

混合纤芯光子晶体光纤超平坦色散的研究*

吴维庆¹ 陈雄文¹ 周 辉¹ 周开锋¹ 林旭升^{1**} 兰 胜²

(1 汕头大学物理系, 汕头 515063)

(2 华南师范大学信息与光电子科技学院, 广州 510631)

摘 要 利用平面波展开法, 系统地研究了一种具有混合纤芯结构的光子晶体光纤的色散特性. 数值计算结果表明, 通过优化结构参量, 这种新型结构的光子晶体光纤在通信窗口 1.55 μm 附近可以获得带宽超过 800 nm 的超平坦色散区域(色散曲线的变化范围不超过 $\pm 0.6 \text{ ps} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$).

关键词 光子晶体光纤; 平坦色散; 平面波展开法

中图分类号 TN25 **文献标识码** A

0 引言

现代光通信系统无论是依赖线性特性还是非线性特性工作, 光纤的超平坦和低色散特性都是一个非常关键的问题. 如波分复用技术为维持不同波长的信道有一致的色散响应, 要求光纤具有宽带的超平坦色散特性; 为减小四波混频效应, 则要求在光纤的工作波长处应具有较低的色散值. 光子晶体光纤(Photonic Crystal Fiber, 简称 PCF)^[1~7] 是近几年发展的一种新型光纤. 其包层为二维的光子晶体, 通过改变包层光子晶体的结构参量(例如空气孔的直径 d 以及空气孔间距 Δ) 可灵活地改变光纤横截面的折射率分布^[8], 从而设计出具有不同色散性质的光纤如色散移动光纤、超平坦色散光纤等^[9~11]. 然而, 要在较宽的波长范围内实现超平坦色散仍比较困难. Saitoh 等人提出了一种具有新型包层结构的 PCF^[12], 空气孔的半径随着孔到纤芯距离的增大而增大. 这种光纤显示了独特的超平坦色散特性, 但与普通的 PCF 相比, 在制备上会比较繁琐. 实际上, 调节光纤的色散特性既可从包层的整体结构上入手, 也可从改变纤芯附近的局部区域上考虑, 毕竟光场主要分布在纤芯及其附近区域. 最近, Hansen 等人提出了一种具有混合纤芯的 PCF^[13], 其结构是在最接近纤芯的六个空气孔中, 对称地将其中的三个孔替换为掺氟的石英柱. 这对于采用压拉法制备 PCF 的工艺来说并不困难. 实验结果表明这种混合纤芯结构的光纤能在较宽的波长范围内保持较低的色散斜率^[13]. 但对于究竟能在多宽的波长范围内维持超平坦色散, 以及混合纤芯折射率变化对超平色散的影响如何, 文中并没有进行具体的研究. 在本

文中, 采用平面波展开法对这种具有混合纤芯结构的 PCF 的色散特性进行详细的讨论. 证实了由于附加纤芯所特有的正波导色散和空气孔负波导色散的相互补偿作用, 使得在大范围内获得超平坦色散成为可能. 计算结果表明, 优化光纤的结构参量可在工作波长 1.55 μm 附近获得范围超过 800 nm 的超平坦色散.

1 超平坦色散光纤的设计原理

光纤的色散主要由波导色散(或称结构色散) D_g 和材料色散 D_m 构成, 表示为^[8]

$$D(\lambda) \approx D_g(\lambda) + D_m(\lambda) \quad (1)$$

式中的波导色散参量 D_g 和材料色散参量 D_m 分别是^[12]

$$D_g = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 \text{Re}[n_{\text{eff}}]}{d\lambda^2}, D_m = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_m}{d\lambda^2} \quad (2)$$

式中 λ 和 c 分别是光在真空中的波长和速度, $\text{Re}[n_{\text{eff}}]$ 表示传播模式的有效折射率的实部, n_m 是材料折射率, 可由 Sellmeier 公式^[14] 计算得到, 因而很容易获得材料色散 D_m . 波导色散参量 D_g 则依赖于波长 λ 和光纤本身的几何结构, 显然关键是计算出传播模式的有效折射率 n_{eff} 随波长或频率的变化关系. 对电磁场: $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r})e^{-i\omega t}$, $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}(\mathbf{r})e^{-i\omega t}$, 由麦克斯韦方程组可得本征方程

$$\nabla \times \left\{ \frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \right\} \mathbf{H}(\mathbf{r}) = \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad (3)$$

