

文章编号: 1001-2486(2011)02-0005-04

材料色散对全固态带隙光纤带内色散的影响*

张 斌, 侯 静, 姜宗福

(国防科技大学 光电科学与工程学院, 湖南 长沙 410073)

摘要:全固态光子带隙光纤已开始用于产生超连续谱,其带隙效应可以控制超连续谱的范围,但是带内的色散特性对于超连续谱的产生有着重要的影响。采用平面波法计算了同一带隙光纤不同阶带隙内的色散曲线和不同带隙光纤同阶带隙内的色散曲线,零色散波长在带内相对位置与带隙位置密切相关,在长波长区域,零色散点位于带隙的短波边;在短波区域,零色散点位于带隙的长波边。通过对波导色散和材料色散的计算发现,全固态带隙光纤的材料色散影响了零色散点在带隙内的相对位置。

关键词:群速度色散;光子带隙光纤;零色散波长

中图分类号: TN292 **文献标识码:** A

Effects of Material Dispersion on Dispersion in Bandgaps of All-Solid Photonic Bandgap Fibers

ZHANG Bin, HOU Jing, JIANG Zong-fu

(College of Opto-electronic Science and Engineering, National Univ. of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract: All-solid photonic bandgap fibers have being used for supercontinuum generation. The spectral rang of supercontinuum is controllable with the use of bandgap. But the dispersion has significant effect on supercontinuum generation. In different bandgaps of the same photonic bandgap fiber and in the same order bandgaps of different photonic bandgap fibers, the group velocity dispersions were calculated with plane-wave methods. The results indicate that the relative position of the zero dispersion wavelength in the bandgap strongly depends on the location of the corresponding bandgap. Zero dispersion wavelength is in the proximity of the short wavelength edge of bandgap in long wavelength region. However, it is located near the long wavelength edge of bandgap in short wavelength region. From the calculated waveguide dispersion and material dispersion, it can be found that it is material dispersion that affects the relative position of zero dispersion wavelength in bandgap.

Key words: group velocity dispersion; photonic bandgap fibers; zero dispersion wavelength

光子带隙光纤与全内反射光子晶体光纤的导光方式不同^[1],光子带隙光纤的包层为二维光子晶体结构,其中周期性介质的折射率比纤芯高,波长位于包层光子带隙内的光不能在包层中传输,从而被限制在纤芯中传输。由于导光方式不同,所以光子带隙光纤具有与全内反射光子晶体光纤不同的光学性质,除了典型的带隙导光特性以外,还有其独特的色散特性。全固态光子带隙光子晶体光纤^[2](All-Solid Photonic Bandgap Fiber, AS-PBGF)的带隙特性已广泛应用于光谱滤波^[3-6],抑制多余波长成分的产生。最近,光子带隙光纤又被应用于超连续谱的产生,其带隙特性可用于控制超连续谱的波长范围^[7-9]。实际上,在产生超连续谱时,泵浦光位于正常色散区还是反常色散

区,光谱展宽的机理有着很大的区别^[10-11]。零色散波长(Zero Dispersion Wavelength, ZDW)是正常色散区和反常色散区之间的分界点,所以 ZDW 在产生超连续谱时是选择光纤或泵浦源的一个很重要的参数^[12]。因此在利用光子带隙光纤产生超连续谱时,除了带隙特性外,色散特性以及 ZDW 在带隙内的位置也是需要重点考虑的参数。本文采用平面波法计算了同一光子带隙光纤不同阶带隙内的色散特性,以及不同光子带隙光纤同一阶带隙内的色散特性,通过对计算结果的分析,发现 ZDW 在带隙内的相对位置与带隙的位置有关,同时详细分析了引起该变化的原因。这对光子带隙光纤的色散设计和色散特性的应用^[13]有着重要的指导意义。

* 收稿日期:2010-11-5

基金项目:国家自然科学基金资助项目(61077076);教育部新世纪优秀人才计划资助项目(NCET-08-0142)

作者简介:张斌(1981—),男,博士生。

1 平面波法简介

在无源、无损、非磁性、各向同性的线性介质中,由麦克斯韦(Maxwell)方程组可得关于磁场 $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ 的基本方程^[14]:

$$\nabla \times \left[\frac{1}{\epsilon_r(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) \right] = \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad (1)$$

