

光子晶体光纤的导波模式与色散特性^{*}

李曙光^{1)†} 刘晓东²⁾ 侯蓝田¹⁾

¹⁾ 燕山大学红外光纤与传感研究所, 秦皇岛 066004

²⁾ 大连民族学院机电信息工程系, 大连 116600

(2003 年 2 月 12 日收到, 2003 年 3 月 18 日收到修改稿)

利用有效折射率方法基于标量近似理论对光子晶体光纤的传播模式和色散特性进行了数值模拟, 发现通过调节光纤包层的空气填充率或包层空气穴节距及其有效芯径可以在很宽的波长范围实现单模传播, 可以设计零色散波长小于 $1.27\mu\text{m}$ 的光子晶体光纤和在较宽的波段接近于零色散的色散平坦光纤, 以及具有较大的正常色散值的色散补偿光纤.

关键词: 光子晶体光纤, 有效折射率, 标量近似, 导波模式

PACC: 4281, 4281D, 8120J

1. 引言

近年来, 人们对具有石英-空气基质包层的实芯石英光子晶体光纤(PCF)的研究产生了极大的兴趣^[1-3]. 这种光纤的包层是有序排列的二维光子晶体, 其纤芯是由一根实芯石英棒代替空芯石英棒而形成缺陷. 可以借鉴传统阶跃折射率光纤的导光机理用全内反射原理对这种光纤进行解释, 也可以利用光子带隙效应来解释^[1-3]. 研究发现, 通过改变光纤包层几何结构, 可以有效地增强光纤中非线性光学过程, 这种方法可应用于脉冲压缩、光孤子的形成和受激拉曼散射的增强. 最近报道的通过这种光子晶体光纤产生超连续谱的现象^[4-6]引起了人们极大的关注, 一般而言超连续谱是强光脉冲通过非线性材料时产生的一种非线性光学现象, 这些现象与光纤的导波模式特性^[7-9], 特别是与色散特性有关^[10-14]. Husakou 和 Hermann 等人通过理论和实验证明超连续谱的产生是由于光子晶体光纤中零色散波长附近的高阶孤子裂变成红移的低频孤子和蓝移的非孤子辐射而产生的^[5, 6]. 因此, 对于这种光纤的导波模式和色散特性的研究引起了人们的极大重视.

本文借鉴传统阶跃折射率光纤的导光原理, 利

用有效折射率方法, 基于电磁场分布的标量近似理论, 分析了光子晶体光纤的传播模式和色散特性, 所谓标量近似亦即弱导近似^[15-17]. 这种方法在光子晶体光纤包层空气填充率不太大, 即包层和纤芯相对有效折射率差较小时是一种很好的近似方法, 本文把这种实芯光子晶体光纤等效为一种阶跃折射率光纤^[9, 18], 对包层空气填充率较小($f < 20\%$)的光子晶体光纤进行了理论分析和数值模拟, 讨论了光子晶体光纤的包层有效折射率与光纤结构的关系, 进一步研究了其导波模式和色散特性, 为光子晶体光纤的设计提供了理论依据.

2. 理论分析

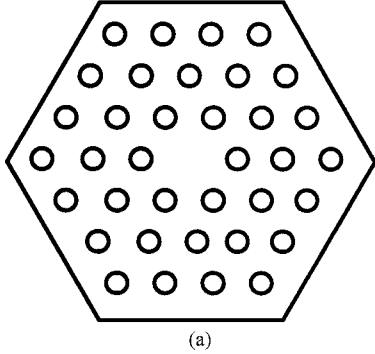
2.1. 包层有效折射率与光纤单模传播特性

对于包层有效折射率的计算, 可以使用电磁场分布的标量近似理论^[15, 16]. 首先, 把光纤的包层区域看作没有中心缺陷且具有无限周期性排列的六角形二维光子晶体结构, 为了进一步简化计算, 再用面积相等的圆形单元胞代替六角形单元胞^[2], 光纤截面及等效单元胞如图 1 所示, 对这种具有对称边界条件的圆形单元胞进行计算. 单元胞中的圆形空气柱的半径为 r , 单元胞的外半径 R 由等效面积公式 R

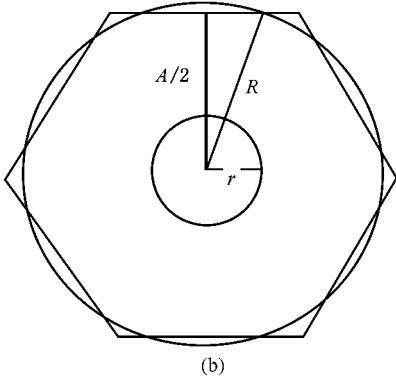
^{*} 国家高技术研究发展计划(批准号: 863-715-001-0212)资助的课题.

