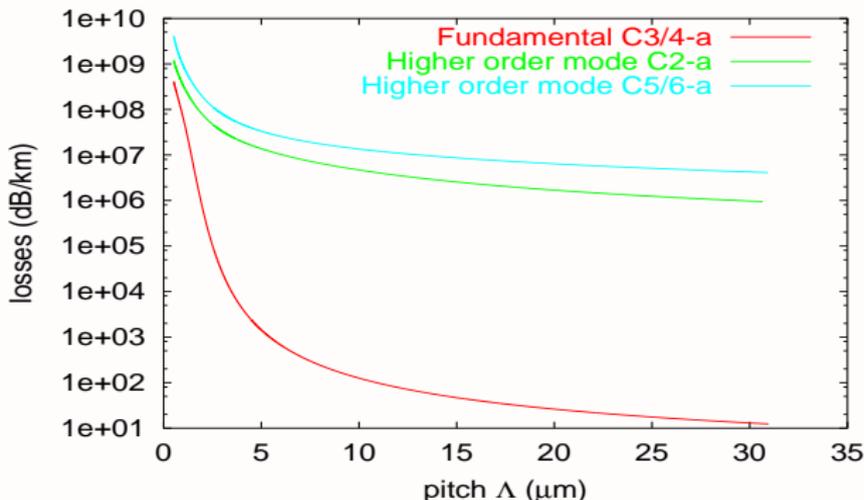
Rapport $L(m+1)/L(m)$ des pertes de guidage d'une FOM avec $m+1$ couches de trous et d'une FOM avec m couches de trous, en fonction de d/Λ pour deux valeurs de l'indice de la matrice

Pour les verres de haut indice

3-5 rangées de trous sont requises pour obtenir de faibles pertes de guidage : les pertes matériaux deviennent le facteur limitant.

Principales propriétés des FOM à cœur plein

Comment définir le caractère monomode?



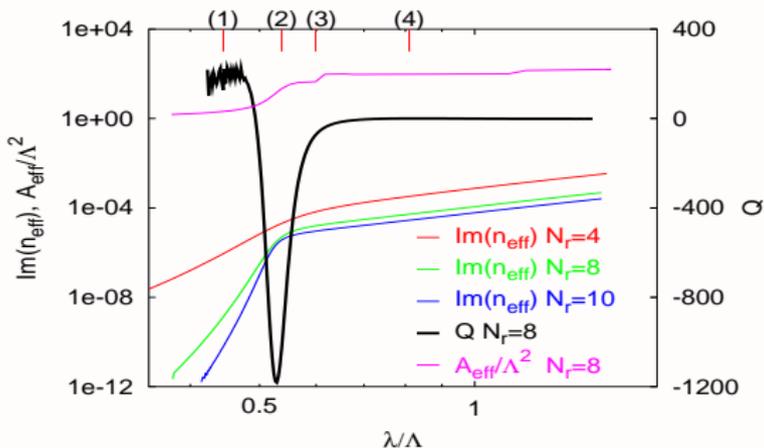
Pertes des 3 "premiers" modes pour $d/\Lambda = 0.4$, $N_r = 3$, $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$

Problématique

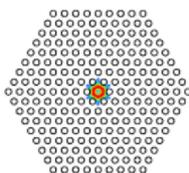
- Si on considère seulement des pertes relatives: **pas de différence qualitative** entre le mode fondamental et le second mode
- Si on introduit un seuil absolu: le caractère monomode dépend de la **longueur de la fibre**

Principales propriétés des FOM à cœur plein

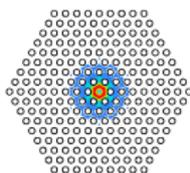
Transition du second mode: du localisé à l'étendu



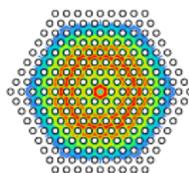
Transition du 2nd mode, $d/\Lambda = 0.55$



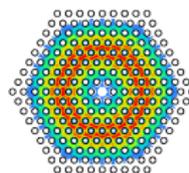
(1)



(2)



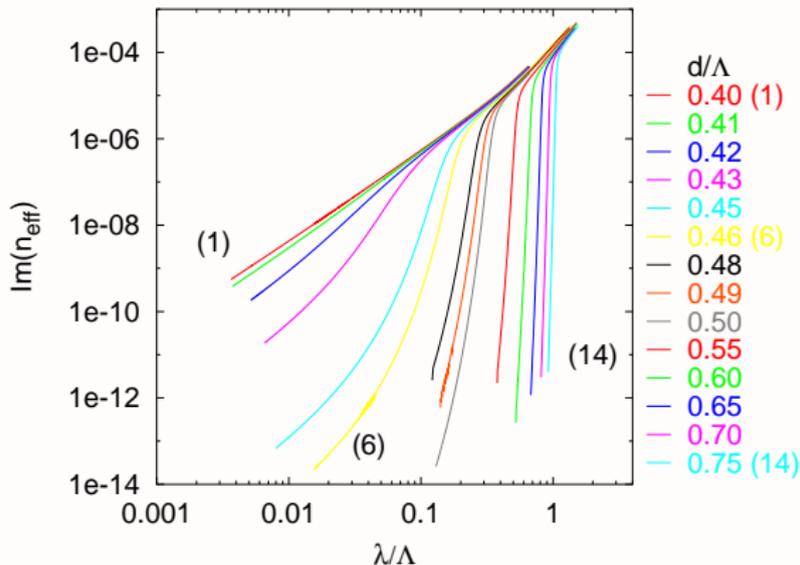
(3)



(4)

Principales propriétés des FOM à cœur plein

Un diagramme de phase du 2nd mode: vers la définition des régimes opératoires des FOM



$\Im(n_{\text{eff}})$ en fonction de λ/Λ for $N_r = 8$ and $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$.

Principales propriétés des FOM à cœur plein

Un diagramme de phase du 2nd mode: vers la définition des régimes opératoires des FOM

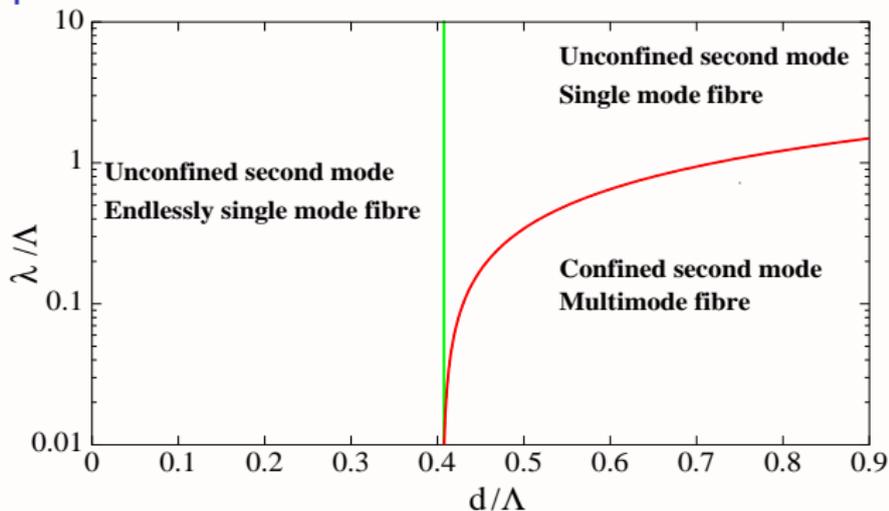


Diagramme de phase défini par la position du minimum de Q

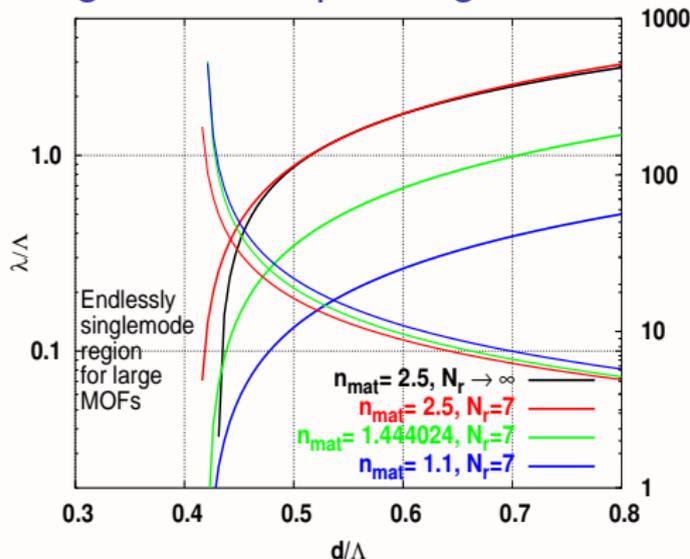
Equation de la position de la transition du 2nd mode (courbe rouge):

$$(\lambda/\Lambda)_{S.M.} \simeq 2.8((d/\Lambda) - 0.41)^{0.9}$$

- Confirmations expérimentales par Folkenberg *et al.* (Opt. Lett., 2003) et par Labonté *et al.* (Opt. Lett., 2006).

