

基于高折射率断环结构的全固光子带隙光纤的设计*

栗岩锋^{1)†} 胡晓莹¹⁾ 王爱民²⁾

1) (天津大学精密仪器与光电子工程学院超快激光研究室, 光电信息技术科学教育部重点实验室, 天津 300072)

2) (北京大学信息科学技术学院量子电子学研究所, 北京 100871)

(2010年7月5日收到; 2010年7月29日收到修改稿)

设计了基于断环结构的全固光子带隙光纤, 其背景材料为熔石英而断环结构由若干掺杂的高折射率介质柱构成. 基于平面波展开法计算得到的态密度图和 Bloch 模场分布表明, 该种光纤中的一个高阶带隙可以得到调节并被极大展宽, 带隙调节的基本原理是断环可以同时控制包层介质柱的线偏振模式的角向和径向模式阶数. 研究表明, 断环中的介质柱数目决定了受影响最小的一组线偏振模式的最高角向阶数, 而带隙宽度受介质柱尺寸影响很大. 这一宽的高阶带隙可以用来设计带隙中心分别在 800 和 1550 nm、带宽分别为 488 和 944 nm 的全固光子带隙光纤, 且带隙内的缺陷模式具有典型的正常-零-反常色散特性.

关键词: 全固光子带隙光纤, 光子带隙, 光纤设计, 平面波展开法

PACS: 42. 81. -i, 42. 70. Qs, 42. 81. Dp

1. 引言

光子带隙光纤 (photonic bandgap fiber, 简记为 PBF) 是依赖于包层中的二维周期微结构产生的光子带隙效应^[1] 而导光的一种光子晶体光纤^[2,3], 其传输谱线中低损耗窗口对应着包层的光子带隙. PBF 的典型特征是能够在低折射率纤芯中实现光的传导^[4-6], 因此空芯 PBF 的空气纤芯具有低的非线性效应可以实现高功率超短脉冲的传输和原子、粒子的导引等特殊的普通光纤不能实现的应用^[2,3,6]. 全固光子带隙光纤 (all-solid photonic bandgap fiber, 简记为 ASPBF)^[7] 是低折射率材料中分布有高折射率周期微结构的 PBF^[8-10], 常见结构是熔石英中分布有周期掺杂的高折射率介质柱. 与空芯 PBF^[5] 一样, ASPBF 低损耗传输窗口内的色散曲线具有的一般特征是短波长为正常色散, 长波长处为反常色散, 因此窗口内具有零色散波长^[8,9].

ASPBF 的机理可以用反谐振反射式光波导模型 (antiresonant reflecting optical waveguide, 简记为 ARROW)^[11-13] 来解释. 根据 ARROW 模型, ASPBF 的能带可以看作是由高折射率介质柱的模式之间

的耦合而形成 (在弱导近似下^[14], 这些模式可以用线偏振模式 LP_{lm} 模描述), 而光子带隙对应介质柱的反谐振, 因此可以阻止光从纤芯泄露. 实验中发现介质柱间的模式耦合会引起有趣的弯曲损耗现象^[15]; 那些高频边界由低角向阶数 l 的 LP_{lm} 模式确定的带隙具有较高的弯曲损耗.

ASPBF 的独特特性有着诸多应用. 例如, 带隙效应可以作为激光器谐振腔中的波长选择机理来抑制不需要的谱线^[16], 结合弯曲损耗特性可以用于可调谐滤波^[17]. 传输谱内的正常-零-反常的色散特性可以用于色散补偿^[18] 和非线性效应^[19,20] 的研究. 此外, ASPBF 可以实现光栅制作^[21]、通过掺杂可用于光纤激光器、放大器等^[18,22], 具有易于与普通光纤熔接和无空芯 PBF 中的表面模^[8] 等优点.

然而, ASPBF 的一些应用 (如超连续光谱的产生和宽带色散补偿等) 需要更宽的传输带宽、合适的色散和非线性系数等. 一般的由高折射率介质柱形成周期结构的 ASPBF 的高阶带隙较窄从而难以应用, 而受光纤参数的可选择性、玻璃材料和制作工艺等的限制, 这些参量在较低带隙中也是难以实现调节的. 需要采用新颖的结构对带隙进行设计才能实现 ASPBF 的特殊特性. 研究发现, ASPBF 拉制

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2010CB327604, 2011CB808101) 和国家自然科学基金 (批准号: 60838004, 60907040, 60927010) 资助的课题.