[†] 通讯联系人, E-mail: lissggg@163.com

$= A[3^{1/2}(\pi)]^{1/2} = 0.525A$ 确定, 其中 A 为包层孔穴间距, 在极坐标系中横向基本模式场分布函数 ψ 所满足的标量波方程为^[16, 17]



(a)



(b)

图1 (a)光子晶体光纤截面设计图 (b)光纤包层六角形单元胞与等效圆形单元胞

$$\frac{d^2\psi}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{d\psi}{d\rho} + \left(k^2 n_i^2 - \beta^2 - \frac{m^2}{\rho^2} \right) \psi = 0. \quad (1)$$

对于基模, $m=0$, 方程(1)转化为零阶 Bessel 方程, 在单元胞内部区域 ($0 < \rho < r$), 有

$$\beta^2(\omega) - n_{\text{air}}^2(\omega)\omega^2/c^2 = \kappa^2(\omega) > 0. \quad (2)$$

因此, 单元胞内部区域的场分布函数为

$$\psi_1(\omega, \rho) \sim I_0[\kappa(\omega)\rho]. \quad (3)$$

在单元胞外部区域 ($r < \rho < R$), 有

$$\beta^2(\omega) - n_{\text{silica}}^2(\omega)\omega^2/c^2 = -\gamma^2(\omega) < 0, \quad (4)$$

$$\psi_2 \sim J_0[\chi(\omega)\rho] + B \times Y_0[\chi(\omega)\rho]. \quad (5)$$

单元胞边界上应满足对称边界条件 $\partial\psi/\partial\rho|_{\rho=R} = 0$, 即

$$\begin{aligned} & -\chi(\omega) \cdot J_1[\chi(\omega)R] \\ & - B \times \chi(\omega) \cdot Y_1[\chi(\omega)R] = 0. \end{aligned} \quad (6)$$

由(5)和(6)式可得外部区域的场分布函数

$$\psi_2(\omega, \rho) \sim \left\{ J_0[\chi(\omega)\rho] \right.$$

$$\left. - Y_0[\chi(\omega)\rho] \frac{J_1[\chi(\omega)R]}{Y_1[\chi(\omega)R]} \right\}, \quad (7)$$

其中 I, J, Y 为 Bessel 函数, 在元胞内石英-空气界面上有 ψ 和 $\partial\psi/\partial\rho$ 连续的条件, 即

$$\psi_1(\omega, r) = \psi_2(\omega, r), \quad \frac{\partial\psi_1}{\partial\rho} \Big|_{\rho=r} = \frac{\partial\psi_2}{\partial\rho} \Big|_{\rho=r}. \quad (8)$$

由(3)和(7)式及边界条件(8)式, 可得色散方程

$$\begin{aligned} & \kappa(\omega) \frac{I_1[\kappa(\omega)d]}{I_0[\kappa(\omega)d]} \left\{ J_0[\chi(\omega)d] \right. \\ & \left. - Y_0[\chi(\omega)d] \frac{J_1[\chi(\omega)R]}{Y_1[\chi(\omega)R]} \right\} \\ & = -\chi(\omega) \left\{ J_1[\chi(\omega)d] \right. \\ & \left. - Y_1[\chi(\omega)d] \frac{J_1[\chi(\omega)R]}{Y_1[\chi(\omega)R]} \right\}. \end{aligned} \quad (9)$$

由(2)和(4)式可得

$$\kappa^2(\omega) + \gamma^2(\omega) = [n_{\text{silica}}^2(\omega) - n_{\text{air}}^2(\omega)]\omega^2/c^2. \quad (10)$$

由于(9)式是一个超越方程, 所以只能由(9)和(10)式求得 $\kappa(\omega)$ 和 $\chi(\omega)$ 的数值解. 其中 $n_{\text{air}}(\omega) = 1$, 考虑到石英介质的材料色散, n_{silica} 可由 Sellmeier 方程来计算^[16], 而由(4)式可得

$$\beta(\omega) = [n_{\text{silica}}^2(\omega)\omega^2/c^2 - \gamma^2(\omega)]^{1/2}, \quad (11)$$