Principales propriétés des FOM à cœur plein

Diagramme de phase généralisé et loi d'échelle



Avec l'approximation scalaire:
(Birks 2003)

$$\nu = 2\pi \frac{\Lambda}{\lambda} (n_{\text{mat}}^2 - n_{\text{inc}}^2)^{1/2}$$

est un invariant.

Nous obtenons un **loi d'échelle**:

$$\frac{(\lambda/\Lambda)'_{\text{S.M.}}}{(n_{\text{mat}}'^2 - n_{\text{inc}}'^2)^{1/2}} = \frac{(\lambda/\Lambda)_{\text{S.M.}}}{(n_{\text{mat}}^2 - n_{\text{inc}}^2)^{1/2}}$$

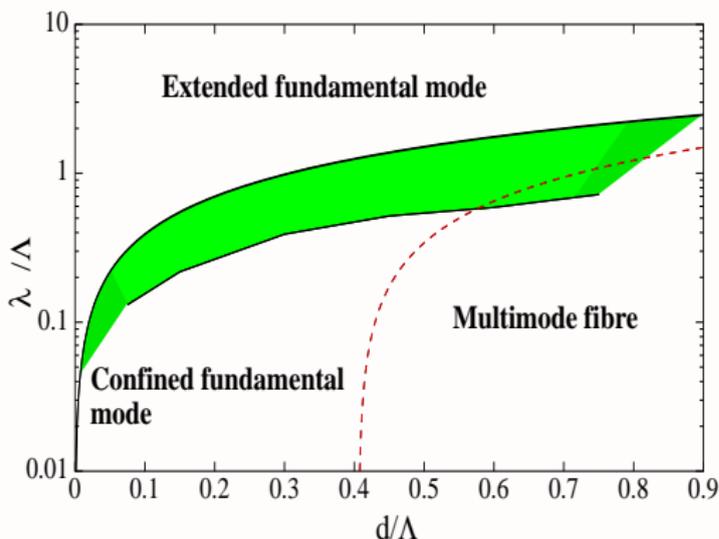
Diagramme de phase pour le 2nd mode pour trois valeurs de n_{mat} obtenues par simulations (échelle de gauche).

Diagramme de phase généralisé (échelle de droite): exprimé avec l'invariant ν .

L'extension du domaine "infiniment momomode" est préservée pour les verres de haut indice pour les grandes valeurs de N_r uniquement.

Principales propriétés des FOM à cœur plein

Un diagramme de phase pour le mode fondamental



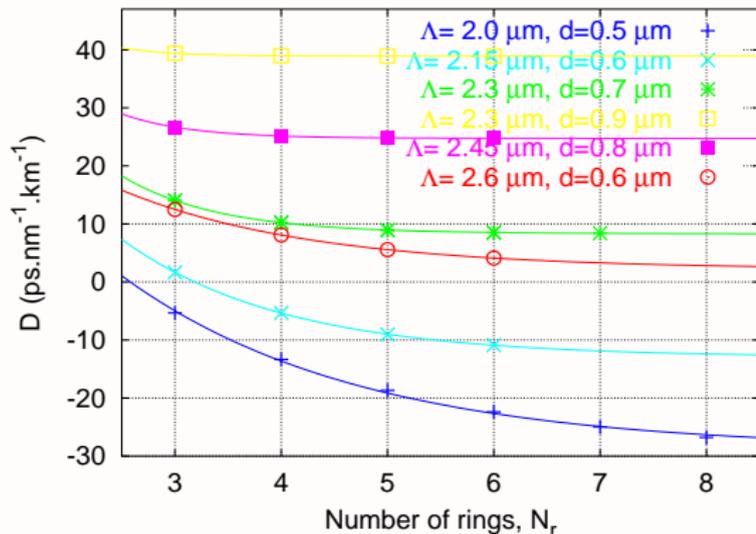
- Pas de délocalisation du cœur du mode, transition différente de celle du 2nd mode
- Dans la **région de transition**: remarquables propriétés pour les FOM
- En dehors, on trouve un comportement qui peut être modélisé par des fibres conventionnelles à profil en W (2 modèles asymptotiques).

- Quand le mode fondamental est confiné: ses propriétés convergent avec N_r .
- Quand le mode fondamental est étendu : ses propriétés ne convergent pas avec N_r .

Principales propriétés des FOM à cœur plein

Dispersion chromatique et effet de taille finie

- $D = -\frac{\lambda}{c} \frac{\partial^2 \Re(n_{\text{eff}})}{\partial \lambda^2}$
- $D \simeq D_W + D_{\text{mat}}$
- $\Delta\tau = D\Delta\lambda\Delta l$
- D intervient aussi dans la propagation nonlinéaire des impulsions

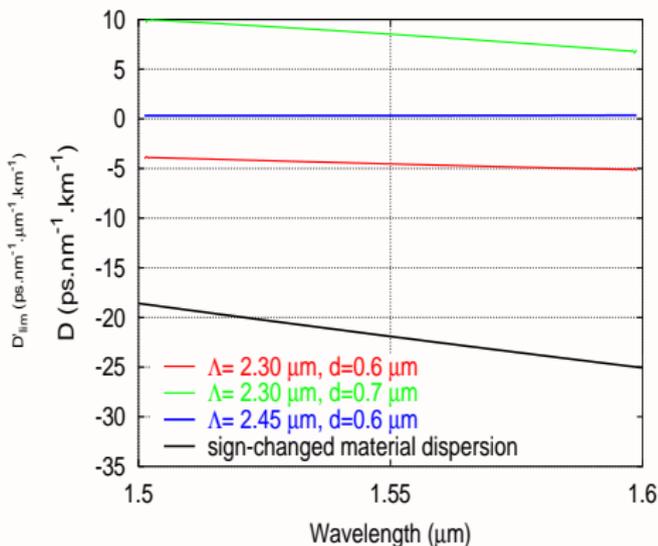
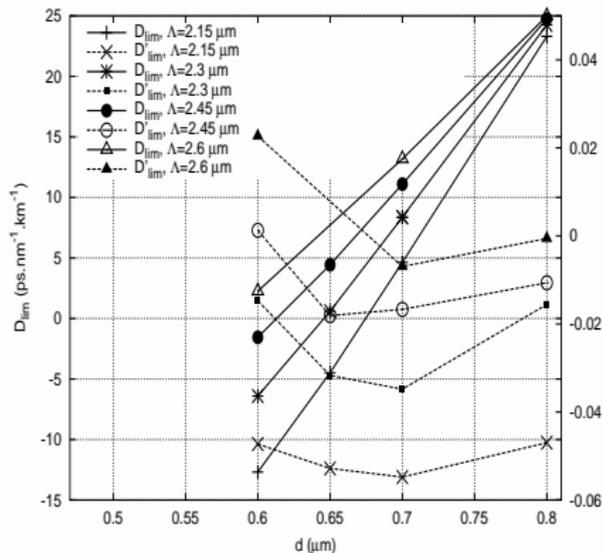


Dispersion chromatique pour des FOM en silice en tenant compte la dispersion matérielle

- La dispersion chromatique peut dépendre fortement de N_r , le nombre de couches d'inclusions.