† E-mail: yanfengli@tju.edu.cn

过程中未塌陷的空气间隙孔能够降低束缚损耗^[23]而且对其传输特性存在很大影响,使得此种光纤中全内反射引导和带隙效应引导可以共存^[24]. 在高介质折射率柱周围引入一层低于背景材料的低折射率层可以降低束缚损耗和弯曲损耗^[25]. 基于弯曲损耗研究^[15]基础上提出的采用高介质折射率环的结构^[26,27]可以对包层 LP_{lm} 模式进行重新排布,从而实现宽带隙和低弯曲损耗.

本文提出一种基于断环结构来控制包层 LP_{lm} 模式从而实现带隙宽度调节的 ASPBF, 其中形成包层重复单元的断环为角向均匀分布的若干分立的高折射率介质柱. 平面波展开法的计算结果表明,断环的结构和参数能够同时控制 LP_{lm} 模式的角向模式阶数 l 和径向模式阶数 m , 从而使某一高阶模式得到极大的加宽. 最后在选择合适参数的基础上设计了宽传输范围且具有典型正常-零-反常色散特性的 ASPBF.

2. 断环结构与带隙调节

图 1 给出了三种 ASPBF 的包层结构. 三种结构均基于三角形晶格, Λ 为三角形晶格的特征长度, 图 3(a) 中介质柱的直径为 d , 图 3(b) 中 d 为经过介质环中心处的圆环直径, t 为圆环的厚度, 图 3(c) 中 d 为经过断环中心处的圆的直径, D 为介质柱的直径. 背景材料为熔石英, 高折射率介质为掺锗的熔石英, 两者的折射率固定为 1.457 和 1.48614, 即折射率差为 2%. 这样假定材料的折射率不随波长变化即可以应用麦克斯韦方程组的尺度无关性^[1,28], 便于确定光纤的尺度, 而且将材料色散和波导色散单独考虑容易看出两者各自的作用^[28].

图 2 给出了利用固定频率的平面波展开法^[29]计算得到的对应图 1 的不同结构的态密度 (density of states, 简记为 DOS) 图. 从图 2 中可以清晰看出, 重新设计高折射率介质结构引起的带隙变化. 根据 ARROW 模型^[11-13]并结合图 2(a) 的 DOS 图可以看出, 典型的高折射率介质柱形成周期结构的 ASPBF 的能带是由介质柱的模式间的耦合和展宽形成的. 在背景材料折射率之上, 存在在介质柱内传播而在背景材料中衰减的模式. 因为光纤的构成材料的折射率差很小, 这些模式可以用弱导近似下^[14]