所以光纤包层的有效折射率为

$$n_{\text{eff}}(\omega) = \beta(\omega)c/\omega. \quad (12)$$

根据(11)和(12)式可得光子晶体光纤包层的有效折射率随波长变化的关系, 我们就可以根据阶跃折射率光纤的原理计算其导波模式特性和色散关系, 如果纤芯是由中心去掉一个空气穴的实芯而形成, 则光子晶体光纤的纤芯半径可由 $r_c = A - \frac{1}{2}r$ 确定^[19]. 与阶跃折射率光纤类比, 光纤的波导参数或归一化频率 ν 为^[16, 17]

$$\nu = \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) \times r_c \times (n_c^2 - n_{\text{eff}}^2)^{1/2}. \quad (13)$$

按照阶跃折射率光纤原理, 如果 $\nu \leq 2.4048$, 即可保证单模传输, 从而可以根据(13)式计算出具有某种结构的光纤的单模传播的波长范围.

2.2. 单模光子晶体光纤色散特性的计算

根据导波光学理论^[15-17], 光纤中传输的光脉冲受到由光纤的折射率分布、材料色散、光纤中的模式分布以及光源的光谱宽度等影响而产生“延迟畸变”, 使光脉冲波形在通过光纤后发生展宽, 这一效

应称作“光纤的色散”。对于具有轴对称性的单模光纤,其色散主要是材料色散和波导色散^[12,16],另外还存在由于相对折射率差随波长变化而引起的剖面色散,它通常较小,但在追求零色散光纤时,此项必须考虑进去。传输常数 β_c (与前面的 β 不同) 是描述光纤传输特性最基本的参数,本文从光子晶体光纤的传输常数 β_c 出发,进一步推导出综合考虑这三种色散的单模光子晶体光纤的总色散的计算公式。

在包层空气填充率较小时,光纤纤芯与包层的相对折射率差较小,符合弱导近似的条件,所谓弱导近似亦即标量近似,所以本文采用标量法计算光纤的导波模式特性。在标量近似下得到 LP 模式的特征方程为^[15-17]

$$\frac{U \cdot J_{m+1}(U)}{J_m(U)} = \frac{W \cdot K_{m+1}(W)}{K_m(W)}, \quad (14)$$

$$\frac{U \cdot J_{m-1}(U)}{J_m(U)} + \frac{W \cdot K_{m-1}(W)}{K_m(W)} = 0. \quad (15)$$

对于基模 LP₀₁ ($m=0$),其特征方程为

$$\frac{U \cdot J_1(U)}{J_0(U)} = \frac{W \cdot K_1(W)}{K_0(W)}, \quad (16)$$

其中 U, W 与归一化频率 V 之间满足如下关系式:

$$U^2 = (k^2 n_c^2 - \beta_c^2) \cdot r_c^2, \quad (17)$$

$$W^2 = (\beta_c^2 - k^2 n_{\text{eff}}^2) \cdot r_c^2, \quad (18)$$

$$U^2 + W^2 = V^2 = k^2 (n_c^2 - n_{\text{eff}}^2) r_c^2. \quad (19)$$

(16) 和 (19) 式联立求解,得到 $U = U(\omega)$, 代入 (17) 式,得到

$$\beta_c(\omega) = \sqrt{k^2 n_c^2(\omega) - U^2(\omega)/r_c^2}, \quad (20)$$

其中光纤包层有效折射率由 (12) 式给出,纤芯石英材料的折射率 $n_c(\omega)$ 由 Sellmeier 方程计算。由于方程 (16) 是包含 Bessel 函数的超越方程,一般只能得到 U 和 β_c 随波长 (或频率) 变化的数值解。本文利用最小二乘多项式曲线拟合,通过调节拟合多项式项数和采样点数可以得到很好的拟合结果 $\beta_c = \beta_c(\omega)$ 。

光脉冲展宽的现象,其根本原因是由于不同的频率分量有不同的群速度 v_g 或群时延 τ ,群时延 τ 表示光的包络信号的时延^[15-17],即

$$\tau = \frac{d\beta_c}{d\omega}, \quad (21)$$

群速度色散 (GVD) 系数 D (单位为 ps/km·nm) 为

$$D = \frac{d\tau}{d\lambda} = -\frac{\omega^2}{2\pi c} \frac{d^2 \beta_c}{d\omega^2}. \quad (22)$$