Principales propriétés des FOM à cœur plein

recherche d'une dispersion chromatique plate



Abaque pour la détermination des paramètres optimaux des FOM à $1.55 \mu\text{m}$

Exemple de dispersion chromatique ultra-plate

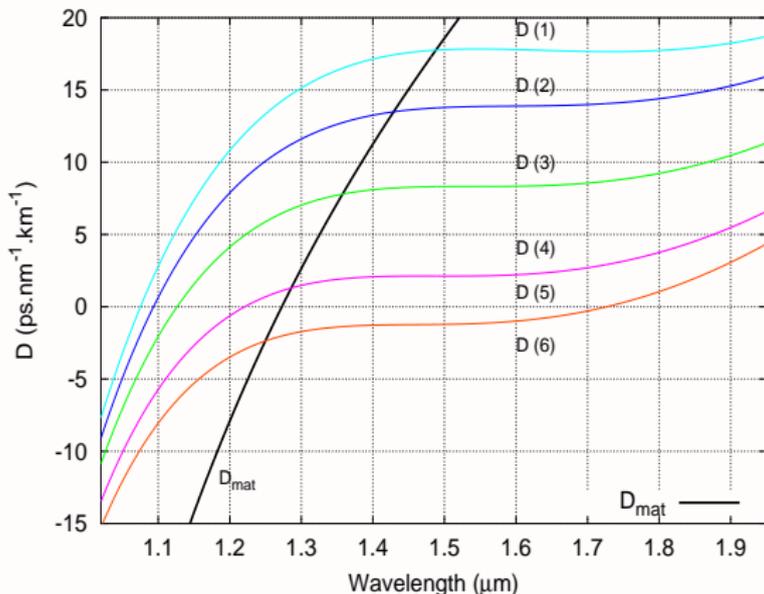
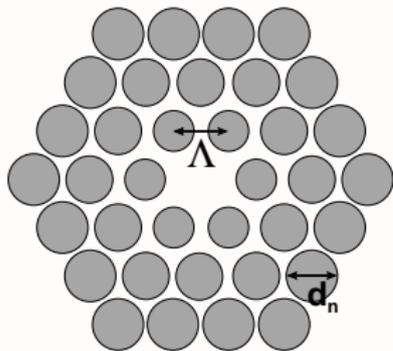
- Un FOM régulière peut fournir la dispersion chromatique plate requise mais elle nécessite **18 couches de trous** pour obtenir $L < 1 \text{ dB/km}$!

Principales propriétés des FOM à cœur plein

Un nouveau profil de FOM pour le contrôle de la dispersion chromatique

- idée de gradient d'indice
- généralisation d'une loi d'échelle sur D_W (Ferrando 2001)
- optimisation

→ nouveau profil de FOM



- Avec ce profil: 7 couches d'inclusions de 3 diamètres différents suffisent pour obtenir une dispersion chromatique ultra-plate avec $L < 0.2 \text{ dB/km}$

Principales propriétés des FOM à cœur plein I

Mécanisme de guidage: analyse avec les diagrammes de bandes

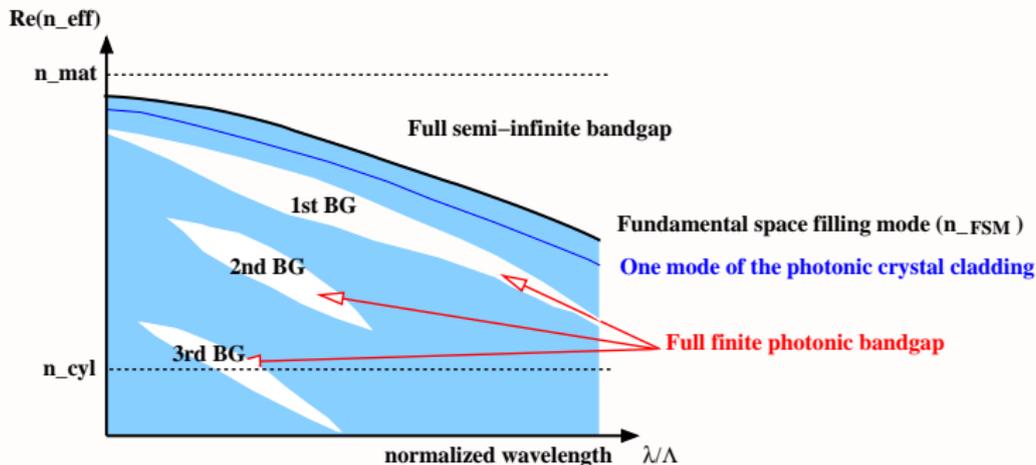


Figure: Diagramme de bandes pour un réseau d'inclusions d'inclusions de bas indice n_{cyl} dans une matrice de haut indice $n_{mat} > n_{cyl}$.

Principales propriétés des FOM à cœur plein II

Mécanisme de guidage: analyse avec les diagrammes de bandes

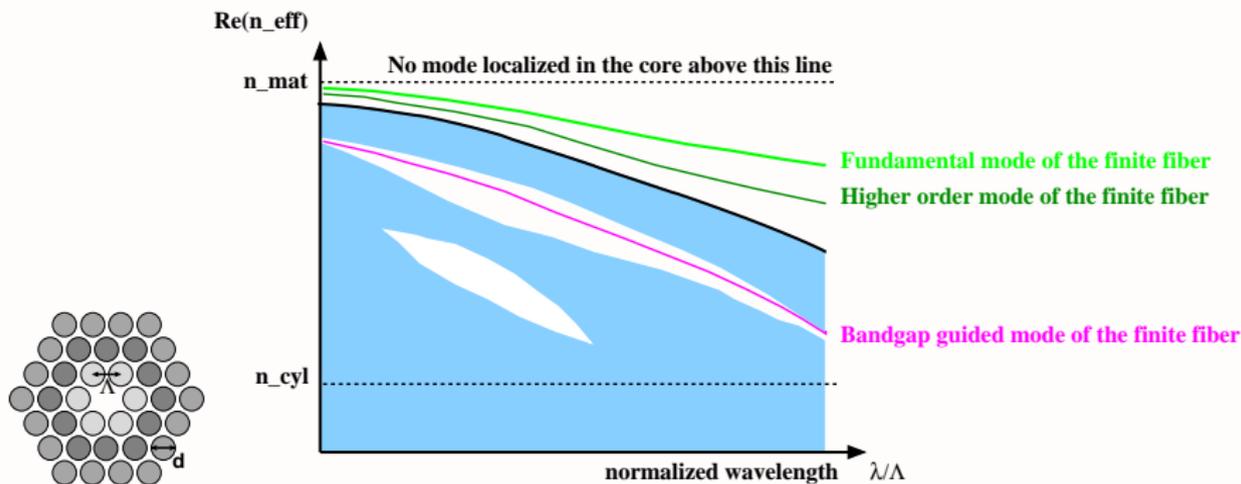


Figure: Diagramme de bandes pour un réseau d'inclusions n_{cyl} dans une matrice d'indice $n_{mat} > n_{cyl}$ et courbes de dispersion de plusieurs modes d'une FOM de taille finie à cœur solide d'indice $n_{core} = n_{mat}$.