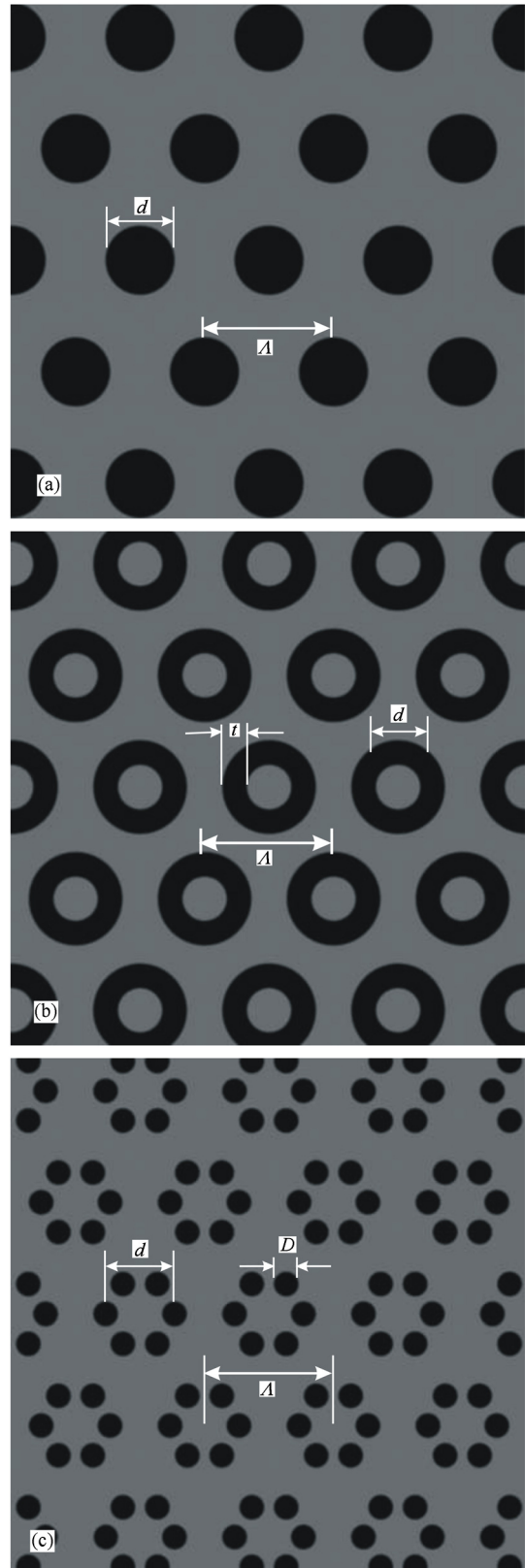
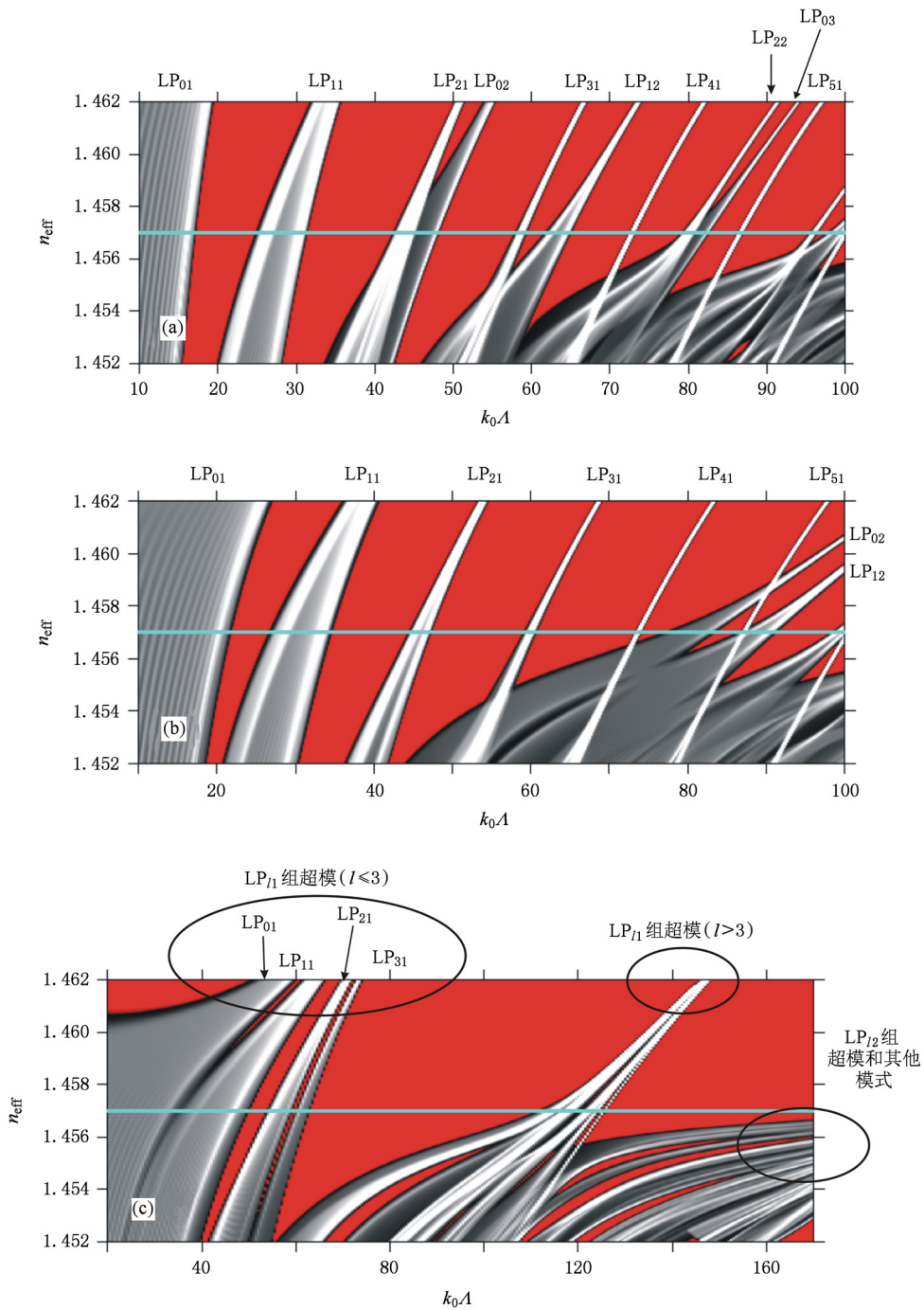


