

文章编号: 0253-2239(2006)10-1569-6

一种新型高非线性色散平坦光子晶体光纤结构*

刘 洁¹ 杨昌喜¹ Claire Gu² 金国藩¹

(¹ 清华大学精密测试技术及仪器国家重点实验室, 北京 100084
² Department of Electrical Engineering, University of California, Santa Cruz, CA 95064, USA)

摘要: 提出了一种新的高非线性色散平坦光子晶体光纤结构, 引入了一个衡量非线性和色散平坦的品质因子 δ 。采用平面波展开法, 研究了气孔尺寸对光子晶体光纤色散特性和非线性的影响。新结构在第一圈空气孔的中间插入六个附加小孔, 使得光子晶体光纤有更小的有效模场面积, 提高了光纤的非线性。通过控制第一圈和第三圈空气孔以及附加小孔的直径, 使得该光子晶体光纤在大约 330 nm 的波长范围内, 光纤的色散系数介于 ± 0.5 ps/(km·nm) 之间, 在大约 230 nm 的波长范围内, 光纤的色散系数介于 ± 0.1 ps/(km·nm) 之间, 在大约 200 nm 的波长范围内, 光纤的色散系数 D 的值介于 ± 0.05 ps/(km·nm) 之间。光纤的有效模场面积为 $2.26 \mu\text{m}^2$ 。衡量非线性和色散平坦的品质因子 $\delta = 11.8$ ps·W/ μm^2 。

关键词: 光子晶体光纤; 非线性; 有效模场面积; 色散; 色散平坦

中图分类号: TN253 文献标识码: A

A Novel Photonic Crystal Fiber with High Nonlinearity and Flattened Dispersion

Liu Jie¹ Yang Changxi¹ Claire Gu² Jin Guofan¹

(¹ State Key Laboratory of Precision Measurement Technology and Instruments, Tsinghua University, Beijing 100084
² Department of Electrical Engineering, University of California, Santa Cruz, CA 95064, USA)

Abstract: A novel photonic crystal fiber structure with high nonlinearity and flattened dispersion is proposed and analyzed. A parameter δ is introduced to measure the nonlinearity and dispersion flattening. The effect of hole size on nonlinearity and dispersion of the photonic crystal fiber (PCF) is analyzed by the plane wave expansion method. The new structure introduces six additional smaller holes between the holes of the first ring to reduce the effective area, and increase the nonlinearity of the fiber. By optimizing the diameters of the first, third, and the additional rings of holes, a PCF with high nonlinearity and flattened dispersion is achieved. The dispersion parameter is within ± 0.5 ps/(km·nm) in a 330 nm wavelength range, within ± 0.1 ps/(km·nm) in a 230 nm wavelength range, and within ± 0.05 ps/(km·nm) in a 200 nm wavelength range. The effective area is $2.26 \mu\text{m}^2$. The nonlinearity-dispersion flattening parameter $\delta = 11.8$ ps·W/ μm^2 .

Key words: photonic crystal fibers; nonlinearity; effective area; dispersion; dispersion flattened

1 引 言

光子晶体光纤 (Photonic crystal fibers) 是一种新型光纤^[1,2]。在宽带单模传输、高非线性、色散补偿、偏振保持和偏振分裂等方面都有广泛应用^[3~5]。

光子晶体光纤分为两类, 一类是光子带隙导光子晶体光纤 (PBG-guiding PCFs); 另一类是折

率导光光子晶体光纤 (Index-guiding PCFs)^[1,2]。

由于折射率导光光子晶体光纤结构灵活, 使得控制光纤的色散特性成为了可能。而宽带色散平坦化光纤在光学参变放大和超连续谱产生方面有重要的应用, 同时非线性光纤器件中又需要光纤具有较高的非线性, 因此高非线性色散平坦光子晶体光纤有

* 国家自然科学基金 (60478003)、高等学校博士学科点专项科研基金 (20040003064) 资助课题。

作者简介: 刘 洁 (1984~), 男, 江西人, 清华大学精密仪器与机械学系硕士研究生, 主要从事光子晶体光纤的结构和性质的研究。E-mail: liuji@mails.tsinghua.edu.cn

导师简介: 杨昌喜 (1963~), 男, 清华大学精密仪器与机械学系教授, 主要从事光纤通信器件、超快光脉冲信号控制、光折变效应、光子晶体光纤和相位共轭光学等领域的研究。E-mail: cxyang@tsinghua.edu.cn