光在光纤中沿轴 z 方向传播,而光纤在 z 轴方向具有平移不变性。所以 $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ 可表示为:

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = [\mathbf{H}_t(x, y) + h^z \hat{\mathbf{z}}] e^{i\beta z} \quad (2)$$

β 为沿 z 向的传播常数。将上式代入式(1),可以得到关于 \mathbf{H}_t 的方程:

$$[\nabla_t^2 + n^2(\mathbf{x})k_0^2 + \nabla_t \ln n^2(\mathbf{x}) \times \nabla_t \times] \mathbf{H}_t = \beta^2 \mathbf{H}_t \quad (3)$$

其中 $n^2(\mathbf{x}) = \epsilon_r(\mathbf{x})$,在带隙光纤中是二维空间坐标的周期函数。 ∇_t^2 为横向拉普拉斯算符,自由空间波数 $k_0 = \omega/c$, $\mathbf{x} = (x, y)$ 为二维位置矢量。

将上式在倒格矢空间求解

$$n^2(\mathbf{x}) = n^2(\mathbf{x} + \mathbf{R}) \quad (4)$$

其中 $\mathbf{R} = l_1 \mathbf{R}_1 + l_2 \mathbf{R}_2$, $\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2$ 为单元胞或超元胞的格矢, $l_1, l_2 \in \mathbf{Z}$ 。定义倒格矢 $\mathbf{G}_\alpha \cdot \mathbf{R}_\beta = 2\pi \delta_{\alpha\beta}$, ($\alpha, \beta = 1, 2$)。使用倒格矢, $n^2(\mathbf{x})$ 可用平面波基展开为

$$n^2(\mathbf{x}) = \sum_{\mathbf{G}} n_{\mathbf{G}}^2 e^{i\mathbf{G} \cdot \mathbf{x}} \quad (5)$$

其中 $\mathbf{G} = m_1 \mathbf{G}_1 + m_2 \mathbf{G}_2$, $m_1, m_2 \in \mathbf{Z}$ 。同理,对 $\ln n^2(\mathbf{x})$ 也进行类似展开。

由 Bloch 定理, $\mathbf{H}_t = (h^x, h^y)$ 可表示为包含 Bloch 矢 \mathbf{k} 的平面波之和:

$$h^x(\mathbf{x}) = \sum_{\mathbf{G}} h_{\mathbf{k}, \mathbf{G}}^x e^{i(\mathbf{k} + \mathbf{G}) \cdot \mathbf{x}} \quad (6)$$

$$h^y(\mathbf{x}) = \sum_{\mathbf{G}} h_{\mathbf{k}, \mathbf{G}}^y e^{i(\mathbf{k} + \mathbf{G}) \cdot \mathbf{x}} \quad (7)$$

将式(6)、(7)代入式(3),经过计算,得

$$\sum_{\mathbf{G}'} \begin{pmatrix} M_{xx} & M_{xy} \\ M_{yx} & M_{yy} \end{pmatrix} \begin{bmatrix} h_{\mathbf{k}, \mathbf{G}'}^x \\ h_{\mathbf{k}, \mathbf{G}'}^y \end{bmatrix} = \beta^2 \begin{bmatrix} h_{\mathbf{k}, \mathbf{G}}^x \\ h_{\mathbf{k}, \mathbf{G}}^y \end{bmatrix} \quad (8)$$

其中系数

$$\begin{cases} M_{xx} = -|\mathbf{k} + \mathbf{G}'|^2 \delta_{\mathbf{G}, \mathbf{G}'} + k_0^2 n_{\mathbf{G}-\mathbf{G}'}^2 + (G_y - G'_y)(k_y + G'_y) [\ln n^2]_{\mathbf{G}-\mathbf{G}'} \\ M_{xy} = -(G_x - G'_x)(k_y + G'_y) [\ln n^2]_{\mathbf{G}-\mathbf{G}'} \\ M_{yx} = -(G_y - G'_y)(k_x + G'_x) [\ln n^2]_{\mathbf{G}-\mathbf{G}'} \\ M_{yy} = -|\mathbf{k} + \mathbf{G}'|^2 \delta_{\mathbf{G}, \mathbf{G}'} + k_0^2 n_{\mathbf{G}-\mathbf{G}'}^2 + (G_x - G'_x)(k_x + G'_x) [\ln n^2]_{\mathbf{G}-\mathbf{G}'} \end{cases} \quad (9)$$