在这里没有像传统阶跃折射率光纤的色散特性计

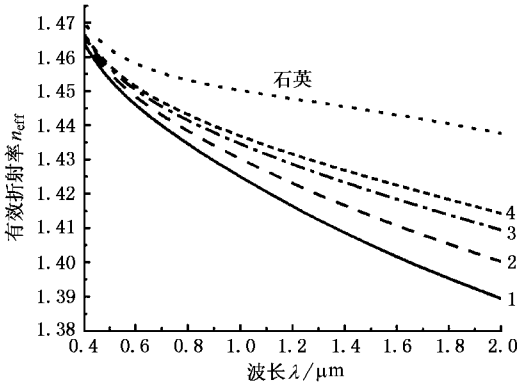
算^[16]那样,把色散分为三部分来分别考虑 (22) 式已经包含材料色散、波导色散和剖面色散,所以根据 (22) 式可以直接求得单模光纤的总色散随入射光波长 (或频率) 的变化关系。

3. 数值模拟与结果分析

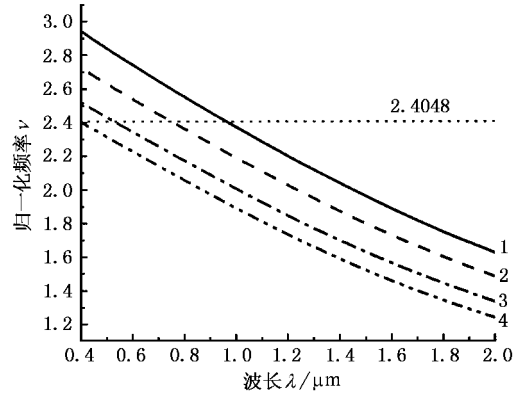
根据前面的理论推导,对三组不同光纤设计的包层有效折射率 n_{eff} 、标志导波模式特性的归一化频率 V 和色散特性参数 D 进行了数值模拟。图 2 给出包层节距 A 为 1.8 μm ,空气穴半径 r 分别为 0.4, 0.35, 0.3, 0.27 μm ,包层空气填充率分别为 17.9%, 13.7%, 10.1%, 8.2% 的光子晶体光纤的模拟结果。图 3 给出包层节距 A 分别为 1.8, 1.9, 2.06, 2.4 μm ,空气穴半径 r 为 0.4 μm ,包层空气填充率分别为 17.9%, 16.1%, 13.7%, 10.1% 的光子晶体光纤的模拟结果。图 4 给出包层空气填充率均为 13.7%,包层节距 A 分别为 2.2, 2.06, 1.8, 1.6, 1.4 μm ,空气穴半径 r 分别为 0.428, 0.4, 0.35, 0.31, 0.27 的光子晶体光纤的模拟结果。

从图 2(a) 和图 3(a) 可以看出:不管采取减小空气穴半径 r ,还是增大包层节距 A 的方法,随包层空气填充率的减小,包层有效折射率 n_{eff} 增大,导致包层与纤芯的折射率差减小;从图 2(b) 和图 3(b) 中波导归一化频率 V 随波长 λ 的变化关系可以看出,随包层空气填充率的减小,高阶模 (除基模外) 的截止波长向短波方向移动、单模传播范围扩大,其中包层节距 A 为 1.8 μm ,空气穴半径 r 为 0.27 μm ,包层空气填充率 f 为 8.2% 的光子晶体光纤在整个可见光区和近红外区单模传播;从图 2(c) 和图 3(c) 群速度色散 D 随波长 λ 的变化关系可知,随空气填充率的降低,单模光纤的零色散波长向长波方向移动,其中图 2(c) 尤其明显,即包层节距不变,减小空气穴的尺度对零色散波长的影响更大。所以可以采用增大包层空气填充率,特别是采用增大包层空气穴半径 r 的方法将零色散波长向短波方向移动,从图 2(c) 曲线 1 可知包层节距 A 为 1.8 μm 、空气穴半径 r 为 0.4 μm ,包层空气填充率 f 为 17.9% 的光子晶体光纤的零色散波长位于 1.026 μm ,如果继续增大包层空气填充率,可以使其零色散波长更短。但是对于包层空气填充率太大时导致包层与纤芯折射率差太大而标量法不再适用,必须用矢量法求解^[15-17]。零色散波长的位置对光纤中光孤子的形成以及其他非线性

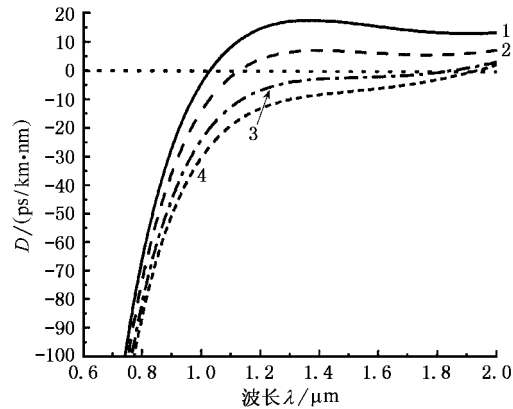
性效应有很大的影响^[10,13] 根据 PCFs 的色散位移特性,可以灵活地设计色散位移光纤,利用这种光纤中高阶孤子压缩和非平衡色散非线性光纤环境相结合制成光脉冲压缩器,可以获得高质量的无基座光脉冲^[23].