收稿日期: 2006-01-04; 收到修改稿日期: 2006-04-18

着广阔的前景^[1]。本文讨论的光子晶体光纤都属于折射率导光型光子晶体光纤。

利用掺杂改变色散平坦化的光子晶体光纤芯区或包层折射率来调节色散特性^[6,7],但是非线性系数很小。通过调节光子晶体光纤的小孔直径和孔间距来达到宽带色散平坦^[8~10],同样非线性较小。调节芯区周围几圈空气孔的大小^[11~13],而保持外围空气孔尺寸不变,来达到宽带色散平坦的目的,同时保持比较大的非线性系数。

本文提出了一种新的结构,在第一圈小孔之间再加入六个小孔。加上这六个小孔后,可以把光波更好地约束在芯区,增大光纤的非线性;同时这六个小孔会对光纤的色散特性产生较大的影响,可以调节它们的大小来达到宽带色散平坦的目的。为了设计高非线性色散平坦光子晶体光纤,固定光纤包层的孔间距 Λ ,外围的空气孔大小 d 也固定在一个比较大的值。可以调节的量是第一圈小孔直径 d_1 ,新加的小孔直径 d_r ,由于第三圈小孔的改变对光纤的非线性影响很小,因此还可以改变第三圈小孔的直径 d_3 来调节色散,这样使得宽带色散平坦化的同时不会影响光纤的非线性。通过这些结构参量的调节最后使得宽带色散平坦,并且保持有效模场面积较小^[14],因而非线性系数较大。

在光子晶体光纤的设计过程中,非线性系数和色散值是一对矛盾的量,在目前的文献中,如果仅考虑提高光子晶体光纤的非线性系数,就会导致色散值大且起伏也大^[15];如果只考虑减小色散值且让其色散值平坦,非线性系数就很小^[12,13]。为了更好地反应光子晶体光纤的非线性和色散特性,定义品质因子 δ , δ 越小,光纤的色散就越平坦,非线性系数就越大。

2 数值计算

2.1 基于平面波展开法的超元胞叠加方法

利用基于平面波展开法的超元胞叠加法^[16~18],能够计算出光子晶体光纤的模场分布、色散、非线性系数。这种方法的缺陷是不能求解光纤的损耗。

在平面波展开法中,首先从麦克斯韦方程组出发。由于光纤中没有自由电荷和电流,麦克斯韦方程组可以表示为

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t, \\ \nabla \times \mathbf{H} = \partial \mathbf{D} / \partial t, \\ \nabla \cdot \mathbf{D} = 0, \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \end{cases} \quad (1)$$

设真空中介电常量为 ϵ_0 , 介质中相对介电常量为

为 $\epsilon(\mathbf{r})$, 则电位移矢量表示为

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \epsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t). \quad (2)$$

由于光纤中的材料是非磁性材料,设真空中磁导率为 μ_0 , 则有

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mu_0 \mathbf{H}(\mathbf{r}, t), \quad (3)$$

把(2)式、(3)式代入到(1)式,并且在旋度方程中消去一个变量,可以得到如下的波动方程:

$$\frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} \nabla \times [\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)] = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2}, \quad (4)$$

$$\nabla \times \left[\frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) \right] = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2}, \quad (5)$$

c 为真空中光速,设 ω 为平面波的频率,可以把电磁场的 r 分量和 t 分量分开:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r}) \exp(-j\omega t), \quad (6)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}(\mathbf{r}) \exp(-j\omega t), \quad (7)$$

把(6)式、(7)式分别代入(4)式、(5)式中,可以得到 $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ 和 $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ 所满足的特征值方程:

$$\frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} \nabla \times [\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r})] = \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E}(\mathbf{r}), \quad (8)$$

$$\nabla \times \left[\frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) \right] = \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{H}(\mathbf{r}). \quad (9)$$

在光子晶体光纤中,由于光纤的芯区是由一个气孔缺失形成的,因此光纤横截面的介电常量分布函数 $\epsilon(\mathbf{r})$ 不具有周期性,不能将其按傅里叶级数展开,所以这里需要用到超元胞叠加的方法。

把光纤的横截面看作一个元胞,利用周期边界条件,无数个这样的元胞周期排列组合成一个扩展的横截面,而每个元胞中的电磁场分布不变,因此求解这个扩展的横截面就可以得到结果。图 1 是计算得到的光纤截面能量分布图,从计算结果中得到,在光纤的边界区域能量已经降到中心的 10^{-10} 量级,近似为零,因此超元胞近似是合理的。