求解该特征方程,特征值为 β^2 ,可以得到 $\beta \sim \omega$ 的关系,由此可以得到带隙光纤的模式有效折射率和色散特性,进一步还可以得到带隙结构和

模场分布。

2 同一光纤不同阶带隙内的色散特性

所要计算的全固态带隙光纤结构如图 1 所示,其基质材料为石英,黑色的小圆表示高折射率介质柱,与基质材料的折射率差为 0.03。高折射率柱直径 $d = 3.0 \mu\text{m}$,柱间距 $\Lambda = 6.0 \mu\text{m}$ 。通过缺失一个高折射率柱来引入线缺陷作为纤芯,使波长位于包层禁带内的光在纤芯内传输。

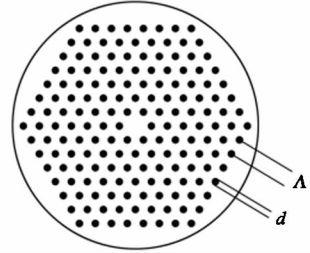


图 1 全固态光子带隙光纤截面图
Fig.1 Cross sectional images of all-solid photonic bandgap fiber

为了研究在同一光纤不同阶带隙内的色散特性,采用平面波法计算带隙光纤前三阶带隙内所能传输的基模有效折射率,不考虑材料色散影响时,设石英材料的折射率为 1.45,计算结果如图 2 所示,图中的虚线表示各阶带隙的位置。如果要计算带隙光纤的总色散,需考虑石英的材料色散,此时计算该光纤前三阶带隙内的基模有效折射率如图 3 所示。

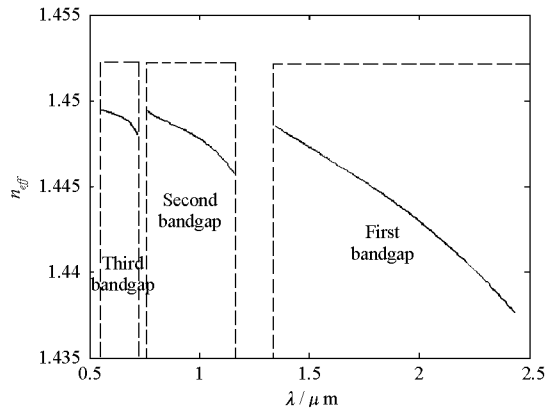


图 2 不考虑材料色散时前三阶带隙内的基模有效折射率

Fig.2 Effective index of fundamental mode in first 3 bandgaps excluding material dispersion

由上述计算的各带隙内基模有效折射率,便可得到各阶带隙内的色散。计算的第一阶带隙内材料色散(星号)、波导色散(圆圈)和总色散(黑点)如图 4 所示。波导色散的 ZDW 为 $1.537 \mu\text{m}$,总色散的 ZDW 为 $1.476 \mu\text{m}$ 。波导色散和总色散的 ZDW 都在带隙的短波边,总色散的 ZDW 更短。

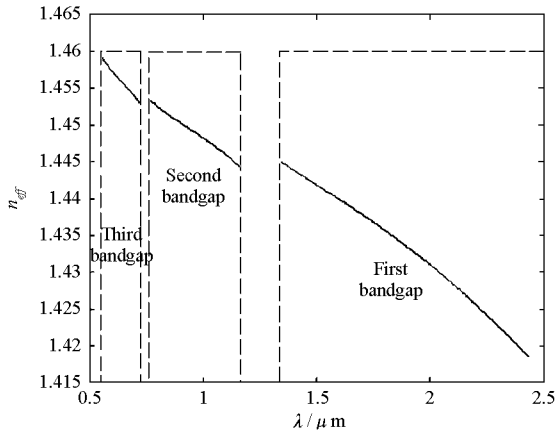


图 3 考虑材料色散时前三阶带隙内的基模有效折射率
Fig.3 Effective index of fundamental mode in first 3 bandgaps including material dispersion