式中 $\epsilon(\mathbf{r})$ 为介电常量分布函数, ω 为电磁波的角频率, 而 $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ 具有布洛赫波形式: $\mathbf{H}(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$, 式中 \mathbf{k} 为波矢, $\mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ 为与光子晶体点阵结构具有相同周期的函数. 因此, 式(3)可进一步写成

$$(i\mathbf{k} + \nabla) \left[\frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} (i\mathbf{k} + \nabla) \right] \mathbf{u}_{\mathbf{k}} = \left[\frac{\omega}{c} \right]^2 \mathbf{u}_{\mathbf{k}} \quad (4)$$

对于已知结构的 PCF, 介电常量的分布函数 $\epsilon(\mathbf{r})$ 确定. 故对于给定的波矢 \mathbf{k} , 通过解出本征式(4)的本

*国家自然科学基金资助项目(No: 10374065); 广东省自然科学基金资助项目(No: 32050)

** Tel: 0754-2902189 Email: xslin@stu.edu.cn

收稿日期: 2004-10-20

征值 $\left[\frac{\omega}{c}\right]^2$, 则可得到该传播模式的有效折射率 $n_{\text{eff}} = c|\mathbf{k}|/\omega$. 通常采用平面波展开法求解本征式 (4), 即是本征函数 $\mathbf{u}_k(\mathbf{r})$ 表示为倒格子空间中的有限个平面波的叠加 (平面波个数的选择应考虑解的收敛情况和花费的计算时间), 从而将问题变为一个可用迭代技术解决的矩阵问题^[15].

由于材料色散 D_m 和波长的关系基本不变 (随着波长的变化, D_m 的数值只有微小的改变), 因而实现宽带的超平坦色散的关键是如何通过调制波导色散 D_g 与波长的关系, 使得 D_m 与 D_g 的和即总的色散能维持在允许的范围内. 由式 (2) 知道波导色散 D_g 完全由有效折射率 n_{eff} 决定, 而 n_{eff} 的变化通常可以通过光子晶体光纤的参量 d 和 Λ 来实现. 从光纤模场分布的角度来看, 调节横截面的折射率分布就能改变模场分布与波长 λ 之间的关系, 从而能获得特定的 $D_g(\lambda)$ 函数关系. 对于普通 PCF 而言, 横截面折射率分布形式单一, 因而模场分布的变化形式非常有限. 相比较而言, 具有混合纤芯的 PCF 由于引入了新的折射率空间变化形式, 在下面的分析中可以看到, 这时模场分布形式更加丰富, 从而使得 $D_g(\lambda)$ 随 λ 的变化更加灵活.

2 数值模拟结果与分析

以下采用平面波展开法进行具体的数值模拟. 图 1 为计算模型, 掺锗石英纤芯的直径等于空气孔间距 Λ , 折射率为 $n_1 = 1.48$; 包层数 $N = 8$, 最里层由三根介质柱 (图 1 所示的浅灰色圆形部分, 其直径与纤芯相同, 但折射率的调控范围在 $1.0 \sim 1.4$) 和三根空气柱 ($n_2 = 1.0$, 直径与包层的其它空气孔一样) 交替组成. 只要将这三根介质柱改为正常的石英毛细管, 则还原为通常的单芯 PCF. 包层的其余部分和普通的 PCF 一样, 为空气孔按三角点阵排列. 在模拟计算中, 平面波个数取 128, 超元胞 (Supercell) 则采用正方 6×6 . 由于介质柱包层和空气孔之间正负波导色散的相互补偿, 使得光纤的设计的灵活性得到提高. 这里重点关注了通信窗口 $1.55 \mu\text{m}$ 附近的情况.