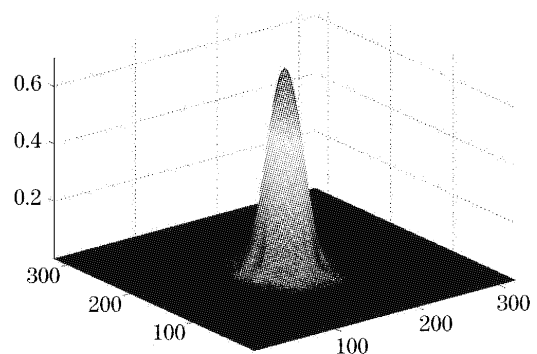


图 1 光纤截面的能量分布

Fig. 1 Energy distribution in the photonic crystal fiber (PCF) cross section

计算用到的工具是 MIT 的开放源代码软件 MIT Photonic-Bands(MPB)。这个软件利用平面波展开法求解介电常量周期分布结构中的特征方程,从而得到特定频率下这种结构中传播的特征模。

2.2 衡量色散平坦和高非线性的品质因子 δ

在设计高非线性色散平坦光子晶体光纤时,需要同时顾及到光纤的色散特性和非线性,因此需要一个参量来同时衡量这两个量对光纤的影响。引入一个品质因子 δ :

$$\delta = \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{D_{\max} - D_{\min}}{\Delta\lambda}, \quad (10)$$

其中 γ 是光纤的非线性系数^[14], D_{\max} 和 D_{\min} 是光纤在选定波长范围内色散系数 D 的最大值和最小值, $\Delta\lambda$ 是选定的波长范围,根据光纤所需求的工作波长范围决定。

$$\gamma = \frac{n_2 2\pi}{\lambda A_{\text{eff}}}, \quad (11)$$

n_2 是材料的非线性折射率,取玻璃材料的非线性折射率为 $2.36 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ ^[19]。 λ 应取光纤的工作波长,计算都取工作波长为 1550 nm。 A_{eff} 为光纤的有效模场面积。从(11)式可以看出当材料和工作波长选定之后,光纤的结构将对 A_{eff} 有决定性的影响从而决定光纤的非线性系数,并且 A_{eff} 和 γ 成反比。

对于高非线性来说,希望非线性系数 γ 尽量大。对于色散平坦来说,希望在一定波长范围的色散系数变化尽量小,即 $(D_{\max} - D_{\min})/(\Delta\lambda)$ 尽量小。因此 δ 的值越小,说明光纤的非线性和色散平坦度越高。

通过计算已有文献中光纤结构的 δ 值,可以看到它的适用性:文献[12]中得到两个光子晶体光纤结构,它们的 δ 值分别为: $\delta_1 = 179.8 \text{ ps} \cdot \text{W}/\mu\text{m}^2$, $\delta_2 = 151.9 \text{ ps} \cdot \text{W}/\mu\text{m}^2$ 。文献[13]中得到的色散平坦光子晶体光纤的 $\delta = 160.4 \text{ ps} \cdot \text{W}/\mu\text{m}^2$ 。文献

[12,13]得到的都不是高非线性光纤。文献[11]得到的是高非线性光子晶体光纤, $\delta = 79.2 \text{ ps} \cdot \text{W}/\mu\text{m}^2$ 。可以看到高非线性色散平坦光子晶体光纤的 δ 值要小很多。

3 结构参量对光纤性质的影响

图 2 就是这种新的结构的光子晶体光纤截面图,黑色部分为空气,白色为二氧化硅。其结构参量为:小孔间距 Λ ,附加小孔直径 d_r ,第一圈小孔直径 d_1 ,第三圈小孔直径 d_3 ,其余小孔直径 d 。

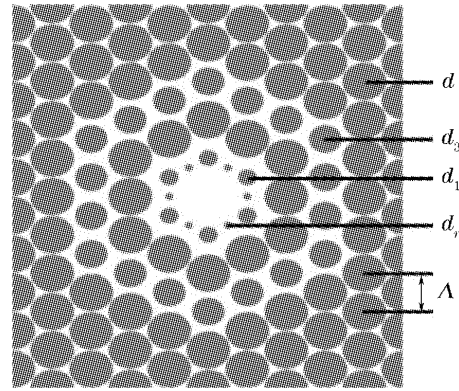


图 2 一种新型高非线性色散平坦光子晶体光纤结构

Fig. 2 A novel PCF with high nonlinearity and flattened dispersion

为了得到宽带色散平坦的光子晶体光纤,需要调节 d_1 , d_3 和 d_r 的大小。在得到色散平坦的光子晶体光纤之前需要研究这些结构参量的改变对光纤特性造成的影响。

3.1 参量 d_1 对光纤性质的影响

首先研究 d_1 对光纤性质的影响,固定其它参量值为 $d/\Lambda = 0.9$, $d_3/\Lambda = 0.9$, $d_r/\Lambda = 0.2$, $\Lambda = 1 \mu\text{m}$, d_1 取 0.6、0.5、0.4、0.3 四个值,得到的色散曲线和 1550 nm 处的有效模场面积如图 3 所示。

