

文章编号: 0253-2239(2002)09-1032-03

光子晶体光纤的基模分析*

宋俊峰¹⁾²⁾ 王海嵩¹⁾ 常玉春¹⁾ 王立军²⁾ 许武²⁾ 杜国同¹⁾

(1), 吉林大学电子科学与工程学院集成光电子学国家重点联合实验室, 长春 130023)
(2), 中国科学院长春光学精密机械与物理研究所, 长春 130022

摘要: 简化了光子晶体光纤的模式计算公式, 计算了六角晶格光子晶体光纤的色散关系, 对不同空气柱半径的色散作了比较, 发现随着空气柱半径的增加, 模式折射率变小, 波导模式色散的零色散点向长波方向移动。

关键词: 光子晶体光纤; 模式; 色散

中图分类号: TN25: O734 文献标识码: A

1 引 言

光子晶体是由 Yablonovitch^[1] 1987 年提出的, 其结构为一个折射率周期变化的物体, 周期为光波长量级。与一般半导体相似, 它也有能带结构, 即色散关系是带状的, 这使得在禁带内的光子不能在晶体内传播, 利用这种性质, 可以制作成高 Q 值的微腔^[2]、光子晶体光波导^[3]和光子晶体微波天线^[4]。

目前研究的光子晶体光波导主要是二维结构, 光子晶体光纤 (photonic crystal fiber, PCF) 是一种特殊的波导形式, 光的传播方向平行于二维光子晶体柱 (或洞) 的方向。由于这种波导可以在较大范围内实现基模工作, 可以调节零色散点的位置, 有的结构可以实现大功率激光传输等, 因此它是目前研究的一个热点。

目前计算光子晶体光纤的方法主要有两种, 一种是超元胞方向^[5], 实际上它是二维光子晶体的超平面情况的应用^[6], 该方法先给出传播常数, 然后求解一个本征值方程, 解出能量, 即光的频率, 从而得到模式情况; 另一种方法是正交函数展开方法^[7], 它是先给出光频率, 也是求解一个本征值方程, 得到传播常数。第二种方法比较适合实际需要, 因为一个光纤准备用于哪个波长是事先清楚的, 而传播常数总是不知道的; 另外, 材料介质色散比较大时, 必须考虑介质的介电常数随频率的变化而改变, 此时第

一种方法就无能为力了, 只能用第二种方法。但文献中的第二种方法都是把磁场用一个局域化很强的函数——韦伯-赫尔米特 (Weber-Hermite) 函数展开^[7,8], 由于这个特殊函数的运算很复杂, 尤其是积分运算使得计算公式很繁琐, 我们用平面波取代韦伯-赫尔米特函数作展开, 极大地降低了公式的复杂性。应该说对于局域化很强的场分布, 韦伯-赫尔米特函数方法更易于趋近精确值; 而对于场分布较大的模式, 这种平面波展开方法则更好。但对于已知某种对称性的模式, 尤其是高阶模来说, 可以用平面波组合成具有相应对称性的波函数, 这样计算量可以大大减少, 因此用平面波展开方法更具有灵活性。

本文只讨论基模情况。

2 计算与分析

对于一个在 z 方向上均匀无限长的光波导, 由麦克斯韦方程组有

$$\begin{aligned} Lh_{\perp} &= [\nabla_{\perp}^2 + k_0^2 \epsilon(\mathbf{r})] h_{\perp} + \\ &[\nabla_{\perp} \ln \epsilon] \times (\nabla_{\perp} \times h_{\perp}) = \beta^2 h_{\perp}, \quad (1) \end{aligned}$$

其中

$$h_{\perp} = h_x \mathbf{x} + h_y \mathbf{y}$$

为磁场的 x - y 平面分量,

$$\nabla_{\perp} = \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{x} + \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{y}$$

为平面梯度算符, $\epsilon(\mathbf{r})$ 为介电常数, β 为 z 方向的传播常数。它们可以写成矩阵算符形式:

* 国家自然科学基金 (G2000036605、60077021、69896260) 资助课题。

E-mail: laserab@mail.jlu.edu.cn

收稿日期: 2001-08-06; 收到修改稿日期: 2001-10-22

$$\mathbf{L} = \begin{bmatrix} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k_0^2 \epsilon(\mathbf{r}) - \frac{\partial}{\partial y}(\ln \epsilon) \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial y}(\ln \epsilon) \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial x}(\ln \epsilon) \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k_0^2 \epsilon(\mathbf{r}) - \frac{\partial}{\partial x}(\ln \epsilon) \frac{\partial}{\partial x} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M + N & 0 \\ 0 & M + N \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \theta_{x,x} & \theta_{x,y} \\ \theta_{y,x} & \theta_{y,y} \end{bmatrix}, \tag{2}$$

其中， $M = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$, (3)

$N = k_0^2 \epsilon(\mathbf{r})$. (4)