(a) 包层有效折射率 n_{eff} 随波长 λ 的变化关系

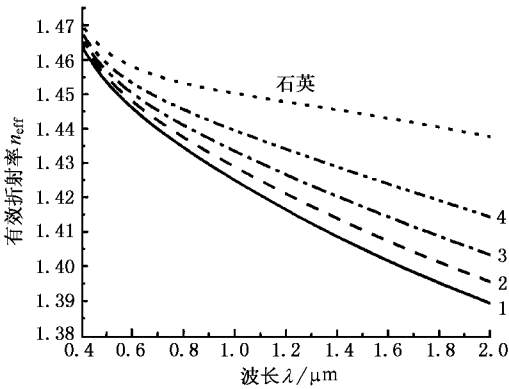


(b) 波导归一化频率 ν 随波长 λ 的变化关系

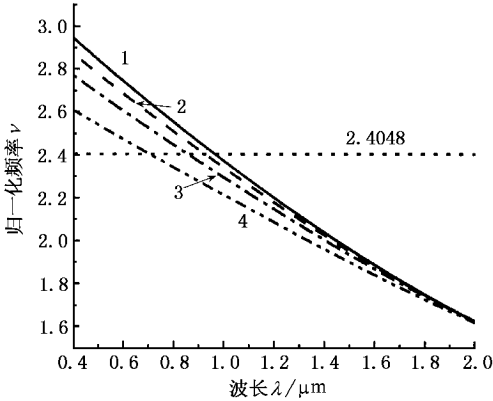


(c) 群速度色散系数 D 随波长 λ 的变化关系

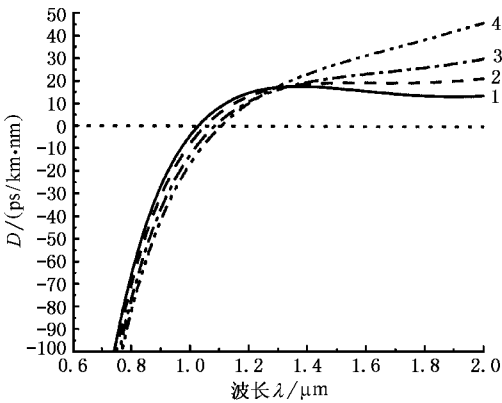
图2 光纤包层节距 A 为 $1.8\mu\text{m}$, 空气穴半径 r 分别为 0.4 (曲线1) 0.35 (曲线2) 0.3 (曲线3) 0.27 (曲线4) μm , 包层空气填充率分别为 17.9% 13.7% 10.1% 8.2% 光子晶体光纤的模拟结果



(a) 包层有效折射率 n_{eff} 随波长 λ 的变化关系



(b) 波导归一化频率 ν 随波长 λ 的变化关系



(c) 群速度色散系数 D 随波长 λ 的变化关系

图3 光纤包层节距 A 为 1.8 (曲线1) 1.9 (曲线2) 2.0 (曲线3) 2.4 (曲线4) μm , 空气穴半径 r 为 $0.4\mu\text{m}$, 包层空气填充率分别为 17.9% 16.1% 13.7% 10.1% 光子晶体光纤的模拟结果