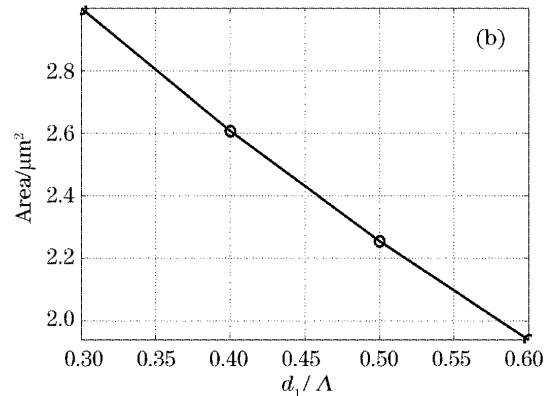
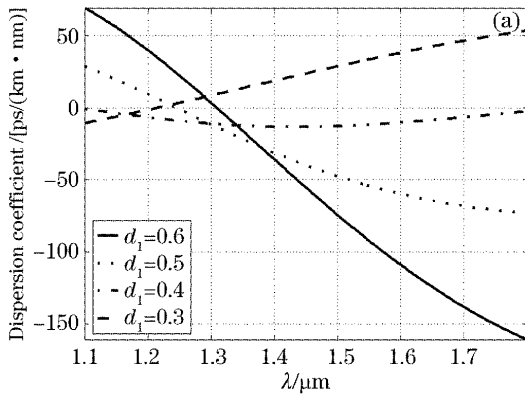


图 3 光子晶体光纤的色散曲线(a),有效模场面积随 d_1 的变化(b). $d/\Lambda = 0.9$, $d_3/\Lambda = 0.9$, $d_r/\Lambda = 0.2$, $\Lambda = 1 \mu\text{m}$

Fig. 3 Dispersion parameter (a), effective mode field area of the PCF with $d/\Lambda = 0.9$, $d_3/\Lambda = 0.9$, $d_r/\Lambda = 0.2$, $\Lambda = 1 \mu\text{m}$ for different d_1/Λ values (b)

随着 d_1 的减小,色散零点向短波长方向偏移,色散曲线的斜率由负值增大,当色散曲线的斜率变成正值之后,色散零点又向长波长方向偏移,同时色散曲线斜率越来越大。可以看出第一圈小孔的直径对光纤的色散特性有很大的影响。光纤的有效模场面积则随着 d_1 的减小而增大,非线性变小,这是由于第一圈小孔变小使得芯区变大,对光的局限减弱造成的。

3.2 参量 d_3 对光纤性质的影响

为了研究 d_3 对光纤性质的影响,固定其它参量

值为 $d/\Lambda=0.9, d_1/\Lambda=0.4, d_r/\Lambda=0.2, \Lambda=1 \mu\text{m}$, d_3 取 0.9、0.8、0.7、0.6 四个值,得到的色散曲线和 1550 nm 处的有效模场面积如图 4 所示。

随着 d_3 的减小,色散参量值也减小。在小于 1300 nm 波长范围内, d_3 的改变对色散曲线没有多大的影响。而在大于 1300 nm 波长范围内,色散曲线的斜率随着 d_3 的减小而减小。同时 d_3 的减小对有效模场面积的影响不大,这一点对于高非线性色散平坦光纤设计很有用处。

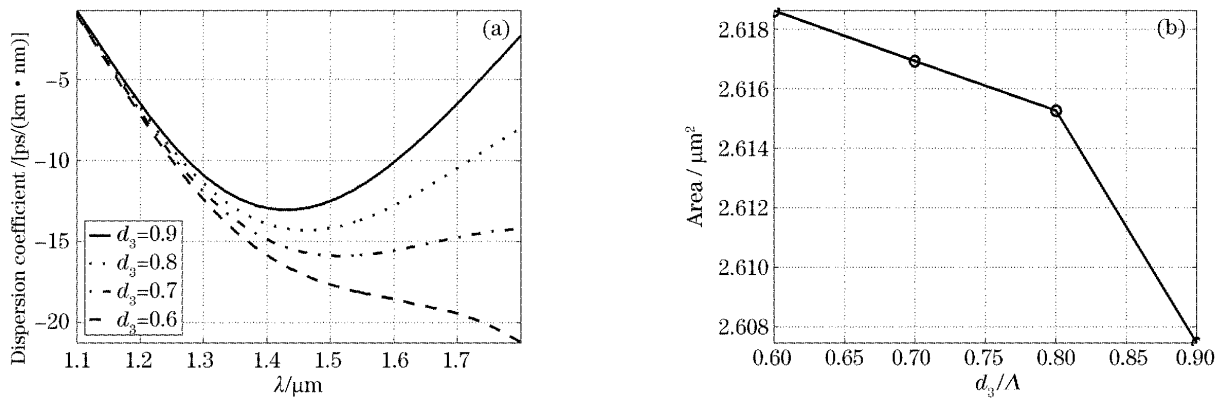


图 4 光子晶体光纤的色散曲线(a),有效模场面积随 d_3 的变化(b). $d/\Lambda=0.9, d_1/\Lambda=0.4, d_r/\Lambda=0.2, \Lambda=1 \mu\text{m}$