图 1 三种 ASPBF 包层结构 黑色区域为掺锗的高折射率区域, 背景材料为熔石英. (a) 常见的高折射率介质柱形成的周期结构, (b) 高折射率介质环形成的周期结构, (c) 断环形成的周期结构, 其中断环由角向均匀分布的若干高折射率介质柱 (图中所示为 6 个) 构成

的线偏振模式 LP_{lm} 模来描述并在图 2 中予以标出, 其中角向阶数 l 代表角向的节线数, 径向阶数 $m-1$ 代表径向的节点数. 在背景材料折射率之下, 能带保留了原来的模式特征, 但是在两种材料中都是传播的. 高折射率介质柱形成周期结构的 ASPBF 的高损耗传输波长对应这些 LP 模式的截止波长. 相反, 图 2(a) 中的带隙区域则对应包层介质柱间的反谐振, 因此能够阻止光从纤芯泄漏而具有较低的传输损耗.

从图 2(a) 可以看出, 阶数 l 较低的 LP 模式间

的耦合更加强烈^[13], 尤其是 $l=0$ 的模式, 这导致这些模式对应的带隙较浅因此对弯曲损耗更加敏感^[15]. 据此, 文献[26]中提出采用图 1(b) 中的基于高折射率介质环形成的周期结构来拓宽带隙并降低束缚损耗. 从对应的图 2(b) 可以看出, 由于高折射率介质环代替了高折射率介质柱, 原来的介质柱的 LP_{lm} 模式 (如果继续保留原来的名称) 进行了重新排布. 径向阶数 m 高的模式 (包括 $m=2$) 且角向阶数 l 低的模式都被推向了高频处. 其原因可以从电磁场的基本原理^[1] 来理解: 模式倾向于集中在高