θ 的各分量可以从(2)式中得到。考虑到任何一个连续函数都可以按某正交完备函数展开,我们选择二维平面波作为正交完备函数,原则上平面波的波矢量应该是连续变化的,但可以用一些等间距离散化的值来代替,这相当于把光子晶体光纤中心周围的一定区域作为一个大元胞,这些大元胞作为二维周期平移形成一个二维无穷大的完整的二维光子晶体,我们求的是这个完整的二维光子晶体的模式情况。为了使大元胞之间不互相影响,大元胞的尺寸应该足够大,或者说波矢量的间距要足够小。则

$$h_x = \sum_{m,n} a_{m,n} \exp[i(\mathbf{G}_x^{m,n}x + \mathbf{G}_y^{m,n}y)], \tag{5a}$$

$$h_y = \sum_{m,n} b_{m,n} \exp[i(\mathbf{G}_x^{m,n}x + \mathbf{G}_y^{m,n}y)], \tag{5b}$$

$$\ln \epsilon(\mathbf{r}) = \sum_{m,n} \gamma_{m,n} \exp[i(\mathbf{G}_x^{m,n}x + \mathbf{G}_y^{m,n}y)], \tag{6}$$

$$\epsilon(\mathbf{r}) = \sum_{m,n} \epsilon_{m,n} \exp[i(\mathbf{G}_x^{m,n}x + \mathbf{G}_y^{m,n}y)], \tag{7}$$

其中 $\mathbf{G}_v^{m,n} = m\mathbf{G}_{1,v} + n\mathbf{G}_{2,v}$ ($v = x, y$), $\mathbf{G}_{1,v}, \mathbf{G}_{2,v}$ 为大元胞的两个平移基矢量,本文中它们大小相同,夹角为 60° ,即大元胞是六角形, $a_{m,n}, b_{m,n}, \gamma_{m,n}, \epsilon_{m,n}$ 分别为各自函数的展开系数。由(2)式~(4)式可得各算符的矩阵元为

$$M_{k,l}^{m,n} = -\delta_m^k \delta_l^n [(\mathbf{G}_x^{k,l})^2 + (\mathbf{G}_y^{k,l})^2], \tag{8}$$

$$N_{k,l}^{m,n} = k_0^2 \epsilon_{m-k, n-l}, \tag{9}$$

$$(\theta_{x,x})_{k,l}^{m,n} = \gamma_{m-k, n-l} \mathbf{G}_y^{m-k, n-l} \mathbf{G}_y^{k,l}, \tag{10a}$$

$$(\theta_{x,y})_{k,l}^{m,n} = -\gamma_{m-k, n-l} \mathbf{G}_y^{m-k, n-l} \mathbf{G}_x^{k,l}, \tag{10a}$$

$$(\theta_{y,x})_{k,l}^{m,n} = -\gamma_{m-k, n-l} \mathbf{G}_x^{m-k, n-l} \mathbf{G}_y^{k,l}, \tag{10c}$$

$$(\theta_{y,y})_{k,l}^{m,n} = \gamma_{m-k, n-l} \mathbf{G}_x^{m-k, n-l} \mathbf{G}_x^{k,l}. \tag{10d}$$

求解(2)式,可以得到特征值(传播常数 β)和特征向量($a_{m,n}, b_{m,n}$),进一步求得电场和能流密度等。图1是一个六角晶格二维光子晶体光纤的示意图,它是在一个均匀的介质中打出二维周期空气柱,中间是

高折射率缺陷,周期长度为 Λ ,空气柱的直径为 D 。

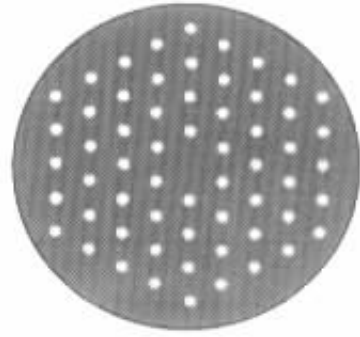


Fig.1 Schematic of photonic crystal section structure with hexagonal lattice

图2则是一个基模的 h_x 分布情况(在计算中取 $\lambda/\Lambda = 0.3$,介质折射率 $n_m = 1.45, n_{air} = 1.0$,下同),电磁波几乎都集中在中间的高折射率缺陷内,说明这种光子晶体光纤对光有很好的限制作用。