Fig. 4 Dispersion parameter (a), effective area of the PCF with $d/\Lambda=0.9, d_1/\Lambda=0.4, d_r/\Lambda=0.2, \Lambda=1 \mu\text{m}$ for different d_3/Λ values (b)

3.3 参量 d_r 对光纤性质的影响

为了研究 d_r 对光纤性质的影响,固定其它参量值为 $d/\Lambda=0.9, d_1/\Lambda=0.4, d_3/\Lambda=0.9, \Lambda=1 \mu\text{m}$, d_r 取 0.1、0.2、0.3、0.4 四个值,得到的色散曲线和 1550 nm 处的有效模场面积如图 5 所示。

d_r 对色散曲线的影响和 d_1 类似,都是随着直径的减小色散曲线的斜率增大,从负值变为正值。由于所加小孔和第一圈小孔所处的位置对于芯区来说是相似的,因此它们对色散特性的影响也是相似的。有效模场面积随着 d_r 的减小而增大,而且所加

的这圈小孔减小有效模场面积的作用是显而易见的,如果 d_r 降到 0 的话,有效模场面积将会增加到 $2.92 \mu\text{m}^2$,是 $d_r/\Lambda=0.4$ 的 1.4 倍。

从上面的数据中可以看出,增大气孔的尺寸,能够使有效模场面积减小。这是因为增大气孔尺寸后,对芯区中光的约束作用更强,光能够更好地局限在芯区中,因此有效模场面积减小,非线性增大。而对于色散曲线来说,增大气孔的尺寸,光纤的色散系数为负值,并且绝对值越来越大。这是由于气孔尺寸增大,芯区面积减小,光局限在更小的范围内传

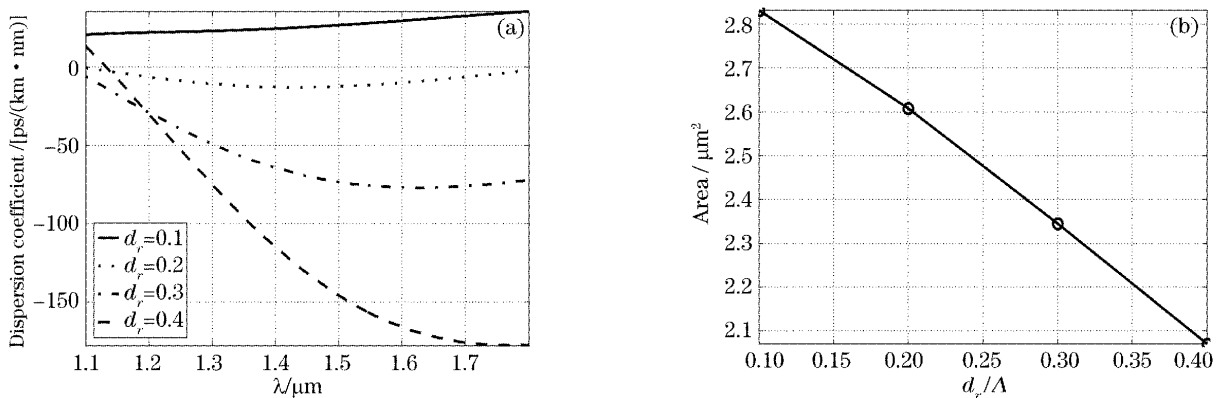


图 5 光子晶体光纤的色散曲线(a),有效模场面积随 d_r 的变化(b). $d/\Lambda=0.9, d_1/\Lambda=0.4, d_3/\Lambda=0.9, \Lambda=1 \mu\text{m}$

Fig. 5 Dispersion parameter (a), effective modefield area of the PCF with $d/\Lambda=0.9, d_1/\Lambda=0.4, d_3/\Lambda=0.9, \Lambda=1 \mu\text{m}$ for different d_r/Λ values (b)

播,甚至小于光的波长,因此波导色散变得越来越大,而波导色散在这个波长区域是负值,因此使得色散系数为负值且绝对值越来越大。

4 高非线性色散平坦光纤

经过对结构参数的反复调整,得到了三个高非线性色散平坦的光子晶体光纤结构。它们的色散曲线如图6所示,1550nm处的有效模场面积如表1

所示。

表1 高非线性色散平坦光子晶体光纤的有效模场面积

Table 1 Effective mode field areas of the PCFs with high nonlinearity and flattened dispersion