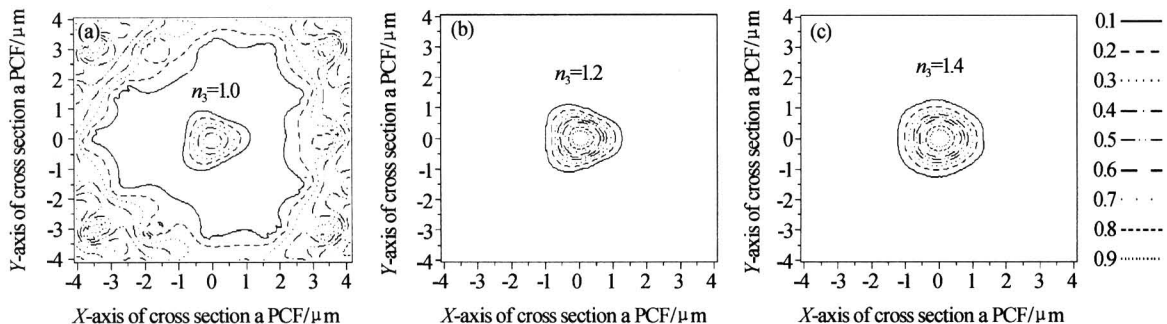


图 3 不同折射率的包层柱光纤的场强分布图
Fig. 3 Field distributions for hybrid-core PCFs with different refractive index

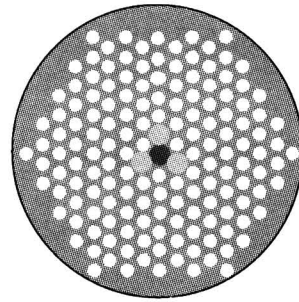


图 1 具有混合纤芯的光子晶体光纤的横截面图
Fig. 1 Cross section of a PCF with hybrid cores

首先考虑包层的最里层的三根介质柱的折射率变化对 PCF 波导色散的影响. 空气孔的直径固定为 $d = 0.50 \mu\text{m}$, 空气孔间距固定为 $\Lambda = 1.75 \mu\text{m}$. 图 2 为计算结果. 可以看到, 当介质柱的折射率 n_3 由 1.0 逐渐增加到 1.4 时, 色散曲线在 $1.55 \mu\text{m}$ 附近逐渐变得平坦, 并且波导色散的极值也逐渐降低.

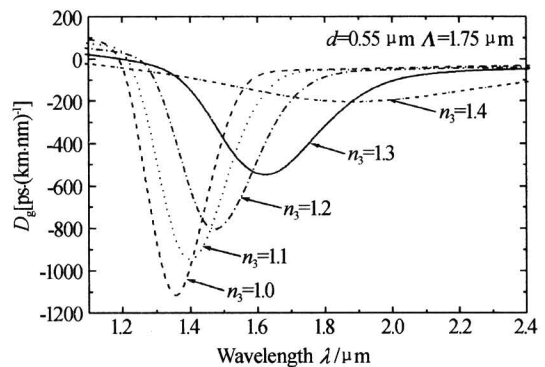


图 2 光纤的波导色散与波长的关系及其随包层介质柱折射率的变化
Fig. 2 Waveguide dispersion as a function of wavelength for hybrid-core PCFs with different refractive index
发生这种变化的原因在于: 一方面, 光纤的正波导色散随着包层介质柱折射率的增加而逐渐增大; 另一方面, 由于在光纤的截面上空气孔的填充率保持不变, 因而负波导色散是恒定的. 因此, 包层介质柱所产生的正波导色散就与空气孔所产生的负波导色散之间相互补偿, 使得光纤总的波导色散发生了如图 2 的变化. 波导色散的这种变化也可以由模场分布的改变得到印证. 图 3 给出了当 $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$

时模场等值线的分布随包层介质柱折射率的变化情况. 图 3(a)对应于包层介质柱 $n_3=1.0$ 的情况, 相当于将正常光子晶体光纤最内层的三个空气孔的半径加大, 图示表明这时只存在泄漏模, 电场弥散在整个包层面, 此时在 $1.55 \mu\text{m}$ 附近具有很大的 D_g . 这里给出这种情形是为了便于与其它情形进行比较. 图 3(b)对应于 $n_3=1.2$ 的情况, 此时电场集中在纤芯及其附近区域, 可以看到电场分布的对称性与结构的对称性相似. 当折射率增大至 $n_3=1.4$, 模场分布发生了本质的变化, 由图 3(b)的三角对称分布演变为图 3(c)的中心对称分布. 从有效折射率理论的观点看^[2], 在这两种情况下 D_g 发生了显著的变化, 正如图 2 所显示的那样. 因此, 认为正是包层介质柱折射率的改变导致了光场分布的改变, 从而使波导色散发生变化. 为了在 $1.55 \mu\text{m}$ 附近获得低值的超平坦色散, 包层介质柱可选掺氟的石英柱(折射率为 1.44).