Principales propriétés des FOM à cœur creux et à inclusions de bas indice

Mécanismes de guidage: diagrammes de bandes et BIP

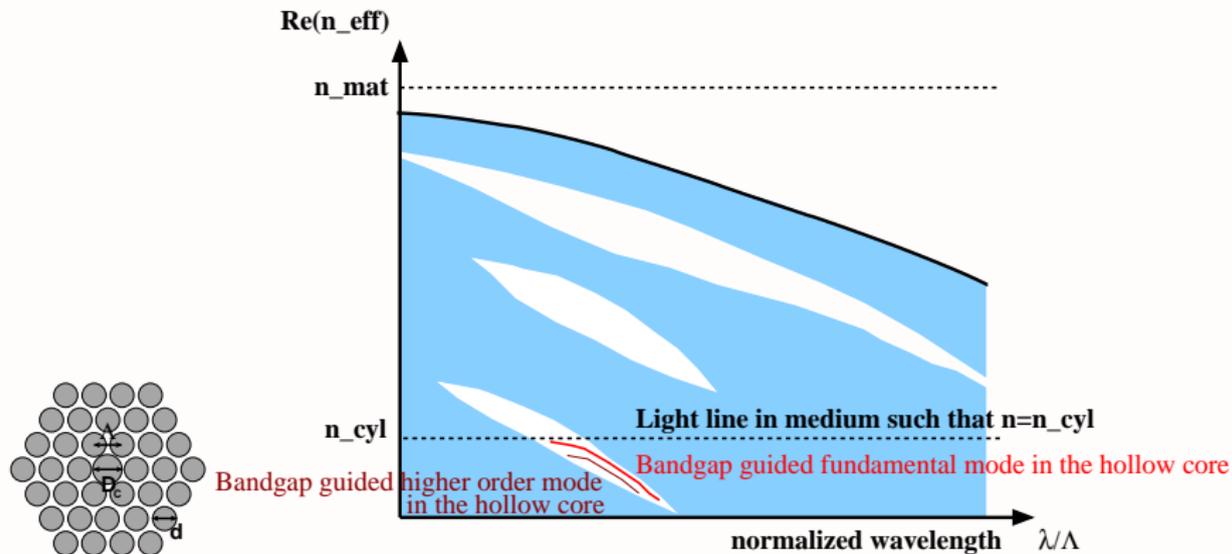
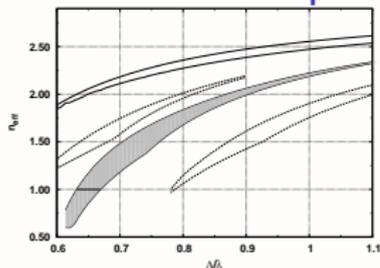


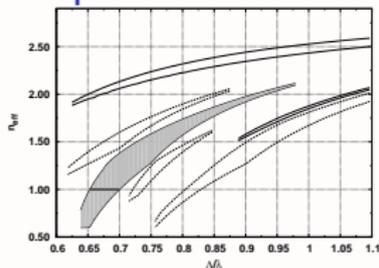
Figure: Diagramme de bandes pour un réseau d'inclusions n_{cyl} dans une matrice d'indice $n_{\text{mat}} > n_{\text{cyl}}$ et courbes de dispersion de plusieurs modes d'une FOM de taille finie à cœur creux d'indice $n_{\text{core}} = n_{\text{cyl}}$.

Principales propriétés des FOM à cœur creux et à inclusions de bas indice

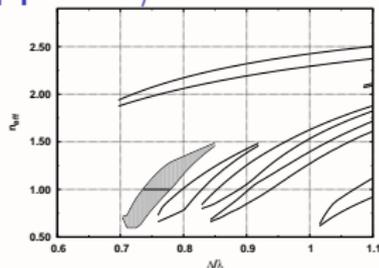
Bandes interdites photoniques: choix du rapport d/Λ



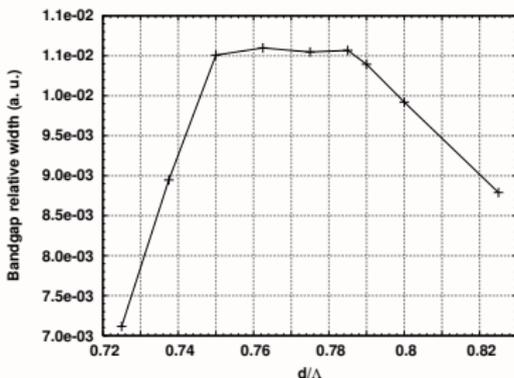
$d/\Lambda = 0.7375$



$d/\Lambda = 0.7625$

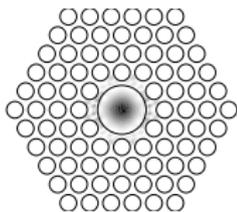


$d/\Lambda = 0.825$

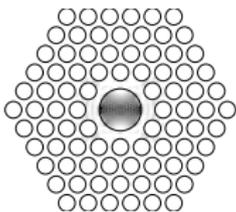


Principales propriétés des FOM à cœur creux et à inclusions de bas indice

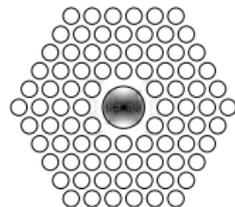
Influence de la taille du cœur



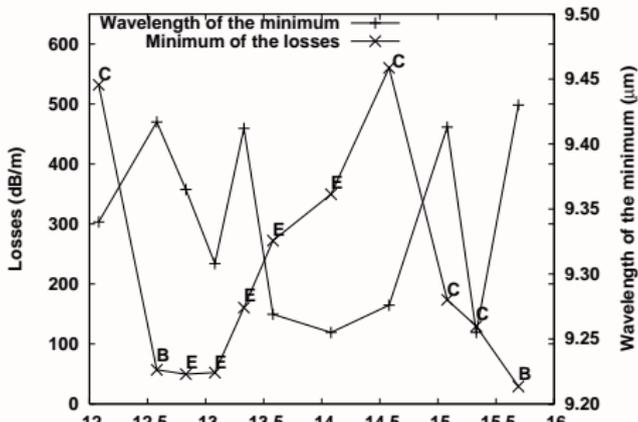
$D = 14.58 \mu\text{m}$



$D = 12.83 \mu\text{m}$

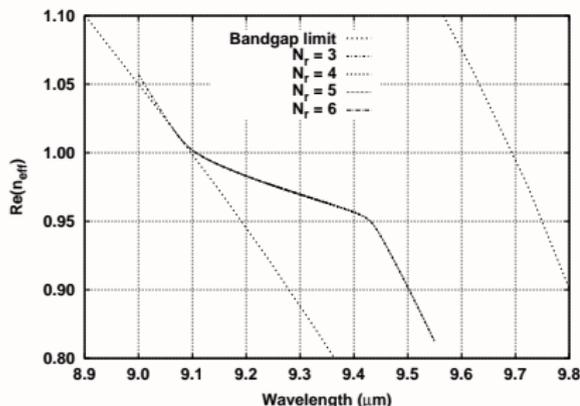


$D = 12.58 \mu\text{m}$

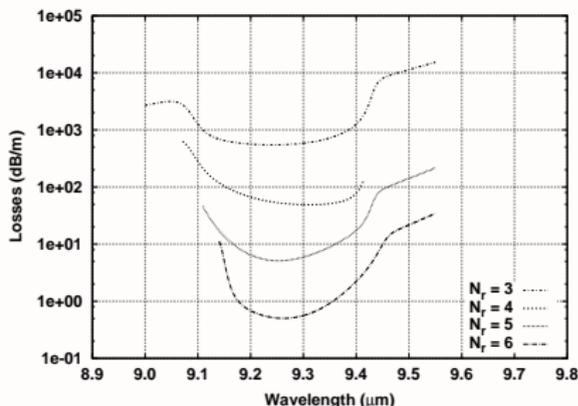


Principales propriétés des FOM à cœur creux et à inclusions de bas indice

Influence du nombre de couches d'inclusions N_r



$\Re(n_{eff})$



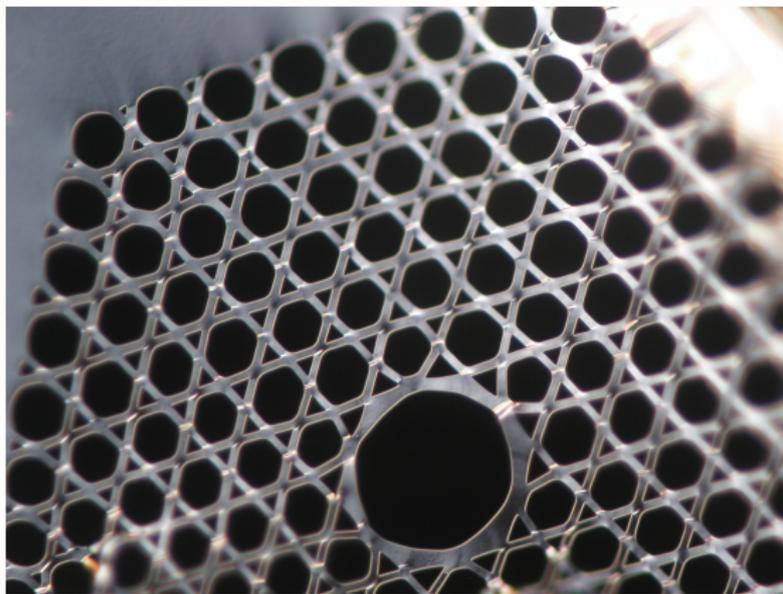
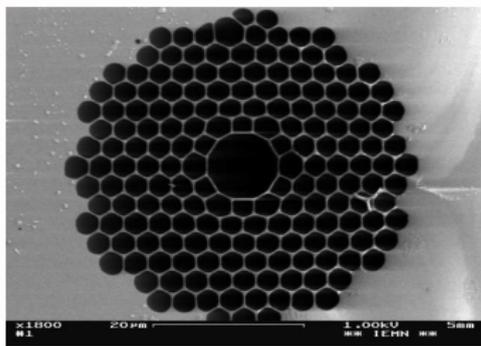
$Losses(dB/m)$