Structure	Effect area of the PCF / μm^2
$d/\Lambda=0.95, d_1/\Lambda=0.41, d_3/\Lambda=0.72, d_r/\Lambda=0.19$	2.44
$d/\Lambda=0.97, d_1/\Lambda=0.41, d_3/\Lambda=0.72, d_r/\Lambda=0.19$	2.26
$d/\Lambda=0.98, d_1/\Lambda=0.41, d_3/\Lambda=0.71, d_r/\Lambda=0.19$	2.17

把其中一个结构的色散曲线图放大,从图7中可以看出,结构 $d/\Lambda=0.97, d_1/\Lambda=0.41, d_3/\Lambda=0.72, d_r/\Lambda=0.19, \Lambda=0.89 \mu\text{m}$ 的光子晶体光纤在波长从1280 nm到1610 nm之间大约330 nm范围内,光纤的色散参量 D 的值介于 $\pm 0.5 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$ 之间,波长从1330 nm到1560 nm之间大约230 nm范围内, D 的值介于 $\pm 0.1 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$ 之间,波长从1340 nm到1540 nm之间大约200 nm范围内, D 的值介于 $\pm 0.05 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$ 之间。从图8中可看出,在波长从1280 nm到1590 nm之间大约310 nm范围内,

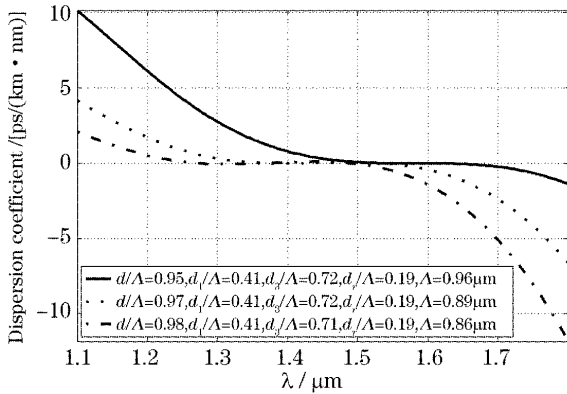


图6 高非线性色散平坦光子晶体光纤的色散曲线
Fig. 6 Dispersion parameters of the PCFs with high nonlinearity and flattened dispersion

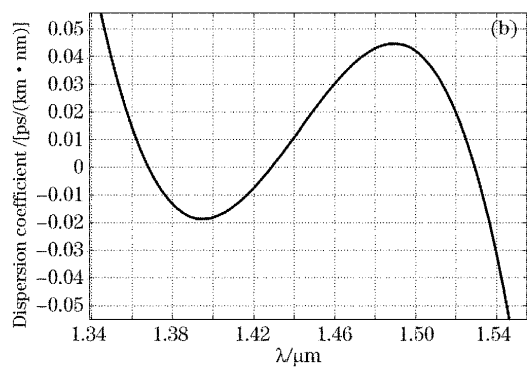
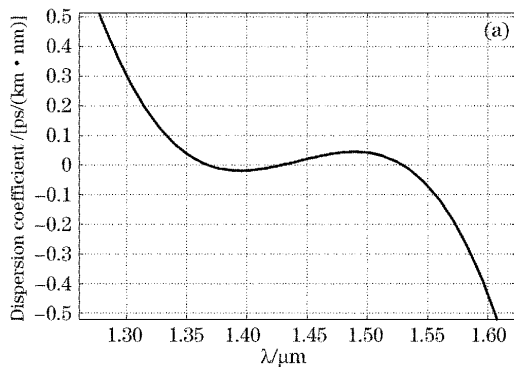


图7 $d/\Lambda=0.97, d_1/\Lambda=0.41, d_3/\Lambda=0.72, d_r/\Lambda=0.19, \Lambda=0.89 \mu\text{m}$ 结构的光子晶体光纤的色散曲线放大图
Fig. 7 Magnified curve for dispersion parameter of the PCF with $d/\Lambda=0.97, d_1/\Lambda=0.41, d_3/\Lambda=0.72, d_r/\Lambda=0.19, \Lambda=0.89 \mu\text{m}$