图 4(a)和(b)为计算结果, 给出了在不同光纤参量 d, Λ 下光纤色散随波长的变化规律. 在图 4(a)中, 空气孔的间距 $\Lambda=1.65 \mu\text{m}$ 保持不变. 随着空气孔直径 d 的增加, 色散参量 D 的数值不但逐渐减小, 而且开始由负色散向正色散过渡. 此外色散曲线的平坦区域也逐渐向长波方向移动. 在图 4(b)中, 保持空气孔的直径 $d=0.50 \mu\text{m}$ 不变. 随着

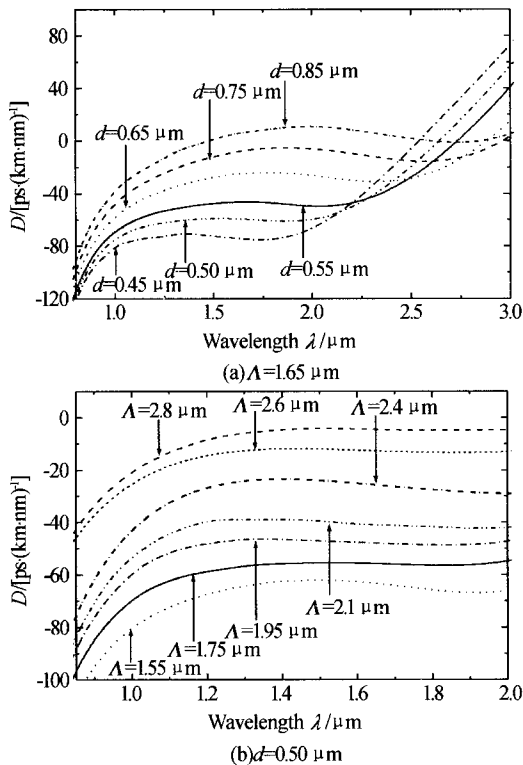


图 4 光纤色散随空气直径与空气间距的变化
Fig. 4 Fiber dispersion as a function of wavelength for different PCFs with fixed

参量 Λ 的增加, 色散 D 的数值逐渐减小, 但是平坦色散区域没有发生明显的移动. 总的来说, 对于本文所研究的这种 PCF 结构, 当光纤参量 d 的取值在 $0.50 \mu\text{m}$ 附近时, 平坦色散区域的中心波长恰好位于通信窗口 $1.55 \mu\text{m}$ 附近. 与光纤参量 Λ 相比, 图 4 非常清楚地显示出色散数值的变化以及平坦区域的移动都对光纤参量 d 更为敏感. 因此, 光纤的超平坦色散区域主要由参量 d 决定, 而 Λ 则主要影响平坦色散区域的带宽.

通过分析图 4 所示的 PCF 的色散规律对光纤参量 d 和 Λ 的依赖关系, 可以发现, 若要在 $\lambda=1.55 \mu\text{m}$ 处获得宽带的超平坦色散, 的确必须将参量 d 保持在 $0.50 \mu\text{m}$ 附近. 否则平坦区域的中心波长将发生偏离. 图 5 为光纤的相对孔径 $f=d/\Lambda$ 和超平坦色散带宽之间的关系, (在带宽内色散的变化范围为 $\pm 0.6 \text{ ps} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$), 当 $d=0.55 \mu\text{m}$ 时, 发现超平坦色散的带宽在 $f=0.205$ (此时 $\Lambda=2.68 \mu\text{m}$) 处达到极大值. 同样, 当 $d=0.50 \mu\text{m}$ 时, 超平坦色散的带宽在 $f=0.285$ (此时 $\Lambda=1.75 \mu\text{m}$) 处出现极大值. 图 5 给出的变化趋势为优化光纤的结构参量以及在宽广的波长范围内获得超平坦色散提供了参考. 同时, 仔细计算了在这两个极值附近参量 d 和 Λ 的不同组合, 并且选出了其中四种典型的情况进行详细说明. 图 6 为它们的色散情况. 在光纤 1 和光纤 2 中, $d=0.50 \mu\text{m}$, 而 Λ 则分别为 $1.85 \mu\text{m}$ 和 $1.75 \mu\text{m}$; 对于光纤 3 和光纤 4, $d=0.53 \mu\text{m}$, 而 Λ 则分别为 $2.80 \mu\text{m}$ 和 $2.70 \mu\text{m}$. 按照色散的变化范围不超过 $\pm 1 \text{ ps} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$ 来计算, 光纤 1 和光纤 2 的超平坦色散区域分别为 680 nm 和 710 nm , 但是它们具有较高的负色散值, 分别为 $D_1=-52 \text{ ps} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$ 和 $D_2=-56.5 \text{ ps} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$. 对于光纤 3 和光纤 4, 即便提高标准, 将平坦色散区域定义为色散数值的变化不超过 $\pm 0.6 \text{ ps} \cdot \text{km}^{-1} \cdot$

