

# TRANSITION DE DÉLOCALISATION DU MODE DE CŒUR DES FIBRES MICROSTRUCTURÉES ANTI-RÉSONANTES PAR ANTICROISEMENT DES MODES À PERTES

Angelo Sagrini, Gilles Renversez, et Philippe Boyer

Institut Fresnel (UMR CNRS 6133), Faculté des Sciences et Techniques de Saint Jérôme, Université Paul Cézanne Aix-Marseille III, Avenue Escadrille Normandie-Niémen, 13397 Marseille cdx 20, France

gilles.renversez@fresnel.fr

## RÉSUMÉ

En utilisant deux méthodes modales très différentes, la méthode multipolaire et la méthode de factorisation rapide de Fourier récemment développée, nous exhibons une transition de délocalisation du mode de cœur des fibres microstructurées anti-résonantes par anti-croisement de modes à pertes, et non par anti-croisement d'un mode à pertes avec un mode guidé. Cette transition ne semble pas avoir été mis en évidence précédemment, en dépit de plusieurs études sur le sujet, du fait de la sélectivité en longueur d'onde du phénomène.

**MOTS-CLEFS** : *fibres microstructurées, couplage de modes, anti-résonance, mode de cœur, mode de défaut*

## 1. INTRODUCTION

Dans la grande famille des fibres optiques microstructurées (FOMs), on peut considérer deux grands types de fibres. Le plus conventionnel correspond aux fibres à cœur plein entouré d'inclusions de bas indice dans une matrice de haut indice[1]. On a alors un confinement des champs électromagnétiques dans le cœur que l'on peut considérer en première approximation comme généré par un phénomène de réflexion totale dû à l'indice plus élevé du cœur par rapport à l'indice moyen de la région qui l'entoure. Il est important de noter que ceci n'est une approche grossière qui ne rend pas compte de l'ensemble des propriétés des FOMs de ce type. L'autre type de fibres microstructurées sont les fibres ayant un cœur de bas indice entouré d'une région dont l'indice optique moyen est plus élevé. Dans cette configuration un guidage par l'indice n'est bien sûr par possible et ce sont des phénomènes de diffraction multiples qui sont à l'origine du confinement des champs électromagnétiques dans le cœur de la structure.

Dans cet article, nous nous intéresserons à des FOMs du second type, et plus précisément des fibres à cœur plein où des inclusions de haut indice sont plongées dans une matrice de bas indice. Ces FOMs ont déjà été étudiées du point de vue modélisation[2] et plusieurs applications ont déjà été proposées[3]. Nous commencerons notre étude par un bref rappel des propriétés de base du mode localisé dans le cœur de ces fibres. Nous décrirons ensuite la transition de délocalisation du mode de cœur des fibres microstructurées en dehors des longueurs d'onde habituelles de coupure. Nous interpréterons ce résultat en termes d'anti-croisement de modes à pertes : celui localisé dans le cœur de la structure et ceux des cylindres isolés constitués du matériau de haut indice. Les résultats présentés sont obtenus par deux méthodes modales très différentes : la méthode multipolaire (MM)[1] et la méthode de factorisation rapide de Fourier (FFFM)[4] que nous avons développées.

## 2. PROPRIÉTÉS DE BASE DES FOMs ANTI-RÉSONANTES

On s'intéresse plus particulièrement aux propriétés du mode confiné dans le cœur de la structure[2]. Les courbes de dispersion obtenues pour ce mode sont représentées Fig. 1 pour la partie réelle de  $n_{\text{eff}}$  et Fig. 1 pour sa partie imaginaire. Les principales ruptures de la courbe de dispersion de ce mode de cœur, qui n'est pas à proprement parler le mode fondamental de la structure, s'interprète comme des résonances avec des modes guidés des inclusions cylindriques de haut indice entourant le centre de la fibre. Au fur et à mesure que la longueur diminue de nouveaux modes guidés (ayant donc une partie imaginaire nulle) peuvent se propager dans les cylindres, et les longueurs d'onde de coupure de ces modes guidés correspondent aux discontinuités principales des parties réelles et imaginaires de  $n_{\text{eff}}$ . Les propriétés de ces FOMs anti-résonantes dépendent donc très fortement des caractéristiques opto-géométriques des inclusions de haut indice la constituant. On peut aussi noter que les pertes du mode de cœur varie

très fortement avec les longueurs d'onde (voir Fig. 1 où une échelle logarithmique est utilisée pour les ordonnées). Les applications envisagées[3] utilisent les zones de faibles pertes qui correspondent approximativement aux longueurs d'onde moyennes entre deux coupures successives des modes guidés des cylindres isolés.