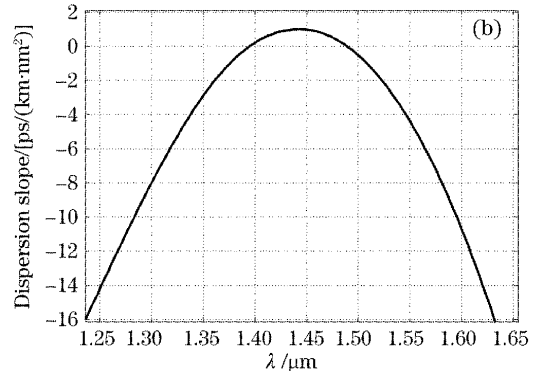
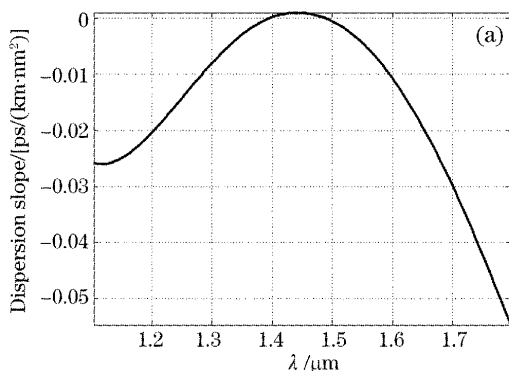


图8 $d/\Lambda=0.97, d_1/\Lambda=0.41, d_3/\Lambda=0.72, d_r/\Lambda=0.19, \Lambda=0.89 \mu\text{m}$ 结构的光子晶体光纤的色散曲线斜率图
Fig. 8 Dispersion curve slope of the PCF with $d/\Lambda=0.97, d_1/\Lambda=0.41, d_3/\Lambda=0.72, d_r/\Lambda=0.19, \Lambda=0.89 \mu\text{m}$

光纤的色散曲线斜率在 $\pm 0.01 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm}^2)$ 之间。

通过计算,得到图 9 所示有效模场面积随光波长的变化,可得光纤在 1550 nm 处的有效模场面积为 $2.26 \mu\text{m}^2$ 。由上面的数据计算得到此结构的衡量非线性和色散平坦参量 $\delta = 11.8 \text{ ps} \cdot \text{W}/\mu\text{m}^2$ 。而前面的计算中已经得到 $\delta = 79.2 \text{ ps} \cdot \text{W}/\mu\text{m}^2$ ^[11], $\delta = 179.8 \text{ ps} \cdot \text{W}/\mu\text{m}^2$ ^[12], $\delta = 151.9 \text{ ps} \cdot \text{W}/\mu\text{m}^2$ ^[12], $\delta = 160.4 \text{ ps} \cdot \text{W}/\mu\text{m}^2$ ^[13], 可见比这些值要小很多。

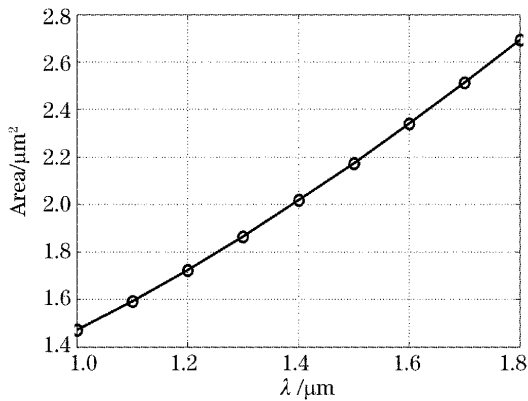


图 9 $d/\Lambda = 0.97$, $d_1/\Lambda = 0.41$, $d_3/\Lambda = 0.72$, $d_r/\Lambda = 0.19$, $\Lambda = 0.89 \mu\text{m}$ 结构的光子晶体光纤的有效模场面积随光波长变化图

Fig. 9 Effective area of the PCF with $d/\Lambda = 0.97$, $d_1/\Lambda = 0.41$, $d_3/\Lambda = 0.72$, $d_r/\Lambda = 0.19$, $\Lambda = 0.89 \mu\text{m}$ for different wavelengths

5 结 论

需要指出的是光纤的色散包括波导色散和材料色散两部分,因此只要让波导色散和材料色散的大小相等,符号相反,就能够得到高非线性的色散平坦光子晶体光纤。通过前面的数据可以得出下面的结论:对于光子晶体光纤,若包层的小孔直径越小,芯区直径就越大,波导色散就表现得越不明显,因此材料色散占总色散的主要部分。相反,若包层的小孔直径越大,芯区直径就越小,那么波导色散就表现得越明显,从而波导色散占总色散的主要部分。这个规律和普通光纤中光纤结构对波导色散影响的规律是一致的。因此在光纤结构设计的过程中,需要不断调整光纤的结构参量,最后得到一个合适的数值,使得波导色散和材料色散相互补偿,达到色散平坦的目的。

在上面的结构中,六个小孔使得光能够更好地局限在芯区内,使得有效模场面积更小,非线性更高。而改变外围几圈小孔的尺寸能够在不影响非线性的同时调节波导色散,使得波导色散与材料色散的和正好在零附近,经过反复调整之后得到上面的结果。