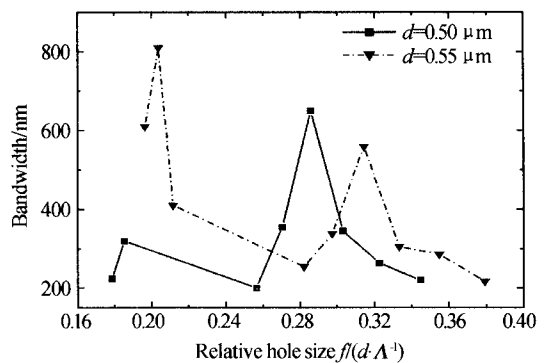


图 5 光纤的超平坦色散带宽和相对孔径 f 之间的关系
Fig. 5 Dependence of the ultraflattened dispersion bandwidth of PCFs on the relative hole size

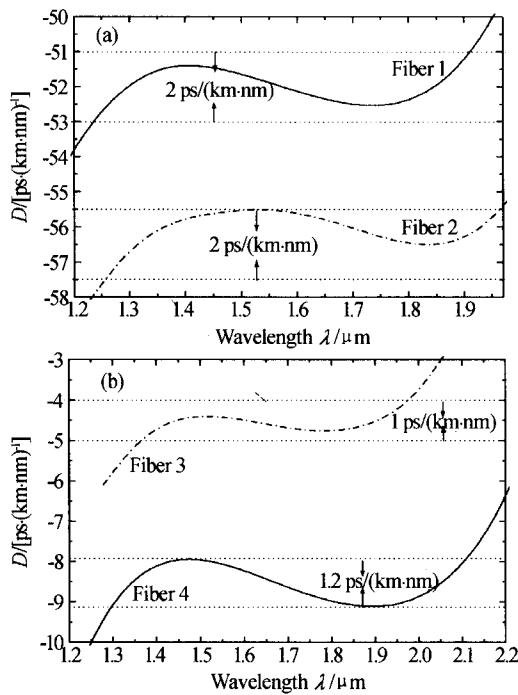


图6 四种不同结构参量的光子晶体光纤的超平坦色散曲线
Fig. 6 Ultraflattened dispersion behavior for four different PCF configurations

nm^{-1} ,其超平坦区域仍然分别达到610 nm和810 nm,同时具有较低的负色散值,分别为 $D_3 = -4.5 \text{ ps} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$ 和 $D_4 = -8.5 \text{ ps} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$.

3 结论

本文利用平面波展开法研究了具有新型混合纤芯结构的光子晶体光纤的色散特性. 结果表明,由于这种结构所特有的正波导色散和负波导色散的相互补偿作用,通过调节空气孔的直径 d 以及空气孔的间距 Λ ,在 $d = 0.53 \mu\text{m}$ 和 $\Lambda = 2.70 \mu\text{m}$ 时不但能够获得带宽超过800 nm的超平坦色散区域(色散曲线的变化范围不超过 $\pm 0.6 \text{ ps} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$),而且能够维持较低的色散参量值($D < -10 \text{ ps} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$). 可以预见,这种全新结构的光子晶体光纤对于色散补偿、超短脉冲的传输以及波分复用等现代光通信技术具有非常广泛的应用前景.