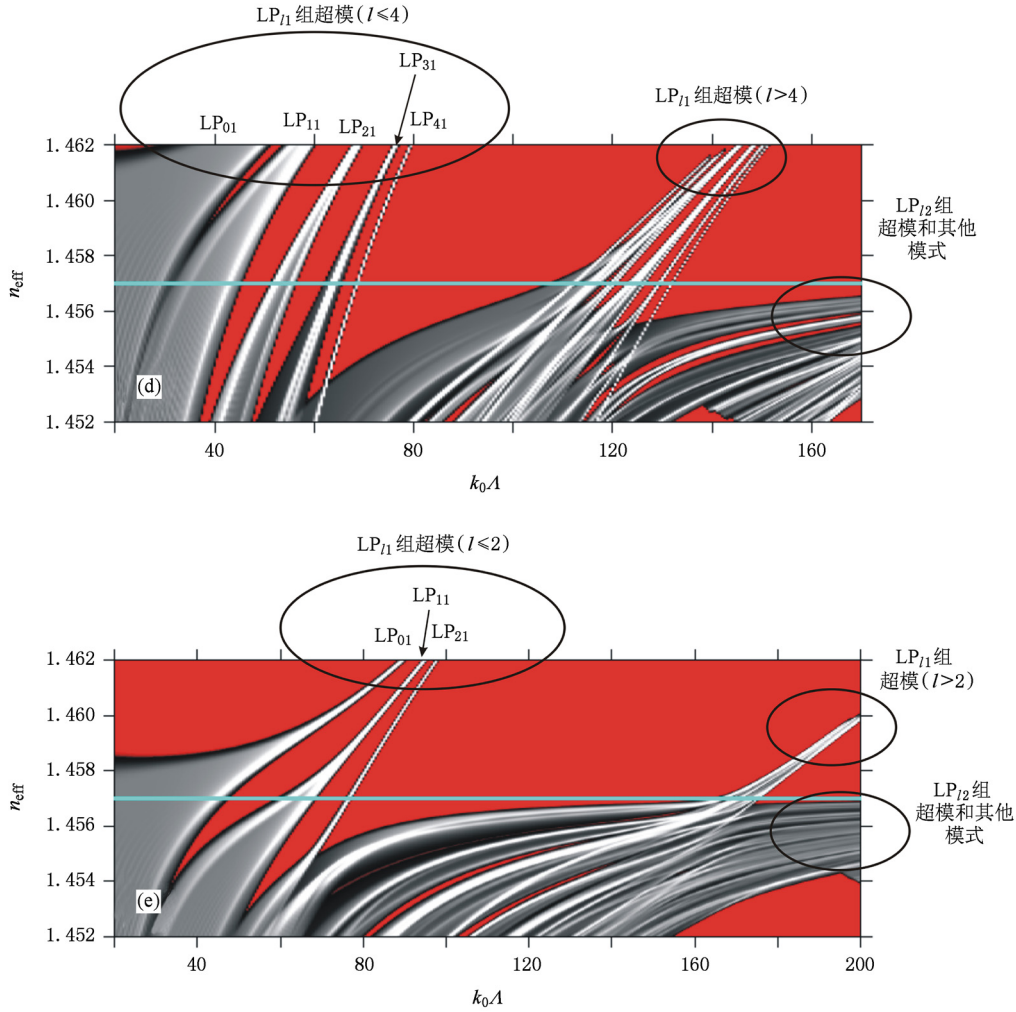


图2 利用平面波展开法计算得到不同结构的 ASPBF 的 DOS 此处选用不同的参数是为了能将图中的 LP 模式加以分辨. 深色表示低密度, 白色表示高密度, 其他区域为带隙. (a) 高折射率介质柱形成的周期结构, $d = 0.60\lambda$; (b) 高折射率介质环形成的周期结构, $d = 0.46\lambda$ 和 $t = 0.14\lambda$, 因此介质环与 (a) 中的介质柱有同样的外缘; (c) 6 个高折射率介质柱构成断环周期结构, $d = 0.60\lambda$ 和 $t = 0.14\lambda$; (d) 8 个高折射率介质柱构成断环周期结构, $d = 0.60\lambda$ 和 $t = 0.14\lambda$; (e) 4 个高折射率介质柱构成断环周期结构, $d = 0.40\lambda$ 和 $D = 0.10\lambda$

折射率区域, 但是那些 $m > 1$ 的模式径向场分布变化比较大, 而介质环径向的高折射率区域减小, 没有足够的空间容纳那些 $m > 1$ 的模式, 因此这些模式只能出现在更高的频率处 (即波长更小处), 结果是带隙得到加宽. 但是, 从图 2(b) 还可以看到, 在归一化频率 $k_0\lambda$ 轴上仍分布着间隔近似相等的一些受影响较小的高角阶数 l 的 LP_l 模式.

利用高折射率环能够控制 LP 模式的径向阶数 m 的方法可以推广到采用高折射率断环来同时控制模式的角阶数 l , 其中断环由若干高折射率介质柱构成, 如图 1(c) 所示. 图 2 中同时给出了由 6, 8 和 4 个高折射率介质柱构成断环结构的 ASPBF 的 DOS 图. 这里首先重点分析对应 6 个介质柱构成的断环

结构的 DOS 图 (图 2(c)). 对比图 2(b) 可以看到, 断环的作用是除了将径向阶数 m 高 ($m > 1$) 的 LP 模式推向高频外还将 $m = 1$ 阶的 LP 模式进行了分组. 不同的 LP 模式可以分为 3 组: 已经被推向高频的径向阶数 m 高 ($m > 1$) 的 LP 模式、不断被推向高频且 $l > 3$ 的 LP_l 模式以及受影响较小且 $l \leq 3$ 的 LP_l 模式. 模式分组的原理可以理解如下: LP_{31} 模在角向有 3 个节线, 即圆周内有 6 个场分布为零的方向, 而这一特征恰好可以在 6 个高折射率介质柱的断环结构中实现, 因为相邻的两个介质柱间的低折射率空隙可以作为节线. 同时, LP_{31} 模的频率更高, 因此成为受影响较小的角阶数 $l \leq 3$ 的一组 LP_l 模式 (包括 LP_{01} , LP_{11} , LP_{21} 和 LP_{31} 模) 的频率上限. 正

如图 2(b) 中的高折射率环将径向阶数 m 高的 LP 模式推向高频一样, 高折射率断环结构将角向阶数 $l > 3$ 的模式也同时推向高频, 因为 6 个高折射率介质柱形成的断环结构在角向没有足够的空间来满足阶数 $l > 3$ 的 LP 模式的角向变化. 因此, 断环结构的最终结果是将频率高于 LP_{31} 模而另一边边界由 $l > 3$

的 LP_{11} 模确定的那个高阶带隙极大展宽. 这一结论和带隙调节的原理可由图 2(c) 中的带隙结构和由固定传播常数的平面波展开法^[30] 计算得到的 Bloch 模场分布 (图 3) 得到佐证. 由图 3 可以看到, 正如预想的那样, 相邻的两个高折射率介质柱间的低折射率空隙可以作为 $l \leq 3$ 的 LP 模式的角向分布节线.