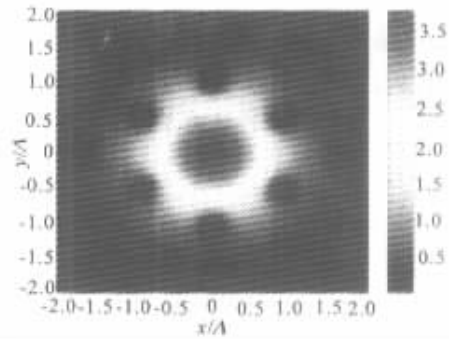


Fig.2 Distribution of h_x in fundamental mode

图3展示了模式折射率 $n_x = \beta/k_0$ 随波长的变化情况。由图3可知,随着波长的增加,模式折射率降低,在波长较短的情况下几乎不变,这说明光子晶体光纤的空气柱对长波长的光影响较大;另外,空气柱半径的增加也使模式折射率减小。对图3中的数据曲线作多项式拟合,通过(11)式可以得到群速度色散值 R_{GVD} 结果如图4所示(图中 c 为光速)。零色散点随空气柱半径的增加而红移,也就是说可以通过设计光子晶体光纤的结构参量来调节色散情况和零色散点的位置。图4中,

$$R_{\text{GVD}} = -\frac{\lambda}{c} \frac{\partial^2 n_z}{\partial \lambda^2}. \quad (11)$$

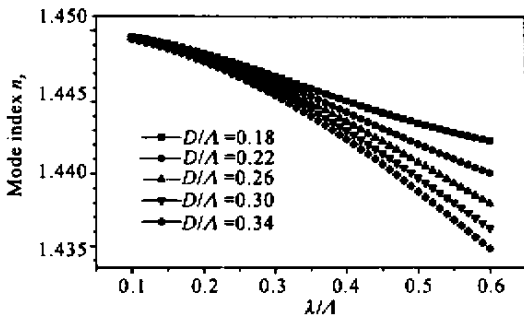


Fig.3 Relation between mode index and wavelength

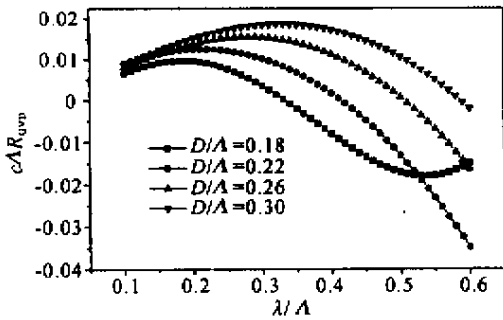


Fig.4 Relation between the group velocity dispersion and wavelength

结论 通过选择二维平面波作为完备正交函数,简化了计算光子晶体光纤的计算公式。计算结果显示,六角晶格光子晶体光纤模式折射率对长波长的光影响较大,随空气柱半径的增加,模式折射率减小,零色散点红移。值得注意的是,本文没有针对某

个具体的波长,因此也忽略了材料本身的色散,但可通过设计空气柱的尺寸来调节色散量,如果必须考虑材料本身色散时,它可用来补偿材料本身的色散。这种方法对其他结构的光子晶体光纤同样适用。

参 考 文 献

- [1] Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **58** (20):2059~2062
- [2] Painter O, Lee R K, Scherer A *et al.*. Two-dimensional photonic band-gap defect mode laser. *Science*, 1999, **284** (5421):1819~1821
- [3] Lin Shawnyu, Chow Edmund, Hietala Vince *et al.*. Experimental demonstration of guiding and bending of electromagnetic waves in a photonic crystal. *Science*, 1998, **282** (5387):274~276
- [4] Brown E R, Parker C D, Yablonovitch E. Radiation properties of a planar antenna on a photonic crystal substrate. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1993, **10** (2):404~407
- [5] Broeng J, Barkou S E, Bjarklev A *et al.*. Highly increased photonic band gaps in silica/air structures. *Opt. Commun.*, 1998, **156** (4~6):240~244
- [6] Feng Xiaoping, Arakawa Yasuhiko. Off-plane angle dependence of photonic band gap in a two-dimensional photonic crystal. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1996, **QE-32** (3):535~541
- [7] Mogilevtsev D, Birks T A, Russell P St J. Localized function method for modeling defect modes in 2-D photonic crystals. *J. Lightwave Technol.*, 1999, **17** (11):2078~2081
- [8] Mogilevtsev D, Birks T A, Russell P St J. Group-velocity dispersion in photonic crystal fiber. *Opt. Lett.*, 1998, **23** (21):1662~1664

Analysis of Fundamental Mode in Photonic Crystal Fiber

Song Junfeng^{1,2)} Wang Haisong¹⁾ Chang Yuchun¹⁾ Wang Lijun²⁾ Xu Wu²⁾ Du Guotong¹⁾

(1), Institute of Electronic Science and Engineering, State Key Lab on Integrated Optoelectronics, Jilin University, Changchun 130023
 (2), Changchun Institute of Optics and Fine Mechanics and Physics, The Chinese Academy of Sciences, Changchun 130022

(Received 6 August 2001; revised 22 October 2001)

Abstract: The formulation for analysing mode behavior in photonic crystal fiber is simplified, and the dispersion relations in photonic crystal fiber of hexagonal lattice are calculated. The dispersion relations in different air post radii are compared. It is found that the mode index decrease, and the wavelength of zero dispersion shifts toward long wavelength with the increase of the air post radius.

Key words: photonic crystal fiber; mode; dispersion relation