参考文献

- 1 Knight J C, Birks T A, Russell P St J. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding. *Opt Lett*, 1996, **21**(19): 1547~1549
- 2 Birks T A, Knight J C, Russell P St J, et al. Endlessly single-mode photonic crystal fiber. *Opt Lett*, 1997, **22**(13): 961~963

- 3 Knight J C, Broeng J, Birks T A, et al. Photonic band gap guidance in optical fiber. *Science*, 1998, **282**(5393): 1476~1478
- 4 Cregan R F, Mangan B J, Knight J C, et al. Single-mode photonic band gap guidance of light in air. *Science*, 1999, **285**(5433): 1537~1539
- 5 闫培光, 阮双琛, 杜晨林, 等. 飞秒脉冲作用下光子晶体光纤超连续谱的产生. *光子学报*, 2003, **32**(11): 1299~1301
- Yan P G, Ruan S C, Du C L, et al. *Acta Photonica Sinica*, 2003, **32**(11): 1299~1301
- 6 阮双琛, 杨冰, 朱春艳, 等. 2.2 W 掺 Yb^{3+} 双包层光子晶体光纤激光器. *光子学报*, 2004, **33**(1): 15~16
- Ruan S C, Yang B, Zhu C Y, et al. *Acta Photonica Sinica*, 2003, **33**(1): 15~16
- 7 贾俊明, 陈明阳, 向阳, 等. 光子晶体光纤的纤芯等效半径分析. *光子学报*, 2005, **34**(1): 102~105
- Jia J M, Chen M Y, Xiang Y, et al. *Acta Photonica Sinica*, 2005, **34**(1): 102~105
- 8 Ferrando A, Silvestre E. Designing the properties of dispersion-flattened photonic crystal fibers. *Opt Express*, 2001, **9**(13): 687~689
- 9 Shen L P W, Huang P, Jian S S. Design of photonic crystal fibers for dispersion-related. *IEEE J Lightwave Technol*, 2003, **21**(7): 1644~1651
- 10 Shen L P W, Huang P, Jian S S. Design and optimization of photonic crystal fibers for broadband dispersion compensation. *IEEE Photon Technol Lett*, 2003, **15**(4): 540~542
- 11 Ferrando A, Silvestre E, Miret J J, et al. Nearly zero ultraflattened dispersion in photonic crystal fibers. *Opt Lett*, 2000, **25**(11): 790~792
- 12 Saitoh K, Koshiba M. Chromatic dispersion control in photonic crystal fibers: application to ultra-flattened dispersion. *Opt Express*, 2003, **11**(8): 843~852
- 13 Hansen K P. Dispersion flattened hybrid-core nonlinear photonic crystal fiber. *Opt Express*, 2003, **11**(13): 1503~1509
- 14 Agrawa G. Nonlinear fiber optics. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2002. 7~10
- 15 Johnson S G, Joannopoulos J D. Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis. *Opt Express*, 2001, **8**(3): 180~190

Investigation of the Ultraflattened Dispersion in Photonic Crystal Fibers with Hybrid Cores

Wu Weiqing¹, Chen Xiongwen¹, Zhou Hui¹, Zhou Kaifeng¹, Lin Xusheng¹, Lan Sheng²

¹ Department of Physics, Shantou University, Shantou 515063

² Information & Electron Technological Institute, South China Normal University, Guangzhou 510631

Received date: 2004-10-20

Abstract The dispersion properties of photonic crystal fibers (PCFs) with hybrid cores were systematically investigated by using plane-wave expansion method. The numerical calculation results show that an ultraflattened dispersion range of more than 800 nm in which the variation of dispersion is less than $\pm 0.6 \text{ ps} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$ can be achieved at $\sim 1.55 \mu\text{m}$ by properly designing the structure parameters of the PCFs.

Keywords Photonic crystal fiber; Ultraflattened dispersion; Plane-wave expansion method



Wu Weiqing was born in 1980 and received his Bachelor's Degree from Department of Physics, Hunan Normal University in 2003. Now he is a candidate for Master's Degree in Department of Physics, Shantou University. His current research interests include photonic crystal waveguides and photonic crystal fibers.