结合参考文献[11,20],可以总结出一个设计高

非线性色散平坦光子晶体光纤的规律。在设计这类光纤时,应保持光子晶体光纤外圈小孔的直径相同,并且较大,这样就能保证光纤的非线性值较大。同时调整芯区周围几圈小孔的直径或者结构,这样能够在不大幅减小光纤非线性的同时调整光纤的色散,最后达到色散平坦并且高非线性的目的。

参 考 文 献

- 1 Philip Russell. Photonic crystal fibers[J]. *Science*, 2003, **299**: 358~362
- 2 Jonathan C. Knight. Photonic crystal fibres[J]. *Nature*, 2003, **424**: 847~851
- 3 Kunimasa Saitoh, Masanori Koshiba. Highly nonlinear dispersion-flattened photonic crystal fibers for supercontinuum generation in a telecommunication window[J]. *Optics Express*, 2004, **12**(10): 2027~2032
- 4 Lin Zhang, Changxi Yang. Photonic crystal fibers with squeezed hexagonal lattice[J]. *Opt. Exp.*, 2004, **12**(11): 2371~2376
- 5 Lin Zhang, Changxi Yang. A novel polarization splitter based on the photonic crystal fiber with nonidentical dual cores[J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2004, **16**(7): 1670~1672
- 6 K. P. Hansen. Dispersion flattened hybrid-core nonlinear photonic crystal fiber[J]. *Opt. Exp.*, 2003, **11**(13): 1503~1509
- 7 Y. L. Hoo, W. Jin, J. Ju *et al.*. Design of photonic crystal fibers with ultra-low, ultra-flattened chromatic dispersion[J]. *Opt. Commun.*, 2004, **242**(4~6): 327~332
- 8 Albert Ferrando, Enrique Silvestre, Pedro Andr'es. Designing the properties of dispersion-flattened photonic crystal fibers[J]. *Opt. Exp.*, 2001, **9**(13): 687~697
- 9 W. H. Reeves, J. C. Knight, P. St. J. Russell. Demonstration of ultra-flattened dispersion in photonic crystal fibers[J]. *Opt. Exp.*, 2002, **10**(14): 609~613
- 10 A. Ferrando, E. Silvestre, J. J. Miret *et al.*. Nearly zero ultraflattened dispersion in photonic crystal fibers [J]. *Opt. Lett.*, 2000, **25**(11): 790~792
- 11 F. Poli, A. Cucinotta, S. Selleri *et al.*. Tailoring of flattened dispersion in highly nonlinear photonic crystal fibers[J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2004, **16**(4): 1065~1067
- 12 K. Saitoh, M. Koshiba, T. Hasegawa *et al.*. Chromatic dispersion control in photonic crystal fibers: application to ultra-flattened dispersion[J]. *Opt. Exp.*, 2003, **11**(8): 843~852
- 13 Tzong-Lin Wu, Chia-Hsin Chao. A novel ultraflattened dispersion photonic crystal fiber [J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2005, **17**(1): 67~69
- 14 Niels Asger Mortensen. Effective area of photonic crystal fibers [J]. *Opt. Exp.*, 2002, **10**(7): 341~348
- 15 P. Petropoulos, H. Ebendorff-Heidepriem, V. Finazzi *et al.*. Highly nonlinear and anomalously dispersive lead silicate glass holey fibers[J]. *Opt. Exp.*, 2003, **11**(26): 3568~3573
- 16 Ren Guobin, Wang Zhi, Lou Shuqin *et al.*. Localized orthogonal function model of photonic crystal fibers[J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(8): 1130~1136 (in Chinese)
任国斌,王 智,娄淑琴等. 光子晶体光纤的正交函数模型[J]. *光学学报*, 2004, **24**(8): 1130~1136
- 17 Wang Zhi, Ren Guobin, Lou Shuqin *et al.*. A novel supercell lattice method for the photonic crystal fibers [J]. *Chin. J. Lasers*, 2005, **32**(1): 59~63 (in Chinese)
王 智,任国斌,娄淑琴等. 用于光子晶体光纤研究的超格子构造法[J]. *中国激光*, 2005, **32**(1): 59~63
- 18 Steven G. Johnson, J. D. Joannopoulos. Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis[J]. *Opt. Exp.*, 2001, **8**(3): 173~190
- 19 Govind P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics* [M]. San Diego, CA: Academic Press, 2001. 447~453
- 20 Yanfeng Li, Bowen Liu, Zihan Wang *et al.*. Influence on photonic crystal fiber dispersion of the size of air holes in different rings within the cladding [J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2004, **2**(2): 75~77