Dépendance de L

- L décroît exponentiellement quand N_r augmente.
- L remonte brutalement autour de certaines longueurs d'onde
- La taille du cœur D_{core} joue un rôle crucial

Principales propriétés des FOM à cœur creux et à inclusions de bas indice

Réalisations expérimentales: silice et verre de chalcogénures



en silice (G. Bouwmans, Université de Lille I), $\lambda_{BIP} = 850 \text{ nm}$, $n_{mat} \simeq 1.45$

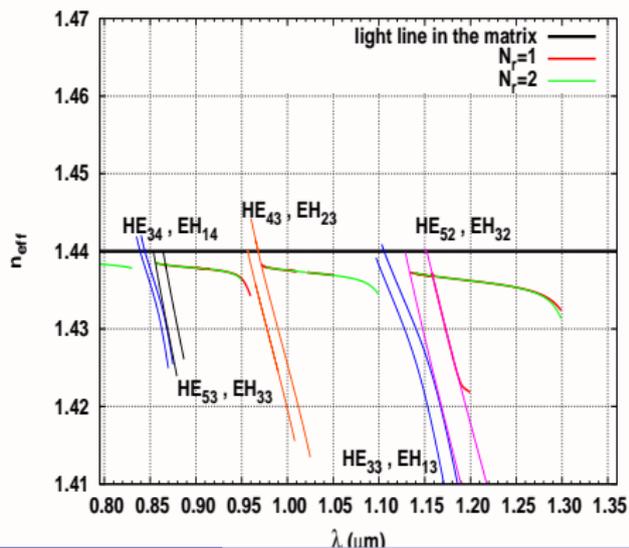
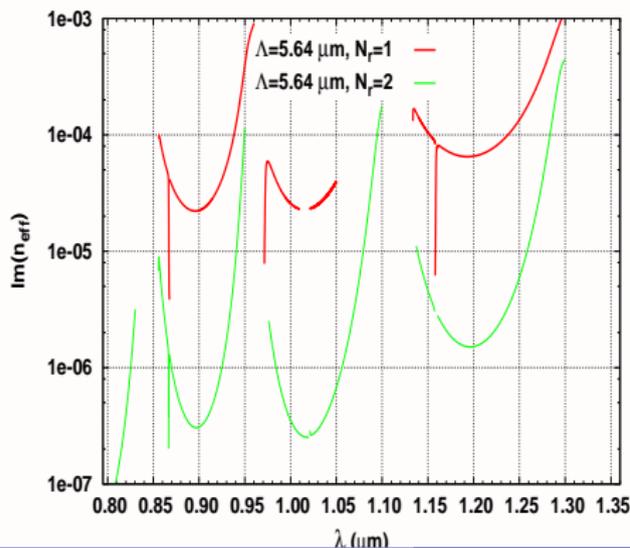
Première FOM à cœur creux en verre de chalcogénures $\text{Te}_2\text{As}_3\text{Se}_5$, F. Désévéday, L. Brilland et J. Troles, F. Smektala.
 $\varnothing_{\text{cœur}} \simeq 28.9 \mu\text{m}$, $\lambda_{BIP} \simeq 9.3 \mu\text{m}$, $n_{mat} \simeq 2.93$

Principales propriétés des FOM à cœur plein et à inclusions de haut indice

Mécanismes de guidage: modèle ARROW (guide plan: Duguay 1986)

Mode confiné dans le cœur de la fibre $\Rightarrow n_{eff} \lesssim n_{mat}$

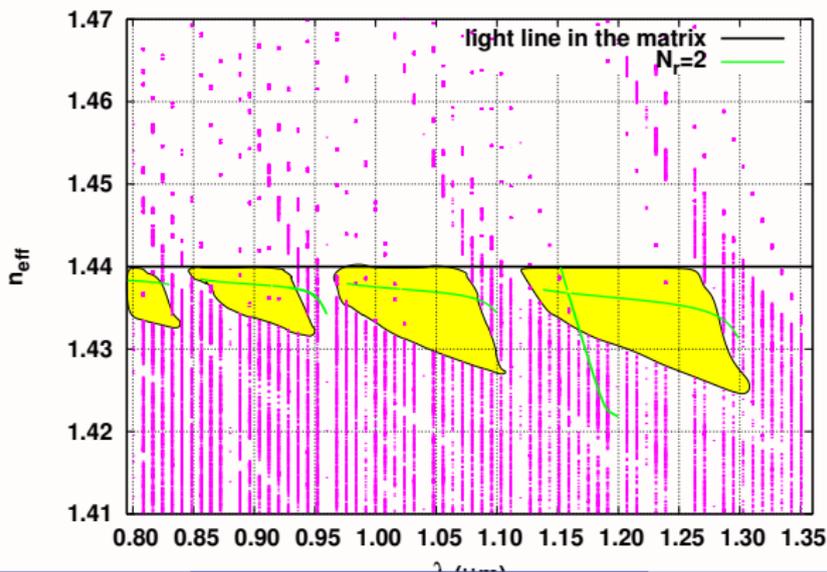
- un cylindre **isolé** de haut indice n_{cyl} dans une matrice de bas indice n_{mat}
coupure des modes guidés du cylindre \rightarrow les régions de fortes pertes
- pas de couplage entre les inclusions de haut indice



Principales propriétés des FOM à cœur plein et à inclusions de haut indice

Mécanismes de guidage: structures périodiques

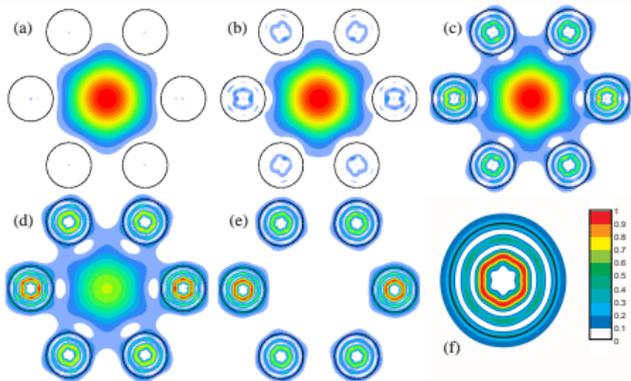
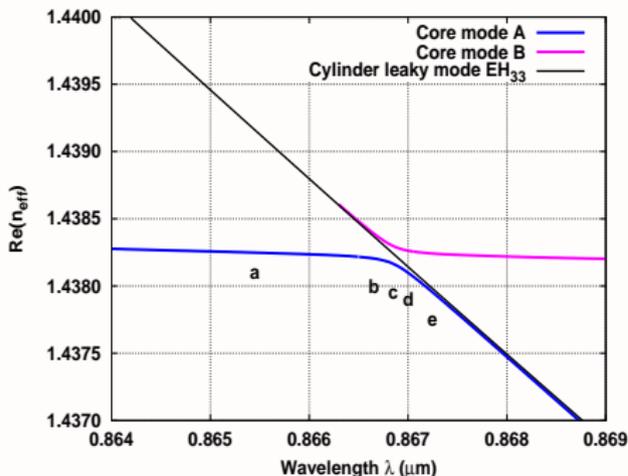
- on considère un réseau de cylindres de haut indice n_{cyl} dans une matrice de bas indice n_{mat} : **bandes interdites photoniques** du réseau \rightarrow les régions de faibles pertes
- on néglige complètement les effets de taille finie.