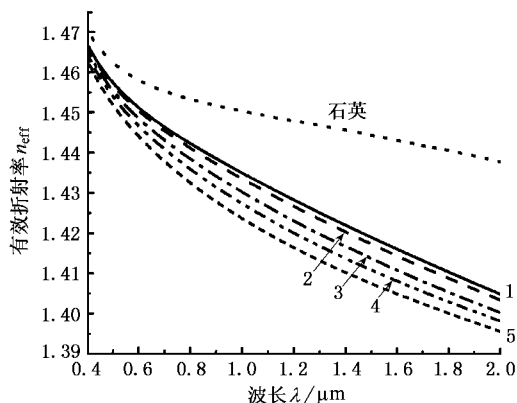
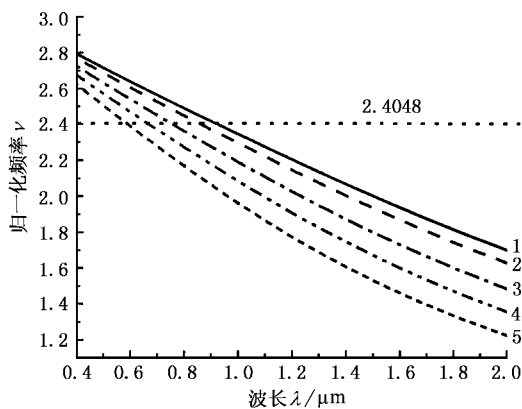
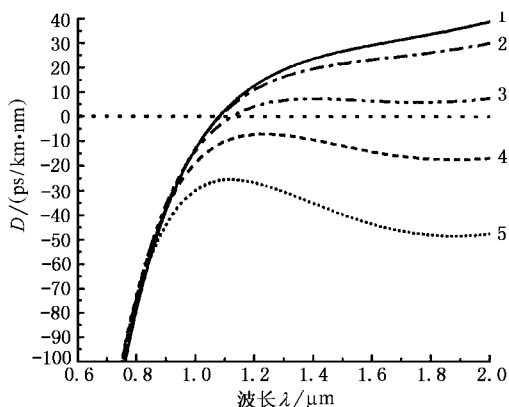
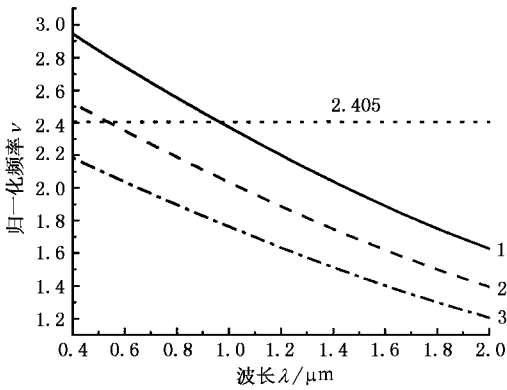
(a) 包层有效折射率 n_{eff} 随波长 λ 的变化关系(b) 波导归一化频率 ν 随波长 λ 的变化关系(c) 群速度色散系数 D 随波长 λ 的变化关系

图4 包层空气填充率均为13.7%, 光纤包层节距 A 分别为2.2(曲线1) 2.0(曲线2) 1.8(曲线3) 1.6(曲线4) 1.4(曲线5) μm , 空气穴半径 r 分别为0.428 0.4 0.35 0.31 0.27 μm 光子晶体光纤的模拟结果

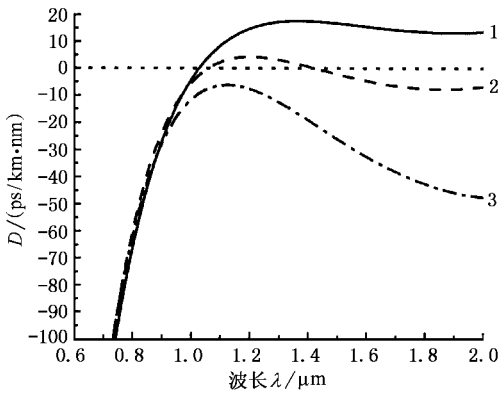
从图4可以看出虽然5种光纤包层空气填充率均为13.7%, 但是随包层节距的减小(当然空气穴