La fibre microstructurée que nous considérons tout au long de cet article est la fibre décrite dans la figure 1 de la publication [2] à savoir : une fibre de symétrie  $C_{6v}$  avec 6 inclusions identiques de haut indice  $n_{cyl} = 1.8$  sur une seule couronne ( $N_r = 1$ ) dans une matrice de bas indice  $n_{mat} = 1.44$ , le diamètre commun des inclusions  $d = 3.315 \mu m$ , et le pas  $\Lambda = 5.64 \mu m$ . Si l'on compare les deux graphes de la figure 1 aux figures 2(a) et 2(b) publiée dans la référence [2], on observe des discontinuités supplémentaires dans les courbes de dispersion des modes de cœur. Ces discontinuités de nos courbes de dispersion ne sont pas des artefacts de calcul. En effet, les courbes sont obtenues par un suivie du mode par des pas en longueurs d'onde de l'ordre de  $5.0 \cdot 10^{-6} \mu m$  sur toute la plage des longueurs d'onde étudiées et nos deux méthodes de calcul la MM et la FFFM font apparaître ces discontinuités. L'explication physique du phénomène associé à ces discontinuité est détaillée dans la section suivante.

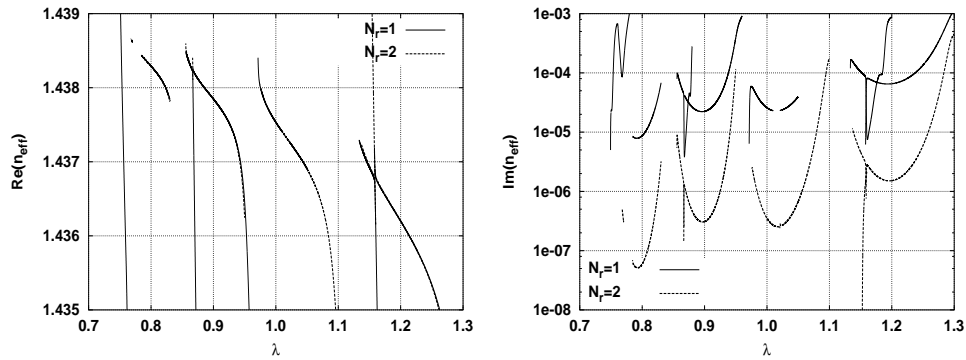


Fig. 1 – Evolution de  $n_{eff}$  en fonction de la longueur d'onde  $\lambda$  pour le mode localisé dans le cœur de la fibre ( $\Re(n_{eff})$  à gauche,  $\Im(n_{eff})$  à droite). Les longueurs d'onde séparant les différentes courbes de dispersion correspondent aux longueurs de coupure de modes guidés d'ordre supérieur dans les cylindres isolés. La FOM est décrite dans le texte ( $N_r$  est le nombre de couronnes d'inclusions de haut indice).

### 3. RÉSONANCE AVEC LES MODES À PERTES DES CYLINDRES ISOLÉS

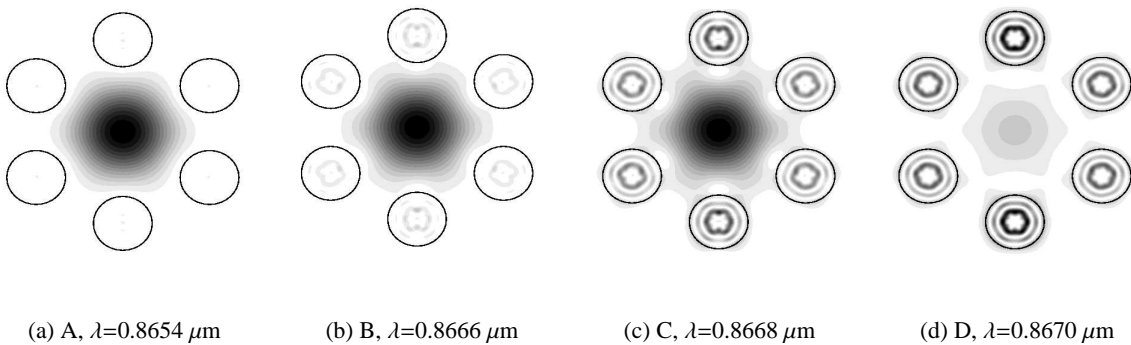


Fig. 2 – Evolution de la carte du module de la composante  $z$  du vecteur de Poynting au cours de l'anticroisement des modes au voisinage de  $\lambda = 0.865 \mu m$ , le mode subit une transition de délocalisation du cœur de la fibre vers les cylindres de la FOM (voir la Fig. 3(a) pour les positions A,B,C,D sur la courbe  $\Re(n_{eff})(\lambda)$ ).