这是由于材料色散的作用,石英材料的 ZDW 约为 $1.27\mu\text{m}$,在该带隙光纤的第一阶带隙内,石英的材料色散为反常色散,有一个正的群速度色散值,使得总的色散曲线相对于波导色散向上移动,导致了总色散的 ZDW 比波导色散的 ZDW 更短。

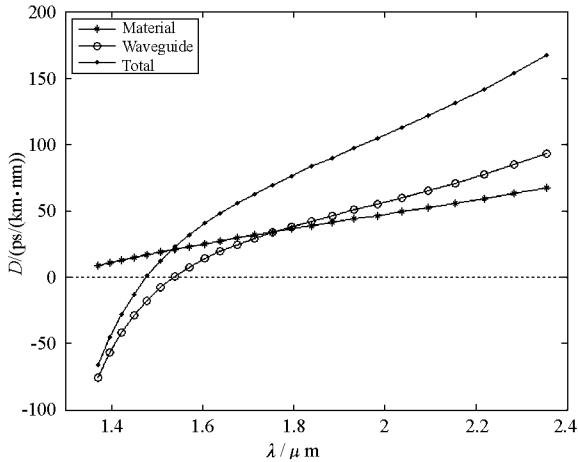


图 4 第一阶带隙内的材料色散、波导色散和总色散
Fig.4 Material dispersion, waveguide dispersion and total dispersion in the first bandgap

为了证实上述结论,计算带隙光纤第二阶带隙内材料色散,波导色散和总色散,结果如图 5 所示。相对于第一阶带隙内的情况,波导色散和总色散的 ZDW 的相对位置发生了变化,总色散的 ZDW 更长。该带隙内波导色散的 ZDW 仍位于带隙的短波边,但总色散的 ZDW 更靠近带隙的中央,它们分别位于 $0.866\mu\text{m}$ 和 $0.932\mu\text{m}$ 处。这是因为在该带隙光纤第二阶带隙内,石英材料的色散为正常色散,具有负的群速度色散值。材料的正常色散使得总的色散相对于波导色散向下移动,导致了总色散的 ZDW 比波导色散的 ZDW 更长。

在更短波长的第三阶带隙,其带内材料色散,

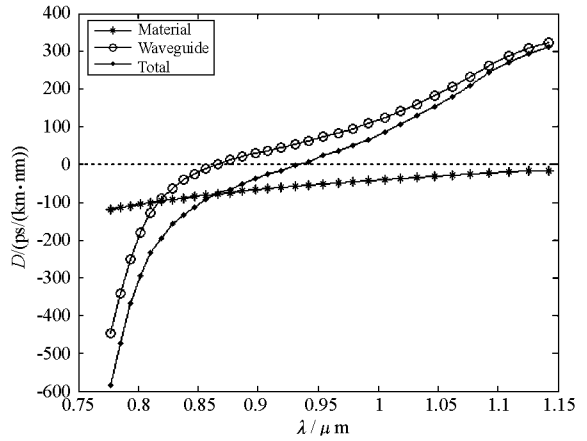


图 5 第二阶带隙内的材料色散、波导色散和总色散
Fig.5 Material dispersion, waveguide dispersion and total dispersion in the second bandgap

波导色散和总色散的关系如图 6 所示。波导色散的 ZDW 仍位于带隙的短波边,位于 $0.585\mu\text{m}$ 处,而总色散的 ZDW 位于带隙长波边的 $0.656\mu\text{m}$ 处。总色散的 ZDW 与波导色散的 ZDW 之间的相对间隔也变大了。从图 6 中可知,在该带隙内石英材料具有很大的正常色散,即很大的负群速度色散值,使得光纤在该带隙内的 ZDW 靠近带隙的长波边。这也是总色散的 ZDW 比波导色散的 ZDW 更长的原因。