的大小也减小), 其包层有效折射率 n_{eff} 减小, 包层有效折射率 n_{eff} 与纤芯有效折射率的差增大, 从(13)式可知, 这一因素将导致波导模式的归一化频率 ν 增大, 但是由于纤芯半径 r_c 也随之减小, 这就导致波导模式的归一化频率 ν 仍然趋于减小, 所以当保持空气填充率不变时, 光纤的单模传播范围随空气穴半径的减小而增大, 从中亦可看出包层有效折射率不仅与空气填充率有关, 还与空气穴半径 r 及包层节距 A 的大小有关。从图4(c)可以看出, 虽然5种光纤包层的空气填充率相等, 但其色散特性随包层节距 A 变化很大, 在波长 $\lambda > 1.1 \mu\text{m}$ 范围, 随包层节距 A 的变化既可以表现为正常色散(曲线4和5), 亦可以表现为反常色散(曲线1—3), 其中曲线3(包层节距 $A = 1.8 \mu\text{m}$, 空气穴半径 $r = 0.35 \mu\text{m}$)表现为色散平坦(在 $\lambda > 1.1 \mu\text{m}$ 范围其色散系数 D 小于 $10 \text{ ps/nm} \cdot \text{km}$)。在保持包层空气填充率不变的情况下, 随光纤包层节距 A 和芯径 r_c 的减小, 其色散系数 D 可以在整个波长范围为负值(曲线4和5), 即在整个波长范围表现为正常色散。众所周知, 普通单模光纤的零色散点在 $1.31 \mu\text{m}$ 处, 在 $1.55 \mu\text{m}$ 低损耗窗口处有 $D = 17 \text{ ps/nm} \cdot \text{km}$ 左右的反常色散值, 可以通过设计光子晶体光纤的结构使之在 $1.55 \mu\text{m}$ 低损耗窗口具有较大绝对值的正常色散值, 即制成能够对传统单模光纤在 $1.55 \mu\text{m}$ 窗口进行色散补偿的光纤^[20]。这对于光通信中色散补偿器件^[11, 14]的研究可能会产生大的突破, 另外利用色散补偿光纤可压缩负啁啾光脉冲, 较好地实现光脉冲的压缩^[22]。从图2(a)图3(a)和4(a)可以看出, 不管如何设计光子晶体光纤的包层结构, 随波长的增大, 纤芯与包层有效折射率差 $n_{\text{silica}} - n_{\text{eff}}$ 增大, 根据(13)式可知这一点更有利于在很宽的波长范围实现单模传播。

为了进一步研究光子晶体光纤的有效纤芯半径对其传播特性的影响, 图5给出包层结构完全相同, 其有效纤芯半径不同的三种光纤的波导归一化频率(图5(a))和色散特性(图5(b))曲线的对比结果。从中可以看出: 随纤芯半径 r_c 的减小, 光纤表现为整个波长范围单模传播, 同时由反常色散(曲线1, $\lambda > \lambda_0$ 时, λ_0 为零色散波长)向色散平坦过渡(曲线2, 从 $\lambda = 0.97 - 2.0 \mu\text{m}$ 其色散系数 $|D| < 10 \text{ ps/km} \cdot \text{nm}$)进一步减小其芯径可以在整个波长范围表现为正常色散, 可以设计在 $1.55 \mu\text{m}$ 处具有很大的 $|D|$ 的正常色散的色散补偿光纤, 用来抵消传统光纤在 $1.55 \mu\text{m}$ 处低损耗窗口所具有的反常色散。



(a)波导归一化频率 ν 随波长 λ 的变化关系



(b)群速度色散 D 随波长 λ 的变化关系

图5 包层空气填充率均为13.7%,光纤包层节距 A 均为 $1.8\mu\text{m}$,空气穴半径 r 均为 $0.4\mu\text{m}$,有效纤芯半径 r_c 分别为 $1.4\mu\text{m}$ 、 $1.2\mu\text{m}$ 、 $1.04\mu\text{m}$ 光子晶体光纤的模拟结果

为了验证本文计算方法的可靠性,对文献[21]中Ⅲ号光纤的色散特性进行了计算,Ⅲ号光纤的零

色散波长的测量结果 λ_0 为 810nm ,而利用本文的标量法计算结果 λ_0 为 820nm ,计算结果与测量值符合较好,说明本文算法可靠.

4. 结 论

本文借鉴传统阶跃折射率光纤的导光原理,利用有效折射率方法,基于电磁场的标量近似理论,计算并分析了光子晶体光纤的传播模式和色散特性.发现通过调节光纤包层的空气填充率 f 或包层空气穴节距及其有效芯径可以在整个可见光区和近红外光区实现单模传播,即制成所谓的无界单模光子晶体光纤^[2].在单模传播范围内,传统阶跃折射率光纤的波导色散总为正常色散^[15,16],即波导色散为负值,所以这种光纤只能在石英材料的反常色散区表现出总色散为反常色散的特性,人们通过调节波导色散只能使光纤的零色散波长向长波方向移动,可以制成所谓的色散位移光纤,把零色散波长由 $1.3\mu\text{m}$ 移到 $1.55\mu\text{m}$ 处;从本文的理论研究可知即使处于单模传播状态的光子晶体光纤,通过设计其包层空气填充率和光纤包层节距以及空气穴半径可以实现零色散波长向短波方向(小于石英材料的零色散波长 $1.27\mu\text{m}$)移动,甚至将零色散波长移到可见光区,这对于 $1.3\mu\text{m}$ 窗口光孤子的透射是有利的^[13](光孤子出现在反常色散区),在短波长处出现零色散更有利于光纤放大器工作以及非线性光学中的相位匹配;也可以设计色散平坦光纤和色散补偿光纤^[10-14],为光电子器件的发展开辟新的领域.本文的计算和分析可为光子晶体光纤的设计提供一定的理论依据.