La figure 2 montre l'évolution du module de la composante  $z$  du vecteur de Poynting en fonction de la longueur d'onde lors d'une des nouvelles discontinuités observées sur les courbes de dispersion de

la figure 1. On y voit clairement que le mode de cœur subit une transition de délocalisation du centre de la fibre vers les cylindres de la FOM anti-résonante. Or au voisinage de cette longueur d'onde pour des valeurs proches de la partie réelle de  $n_{\text{eff}}$ , il n'y a pas de modes guidés subissant une coupure. En revanche, on peut trouver un mode à pertes, c'est-à-dire un mode ayant un indice effectif avec une partie imaginaire non nulle. C'est ce qui est illustré sur la figure 3. L'asymptote aux deux courbes associées à des modes de cœur de la structure est la courbe de dispersion du mode à pertes d'un cylindre isolé d'indice  $n_{\text{cyl}}$  de diamètre  $d$  identiques aux inclusions de la FOM dans une matrice d'indice  $n_{\text{mat}} = 1.44$ . La carte de champ du module de la composante  $z$  du vecteur de Poynting de ce mode à pertes est représentée sur la figure 3. Comme on pourrait le voir sur un zoom du champ électrique de la FOM anti-résonante, ce mode à pertes est bien celui que l'on retrouve dans la FOM. On peut interpréter ces courbes de dispersion

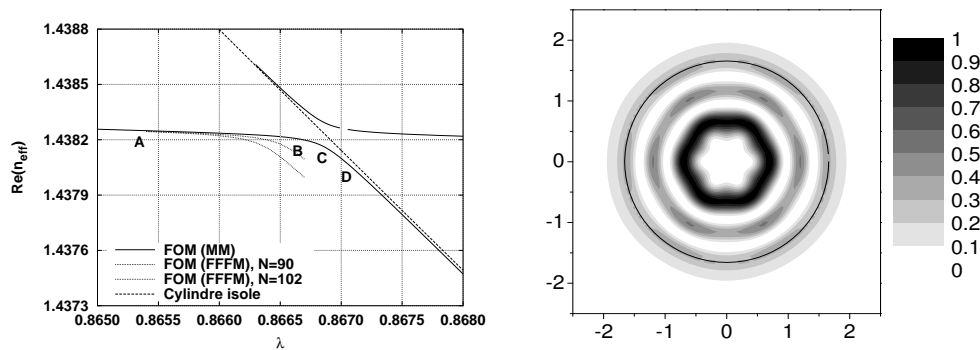


Fig. 3 – Zoom de l'évolution de  $\Re(n_{\text{eff}})$  en fonction de la longueur d'onde (à gauche). L'asymptote correspond à la courbe de dispersion de la partie réelle d'un mode à pertes d'un cylindre isolé, la méthode FFFM n'a pas encore complètement convergé pour les 2 ordres de développement de Fourier utilisés. La carte de composante  $z$  du module du vecteur de Poynting de ce mode à pertes du cylindre isolé (en trait noir) est représentée sur la figure de droite ( $n_{\text{eff}} = 1.438142 + i 9.121 \cdot 10^{-7}$  pour  $\lambda = 0.867 \mu\text{m}$ ).

comme un anti-croisement de modes[5]. Mais contrairement aux cas déjà étudiés dans des fibres à effet cristal photonique à cœur creux[6], l'anti-croisement ne concerne pas un mode guidé et un mode à pertes mais deux modes à pertes (nous retrouvons ce phénomène pour d'autres longueurs d'onde comme pour  $\lambda \approx 1.16 \mu\text{m}$ ). C'est à notre connaissance la première mise en évidence de ce phénomène dans des FOMs. Son existence devra certainement être prise en compte dans le développement d'applications basées sur des fibres microstructurées anti-résonantes car en fonction des paramètres opto-géométriques de la structure, un tel anti-croisement peut se produire au voisinage de la longueur d'onde de fonctionnement du dispositif.

## RÉFÉRENCES

- [1] F. Zolla, G. Renversez, A. Nicolet, B. Kuhlmeiy, S. Guenneau, and D. Felbacq. Imperial College Press, London, 2005. B. Kuhlmeiy, T. P. White, G. Renversez, D. Maystre, L.C. Botten, C. Martijn de Sterke, and R. C. McPhedran. *J. Opt. Soc. Am. B*, 10(19) :2331–2340, 2002.
- [2] T. P. White, R. C. McPhedran, C. M. de Sterke, N. M. Lichinitser, and B. J. Eggleton. *Opt. Lett.*, 27(22) :1977–1979, 2002.
- [3] N. M. Lichinitser, S. C. Dunn, P. E. Steinwuzel, B. J. Eggleton, T. P. White, R. C. McPhedran, and C. M. de Sterke. *Opt. Express*, 12(8) :1540–1550, 2004. T. T. Alkeskjold, J. Laegsgaard, A. Bjarklev, D. S. Hermann, Anawati, J. Broeng, J. Li, and S.-T. Wu. *Opt. Exp.*, 12(24) :5857–5871, 2004.
- [4] P. Boyer, G. Renversez, M. Nevière, and E. Popov. *submitted to J. Opt. Soc. Am. B*, 2005.
- [5] T. D. Engeness, M. Ibanescu, S. G. Johnson, O. Weisberg, M. Skorobogatiy, S. Jacobs, and Y. Fink. *Optics Express*, 11(10) :1175–1196, 2003.
- [6] K. Saitoh, N. A. Mortensen, and M. Koshiba. *Opt. Express*, 12(3) :394–400, 2004.