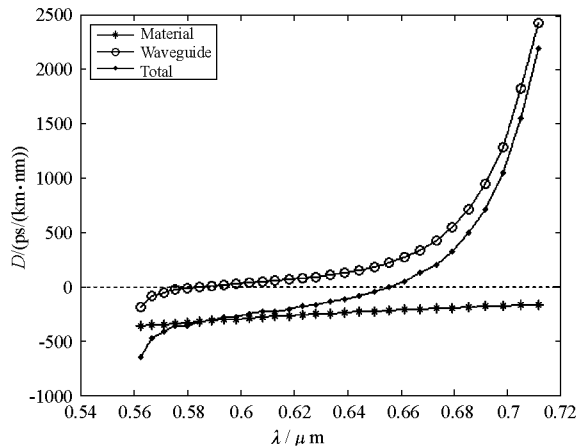


图 6 第三阶带隙内的材料色散、波导色散和总色散
Fig.6 Material dispersion, waveguide dispersion and total dispersion in the third bandgap

3 不同光纤同阶带隙内的色散特性

为了研究不同带隙光纤的同阶带隙内的色散特性,采用另一不同结构全固态带隙光纤作为研究对象。该带隙光纤柱直径 $d = 1.24\mu\text{m}$,柱间距 $\Lambda = 5.12\mu\text{m}$ 。仍然缺失一个高折射率柱来引入纤芯。此光纤与前一光纤的纤芯直径相同。采用上述计算方法,计算该带隙光纤第一阶带隙内的材料色散,波导色散和总色散的关系如图 7 所示。

此时波导色散的 ZDW 同样位于带隙短波边,为 $0.585\mu\text{m}$ 。而总色散的 ZDW 位于带隙中央的 $0.979\mu\text{m}$ 处。与前述光纤带隙内的 ZDW 相比较,虽然同为第一阶带隙,但是 ZDW 在带隙内的相对位置向带隙的长波方向移动,类似前述光纤的第三阶带隙。由此可见,带隙内 ZDW 在带隙内的相对位置与是第几阶带隙没有关系。这是因为在波导色散的 ZDW 附近石英材料有较大的正常色散。类似于前述光纤的第二阶带隙内的情况,带隙内材料色散使总群速度色散的 ZDW 向长波方向移动到了带隙的中央。

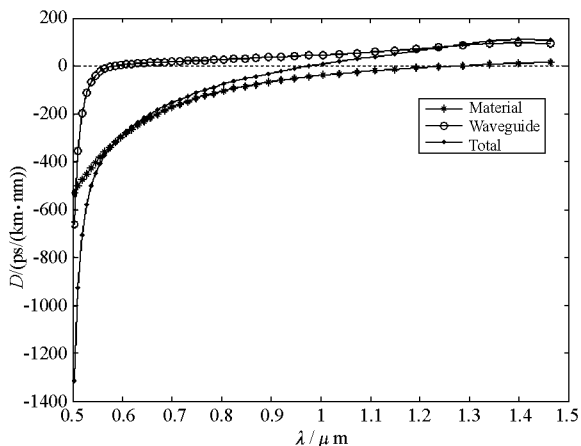


图7 另一结构光子带隙光纤中第一阶带隙内的材料色散、波导色散和总色散

Fig.7 Material dispersion, waveguide dispersion and total dispersion in the first bandgap of another photonic bandgap fiber

为了进一步研究不同光纤同一阶带隙内的色散特性,通过改变高折射率柱直径 d 和柱间距 Λ 来研究第一阶带隙在不同位置时 ZDW 在带隙内的位置变化,结果如表 1 所示。在表 1 中给出第一阶带隙的短波边作为 ZDW 位置相对变化的参考。

表 1 不同带隙光纤中第一阶带隙内的 ZDW(μm)

Tab.1 ZDW in the first bandgap of different photonic bandgap fibers (μm)

	$d = 2, \Lambda = 6$	$d = 2.5, \Lambda = 6$	$d = 3, \Lambda = 6$	$d = 3, \Lambda = 7$	$d = 3, \Lambda = 8$
带隙短波边(μm)	0.84	1.07	1.32	1.31	1.30
ZDW (μm)	1.114	1.265	1.476	1.456	1.430

从表中数据可以看出, Λ 不变, d 变小时,带隙向短波方向移动,同时由于材料色散的作用, ZDW 相对远离带隙的短波边; Λ 变大, d 不变时,带隙位置不变,此时材料色散对三种光纤的影响相同, ZDW 略有减小,是因为波导色散略有不同。