Principales propriétés des FOM

Mécanismes de guidage: anticroisement entre modes à pertes

- On considère les modes à pertes d'un cylindre isolé → anticroisement entre modes à pertes.



Anticrossing between 2 lossy modes: real part of effective indices

Field distribution map during the delocalization transition during anticrossing

- On peut généraliser ceci à des anticroisements entre le mode du cœur et des modes à pertes de la structure de taille finie.

Conclusion

- Le très **grand espace des paramètres optogéométriques** disponibles permet un fort **contrôle des propriétés linéaires** des FOM.
- Ces propriétés linéaires permettent une utilisation plus poussée et mieux maîtrisée des **propriétés nonlinéaires**.
- Les FOM ne viennent pas remplacer les fibres conventionnelles mais les complètent.

Des **structures plus complexes** peuvent être obtenues à partir de FOM:

- tapers: pour renforcer ces effets nonlinéaires ou pour utiliser l'évanescence des champs
- fibres métallisées

Pour exploiter au mieux ces nouveaux guides d'onde, il faut comprendre leurs propriétés physiques et pouvoir les modéliser précisément.

Sélection de références personnelles I

ordre chronologique inverse



F. Désévédavy, G. Renversez, J. Troles, L. Brilland, P. Houizot, Q. Coulombier, F. Smektala, N. Traynor, and J.-L. Adam.

Te-As-Se glass microstructured optical fiber for the middle infrared.
Appl. Opt., 48(19):3860–3865, 2009.



F. Drouart, G. Renversez, A. Nicolet, and C. Geuzaine.

Spatial Kerr solitons in optical fibres of finite size cross section: beyond the Townes soliton.
J. Opt. A: Pure Appl. Opt., 10:125101, 2008.



F. Désévédavy, G. Renversez, L. Brilland, P. Houizot, J. Troles, Q. Coulombier, F. Smektala, N. Traynor, and J.-L. Adam.

Small-core chalcogenide microstructured fibers for the infrared.
Appl. Opt., 47(32):6014–6021, 2008.



P. Boyer, G. Renversez, E. Popov, and M. Nevière.

Improved differential method for microstructured optical fibres.
J. Opt. A: Pure Appl. Opt., 9:728–740, 2007.



G. Renversez, P. Boyer, and A. Sagrini.

Antiresonant reflecting optical waveguide microstructured fibers revisited: a new analysis based on leaky mode coupling.

Opt. Express, 14(12), 2006.



L. Brilland, F. Smektala, G. Renversez, T. Chartier, J. Troles, T. Nguyen, N. Traynor, and A. Monteville.

Fabrication of complex structures of holey fibers in chalcogenide glass.
Opt. Express, 14(3):1280–1285, 2006.

Sélection de références personnelles II

ordre chronologique inverse



P. Boyer, G. Renversez, E. Popov, and M. Nevrière.

A new differential method applied to the study of arbitrary cross section microstructured optical fibers.
Opt. and Quant. Electron., 38:217–230, 2006.



F. Zolla, G. Renversez, A. Nicolet, B. Kuhlmeiy, S. Guenneau, and D. Felbacq.

Foundations of Photonic Crystal Fibres.
Imperial College Press, London, 2005.



G. Renversez, F. Bordas, and B. T. Kuhlmeiy.

Second mode transition in microstructured optical fibers: determination of the critical geometrical parameter and study of the matrix refractive index and effects of cladding size.
Opt. Lett., 30(11):1264–1266, 2005.



G. Renversez, B. Kuhlmeiy, and R. McPhedran.

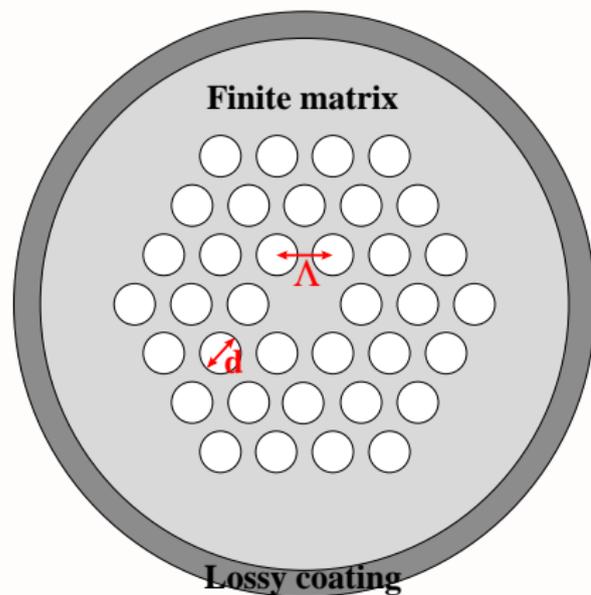
Dispersion management with microstructured optical fibers: Ultra-flattened chromatic dispersion with low losses.
Opt. Lett., 28(12):989–991, 2003.



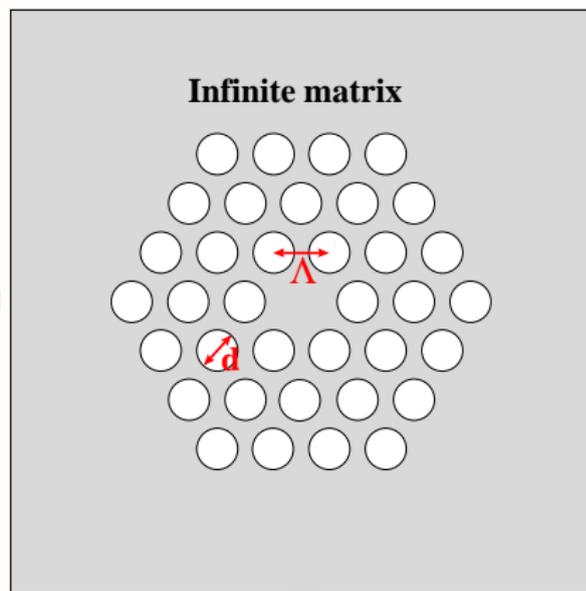
B. Kuhlmeiy, T. P. White, G. Renversez, D. Maystre, L.C. Botten, C. M. de Sterke, and R. C. McPhedran.

Multipole method for microstructured optical fibers II: implementation and results.
J. Opt. Soc. Am. B, 10(19):2331–2340, 2002.

Justification du modèle avec matrice infinie pour la FOM



configuration expérimentale



configuration employée pour la modélisation

Des méthodes numériques pour étudier les FOM

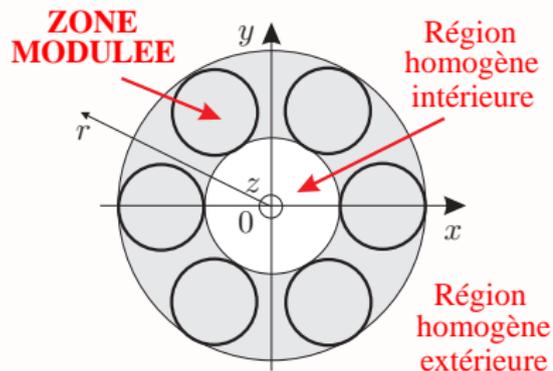
La méthode différentielle (1) (Boyer, Popov, Nevière)

Principes

- 1 méthode différentielle en coordonnées cylindriques (r, θ, z)
- 2 utilisation des règles correctes de factorisation
- 3 utilisation de l'algorithme S

Partage de l'espace en trois régions

- 2 régions homogènes
expressions explicites des champs
- 1 région intermédiaire: la zone modulée
système différentiel à intégrer
numériquement



Des méthodes numériques pour étudier les FOM

La méthode différentielle (2)

Dans la zone modulée:

- $\mathbf{D}(r, \theta, z) = \epsilon(r, \theta) \mathbf{E}(r, \theta, z)$
- développements de Fourier de $\begin{cases} \mathbf{D}(r, \theta, z) \\ \mathbf{E}(r, \theta, z) \end{cases}$
- développement de Fourier de $\epsilon(r, \theta)$

Règles de factorisation (L. Li (1996))

- **Règle directe:** $[\mathbf{D}_T] = [\epsilon] [\mathbf{E}_T]$
 - **Règle inverse:** $[\mathbf{D}_N] = \left[\begin{matrix} 1 \\ \epsilon \end{matrix} \right]^{-1} [\mathbf{E}_N]$
 - Expression de $[\mathbf{E}_T]$ et $[\mathbf{E}_N]$ en fonction de $[\mathbf{E}]$
- $\Rightarrow [\mathbf{D}] = \mathbf{Q}_\epsilon [\mathbf{E}]$ (la matrice \mathbf{Q}_ϵ n'est pas simple)

Notation: $[\epsilon] =$

$$\begin{pmatrix} \vdots \\ \epsilon_{n-m} & \dots \end{pmatrix}$$

Des méthodes numériques pour étudier les FOM

La méthode différentielle (3)

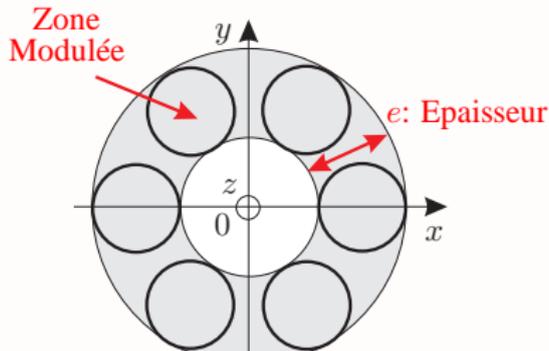
Intégration numérique à travers la zone modulée

Matrice de transmission T de la zone modulée

$$\mathbf{U} = \mathbf{T}\mathbf{V} \quad \text{avec} \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{U: Coef. de Fourier des champs} \\ \text{dans la région homogène extérieure} \\ \text{V: Coef. de Fourier des champs} \\ \text{dans la région homogène intérieure} \end{array} \right.$$

Si e trop grand

- 1 Divergence de certains éléments de la matrice T
- 2 Contaminations numériques

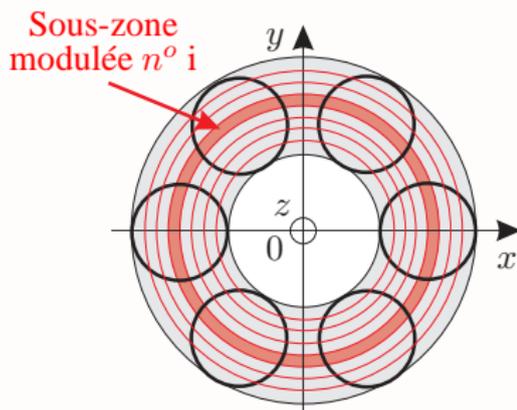


Des méthodes numériques pour étudier les FOM

La méthode différentielle (4)

Principe de l'algorithme S

- Subdivision de la zone modulée en **sous-zones modulées**
- Pour la sous-zone modulée $n^o i$:
 - 1 **Intégration:**
Arrêt avant contaminations numériques
 \Rightarrow matrice $T^{(i)}$ bien conditionnée
 - 2 **Calcul itératif:** $S^{(i)} = f(S^{(i-1)}, T^{(i)})$
dont les éléments sont bornés



Après calcul des matrices $S^{(i)}$ à travers la zone modulée

Matrice de diffraction S de la zone modulée:

$$\mathbf{B} = \mathbf{S}\mathbf{A} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \mathbf{B}: \text{Coefficient de Fourier des champs diffractés} \\ \mathbf{A}: \text{Coefficient de Fourier des champs incidents} \end{cases}$$

Des méthodes numériques pour étudier les FOM

La méthode de type éléments finis: cas vectoriel (1)

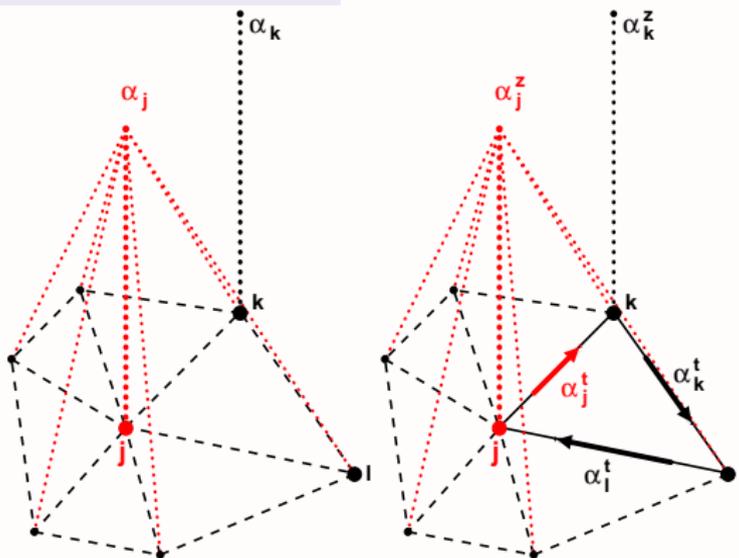
L'équation vectorielle

Directement issue des équations de Maxwell:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = k_0^2 \epsilon_r(x, y)$$

Forme des solutions recherchées

$$\mathbf{E} = (\mathbf{E}_t + E_z \mathbf{e}_z) e^{i\beta z - i\omega t}$$

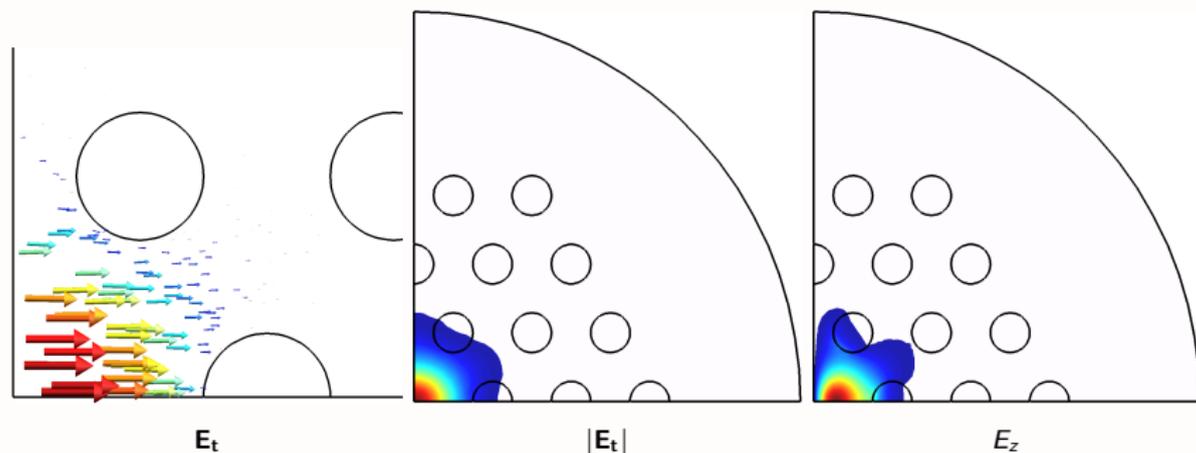


Fonction de forme scalaire

Fonctions de forme vectorielle

Des méthodes numériques pour étudier les FOM

La méthode de type éléments finis: cas vectoriel (2)



Interprétation en termes de diagramme de bandes FOM à cœur solide avec des inclusions de bas indice