[1] Knight J C et al 1996 *Opt. Lett.* **21** 1547

[2] Birks T A et al 1997 *Opt. Lett.* **22** 961

[3] Fedotov A B, Yakovlev V V and Zheltikov A M 2002 *Laser Phys.* **12** 268

[4] Coen S et al 2001 *Opt. Lett.* **26** 1356

[5] Husakou A V and Herrmann J 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 203901

[6] Herrmann J et al 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 173901

[7] Guo Q and Shi Z W 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1716 (in Chinese) [郭 旗、石智伟 2002 物理学报 **51** 1716]

[8] Niu X J, Li H F, Yu S, Xie Z L and Yang S W 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2291 (in Chinese) [牛新建、李宏福、喻 胜、谢仲怜、杨仕文 2002 物理学报 **51** 2291]

[9] Yu S M and Yu T 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 2179 (in Chinese) [余寿绵、余 恬 2001 物理学报 **50** 2179]

[10] Shao Z H 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 73 (in Chinese) [邵钟浩 2001 物理学报 **50** 73]

[11] Zheng Y, Yu L, Yang B J and Zhang X G 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2745 (in Chinese) [郑 远、于 丽、杨伯君、张晓光 2002 物理学报 **51** 2745]

[12] Wu C Q, Fu S N, Dong H and Liu H T 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2542 (in Chinese) [吴重庆、付松年、董 晖、刘海涛 2002 物理学报 **51** 2542]

[13] Li H, Huang X D and Wang D N 2003 *Chin. Phys.* **12** 415

[14] Pei L, Ning T G, Jian W, Tong Z, Wei H and Jian S S 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 615 (in Chinese) [裴 丽、宁提纲、简 伟、董

治、魏 淮、简水生 2003 物理学报 **52** 615]

[15] Snyder A W and Love J D 1983 *Optical Waveguide Theory* (New York :Chapman and Hall)

[16] Wu C Q 2000 *Optical Waveguide Theory* (Beijing : Tsinghua University Press)(in Chinese)[吴重庆 2000 光波导理论(北京 :清华大学出版社)]

[17] Liao Y B 2000 *Fibers Optics*(Beijing : Tsinghua University Press) (in Chinese)[廖延彪 2000 光纤光学(北京 :清华大学出版社)]

[18] Birks T A *et al* 1999 *Processing Optical Fiber Conference*(California : San Diego)

[19] Knight J C *et al* 2000 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **22** 807

[20] Zhao Y C *et al* 2000 *Acta Opt. Sin.* **20** 1134(in Chinese)[赵玉成等 2000 光学学报 **20** 1134]

[21] Ouzounov D *et al* 2001 *Opt. Commun.* **192** 219

[22] Wu J , Lou C Y , Li Y H and Gao Y Z 1998 *Acta Phys. Sin.* **47** 619(in Chinese)[伍 剑、娄采云、李玉华、高以智 1998 物理学报 **47** 619]

[23] Han M , Lou C Y , Li Y H and Gao Y Z 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 751(in Chinese)[韩 明、娄采云、李玉华、高以智 2000 物理学报 **49** 751]

The study of waveguide mode and dispersion property in photonic crystal fibres ^{*}

Li Shu-Guang¹† Liu Xiao-Dong² Hou Lan-Tian¹

¹(Institute of Infrared Optical Fibers and Sensors , Yanshan University , Qinhuangdao 066004 ,China)

²(Department of Electromechanical and Information Engineering ,Dalian Nationality University ,Dalian 116600 ,China)

(Received 12 February 2003 ; revised manuscript received 18 March 2003)

Abstract

Based on a scalar approximation , the waveguide mode and dispersion property of photonic crystal fibres(PCFs) are investigated with an effective index approach in this paper. It is found that photonic crystal fibres can be single-mode over a very broad spectral range by changing PCFs cladding air-filling fraction or pitch of holes or core diameter. Designing of PCFs can yield zero dispersion at wavelength shorter than 1.27 μ m and nearly zero flattened dispersion over a very broad spectral range and dispersion compensation with a large normal dispersion.

Keywords : photonic crystal fibres , effective index , scalar approximation , waveguide mode

PACC : 4281 , 4281D , 8120J

^{*} Project supported by the National High Technology Development Program of China(Grant No.863-715-001-0212).

[†] Corresponding author. E-mail : lissggg@163.com