4 结论

全固态光子带隙光纤的每个带隙内都有一个 ZDW,该 ZDW 在带隙内的相对位置与带隙的位置密切相关,与带隙阶数无关。虽然在每个带隙内波导色散的 ZDW 位于带隙的短波边缘,但由于材料色散的影响,不同位置带隙内的 ZDW 将会处于带内相对不同的区域,当带隙位于材料的反常色散区时,总色散的 ZDW 将会在带隙内向短波边缘移动,当位于正常色散区时,正好相反。当带隙位置远离材料的 ZDW 时,这种影响更为明显,所以在全固态带隙光纤的色散设计与色散应用时,尤其需要注意。

参考文献:

- [1] Russell P. Photonic Crystal Fibers [J]. Science, 2003, 299: 358 - 362.
- [2] Luan F, George A K, Hedley T D, et al. All-solid Photonic Bandgap Fiber [J]. Opt. Lett., 2004, 29(20): 2369 - 2371.
- [3] Wang A, George A K, Knight J C. Three-level Neodymium Fiber Laser Incorporating Photonic Bandgap Fiber [J]. Opt. Lett., 2006, 31(10): 1388 - 1390.
- [4] Taru T, Hou J, Knight J C. Raman Gain Suppression in All-solid Photonic Bandgap Fiber [C]//ECOC, 2007, paper 7.1.1.
- [5] Olausson C B, Falk C I, Lyngsø J K, et al. Amplification and ASE Suppression in a Polarization-maintaining Ytterbium-doped All-solid Photonic Bandgap Fibre [J]. Opt. Express, 2008, 16 (18): 13657 - 13662.
- [6] Shirakawa A, Maruyama H, Ueda K, et al. High-power Yb-doped Photonic Bandgap Fiber Amplifier at 1150 - 1200 nm [J]. Opt. Express, 2009, 17(2): 447 - 454.
- [7] Bétoumé A, Kudlinski A, Bouwmans G, et al. Control of Supercontinuum Generation and Soliton Self-frequency Shift in Solid-core Photonic Bandgap Fibers [J]. Opt. Lett., 2009, 34(20): 3083 - 3085.
- [8] Kibler B, Martynkien T, Szpulak M, et al. Nonlinear Femtosecond Pulse Propagation in an All-solid Photonic Bandgap Fiber [J]. Opt. Express, 2009, 17(12): 10393 - 10398.
- [9] 张斌, 侯静, 姜宗福. 全固态光子带隙光纤中实现光谱可控的大功率超连续谱输出 [J]. 光学学报, 2010, 30(9): 2513 - 2518.
- [10] Dudley J M, Genty G, Coen S. Supercontinuum Generation in Photonic Crystal Fiber [J]. Rev. Mod. Phys., 2006, 78(4): 1135 - 1184.
- [11] Akhcelesh K, Abeeluck, Headley C. Continuous-wave Pumping in the Anomalous and Normal-dispersion Regimes of Nonlinear Fibers for Supercontinuum Generation [J]. Opt. Lett., 2005 30 (1): 61 - 63.
- [12] Kudlinski A, George A K, Knight J C, et al. Zero-dispersion Wavelength Decreasing Photonic Crystal Fibers for Ultraviolet-extended Supercontinuum Generation [J]. Opt. Express, 2006, 14(12): 5715 - 5722.
- [13] Nielsen C K, Jespersen K G, Andersen T V, et al. Dispersion Compensation with Solid-core Photonic Bandgap Fiber in an Yb-doped Mode-locked Fiber Laser [C]//Proceedings of the SPIE, USA 2007, 6453: 64530N.
- [14] Ruehl A, Prochnow O, Wandt D, et al. Photonic Bandgap Fiber for Dispersion Management of Similaritons Around $1\mu\text{m}$ [C]// Conference on Lasers and Electro-Optics, May 2006, paper JWB68.
- [15] Pearce G J. Plane-wave Methods for Modelling Photonic Crystal Fibre [D]. Department of Physics at University of Bath, August 2006.