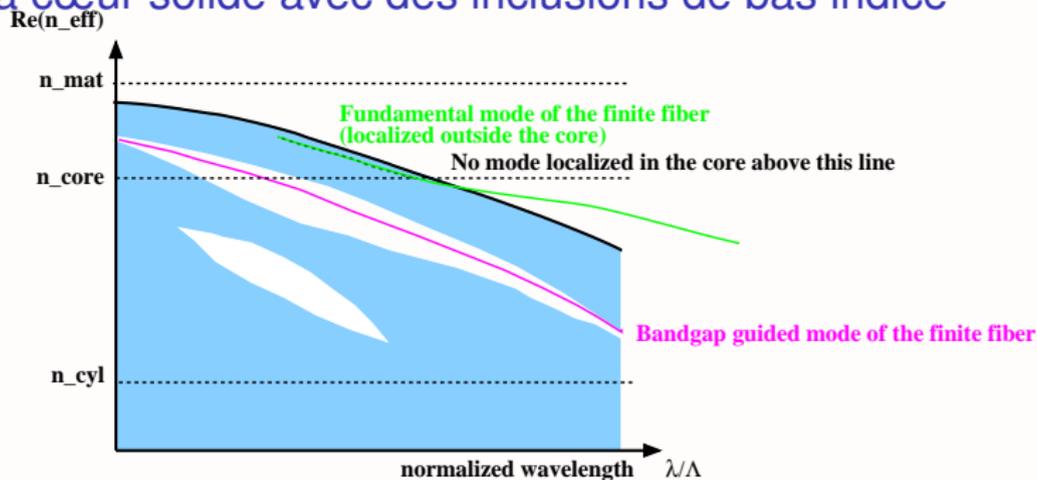


Figure: Schematic band diagram of a periodic array of inclusions of low refractive index n_{cyl} in a high refractive index matrix n_{mat} such that $n_{cyl} < n_{mat}$ together with the dispersion curve of the fundamental mode of the finite size MOF such that $n_{cyl} < n_{core} < n_{mat}$. In this case, the fundamental mode has a transition, it delocalizes from the low index core to the higher index region surrounding it when the wavelength decreases.

Interprétation en termes de diagramme de bandes

FOM à cœur plein avec des inclusions de haut indice (type ARROW)

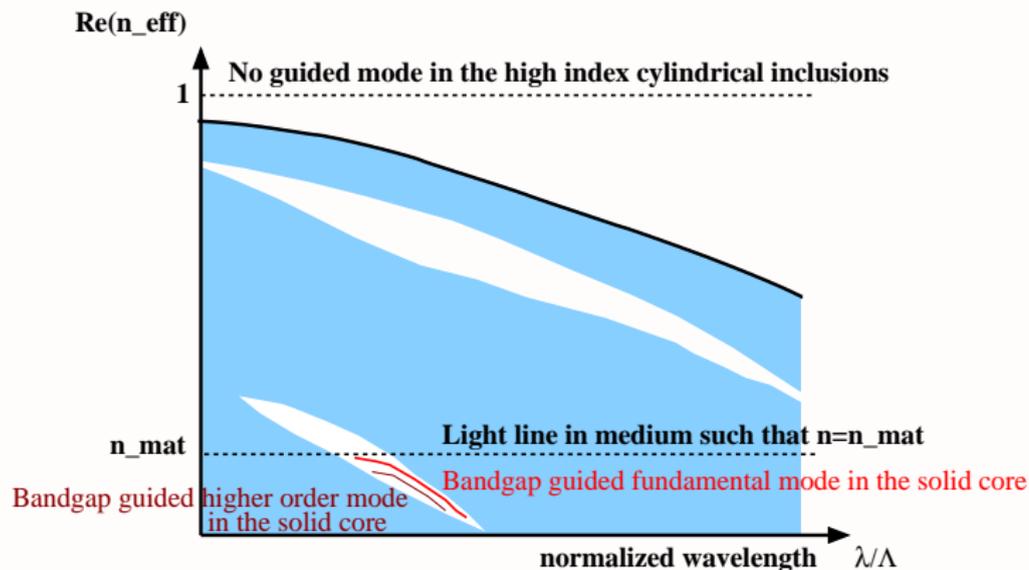
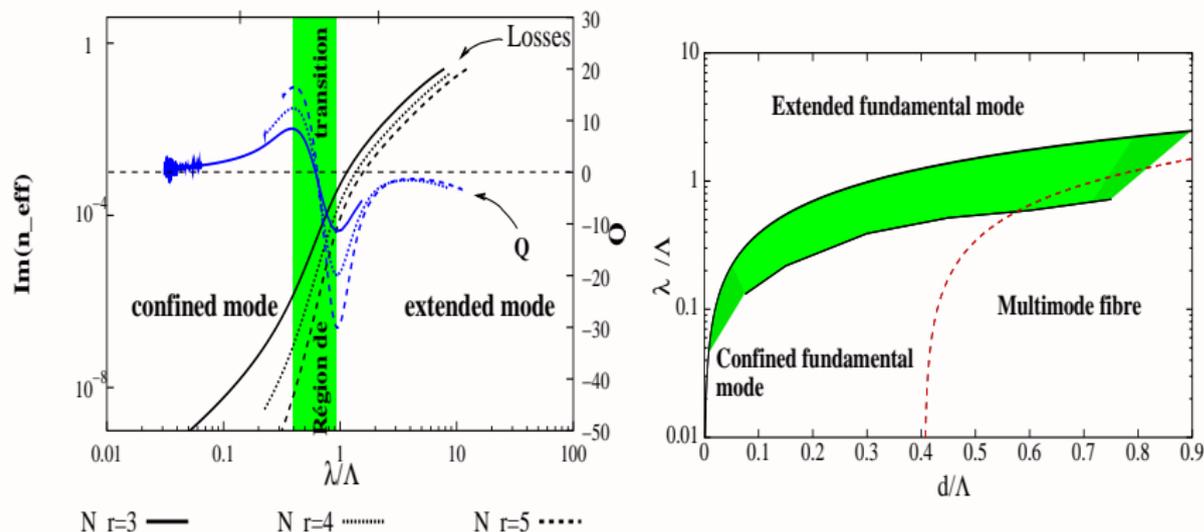


Figure: Schematic band diagram of a periodic array of inclusions of high refractive index n_{cyl} in a low refractive index matrix n_{mat} such that $n_{cyl} > n_{mat}$ together with the dispersion curves of the fundamental mode and a higher order mode of the finite size MOE such that $n_{cyl} = n_{mat}$.

Principales propriétés des FOM à cœur plein

Un diagramme de phase pour le mode fondamental



Comparaison des dispersions chromatiques du guide en fonction de l'indice de la matrice

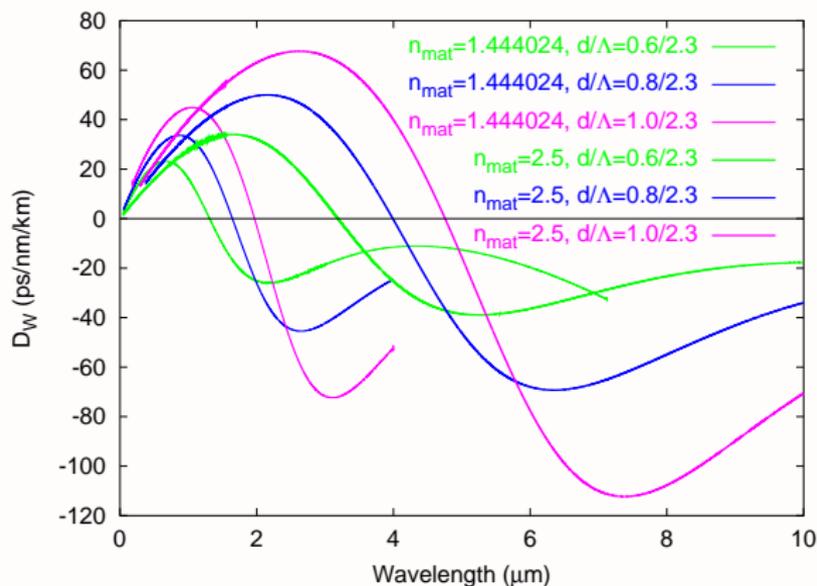


Figure: indices: $n_{\text{mat}}=1.444024$ (traits fins) et $n_{\text{mat}}=2.5$ (traits épais) pour plusieurs valeurs du rapport d/Λ pour des structures avec $N_r = 3$.