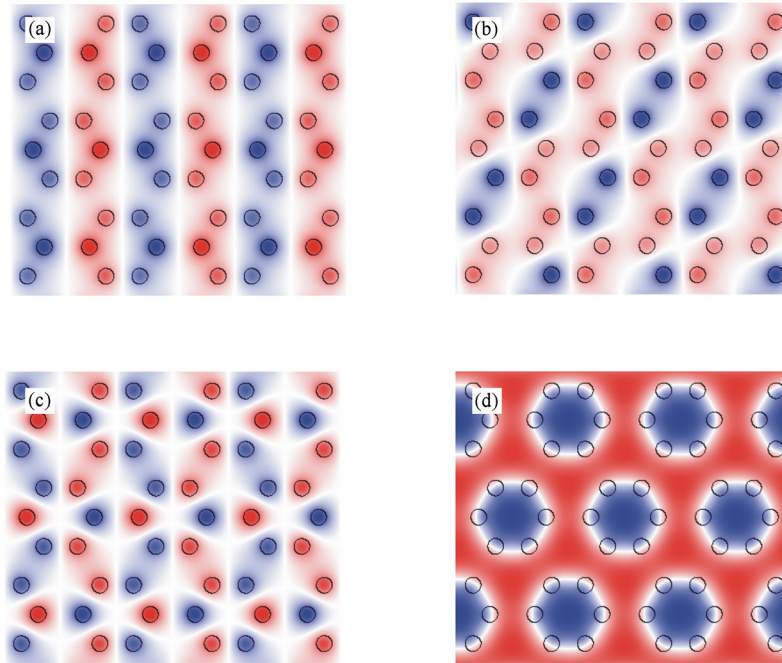


图 3 计算得到对应图 2(c) 中 6 个介质柱形成断环结构的 ASPBF 在归一化传播常数 $\beta\Lambda = 100.53$ 布里渊区不同点处电场 x 分量的实部分布. 深色和浅色分别代表场的正负极值, 白色代表零值. (a) M 点归一化频率 $k_0\Lambda = 68.72$ 的 LP_{11} 模, (b) Γ 点归一化频率 $k_0\Lambda = 68.78$ 的 LP_{21} 模, (c) M 点归一化频率 $k_0\Lambda = 68.83$ 的 LP_{31} 模, (d) Γ 点归一化频率 $k_0\Lambda = 69.14$ 的 LP_{02} 模

类似地, 如果构成断环的高折射率介质柱数目变为 8 或者 4, 带隙结构的重新排布也会发生相应的变化, 受影响较小的一组 LP_{11} 模式的上限频率分别由 LP_{41} 模和 LP_{21} 模确定, 分别如图 2(d) 和 (e) 所示. 这两种结构对应的一些典型的 LP 模式的场分布在图 4 和图 5 中给出.

图 6 给出了所关注的由 6 个高折射率介质柱构成的断环结构中的那个被加宽的高阶带隙随介质柱参数的变化, 其中横坐标用归一化波长 λ/Λ 表示, 带隙的上下边界用有效折射率 n_{eff} 衡量, 它们与背景材料折射率 (熔石英线) 的交点波长 λ_U 和 λ_L 决定了可以在带隙中传播的大致波长范围. 随着介质柱直径的减小, 由于高折射率介质所占比例的降

低^[1], 带隙被推向高频, 同时带隙被加宽. 如果采用带隙宽度除以中心波长即 $2(\lambda_U - \lambda_L)/(\lambda_U + \lambda_L)$ 来定义带隙的相对大小, 则其值在 $D = 0.20\Lambda, 0.18\Lambda, 0.16\Lambda, 0.14\Lambda$ 和 0.12Λ 时分别为 35%, 43%, 48%, 56% 和 62%. 另一方面, 带隙的上边界跟 LP_{31} 模密切相关, 受介质柱的位置影响更大. 随着表征介质柱位置的参数 d 的减小, 由于断环结构间的耦合减弱, 带隙也随之减小. 带隙相对大小在 $d = 0.4\Lambda, 0.5\Lambda, 0.6\Lambda$ 和 0.7Λ 时分别为 37%, 49%, 56% 和 58%. 从这些参数可以看出, 参数为 $D = 0.12\Lambda$ 和 $d = 0.6\Lambda$ 的断环 ASPBF 具有很宽的带隙且介质柱直径和位置排列合适便于光纤拉制, 因此被选定为合适的光纤尺寸.

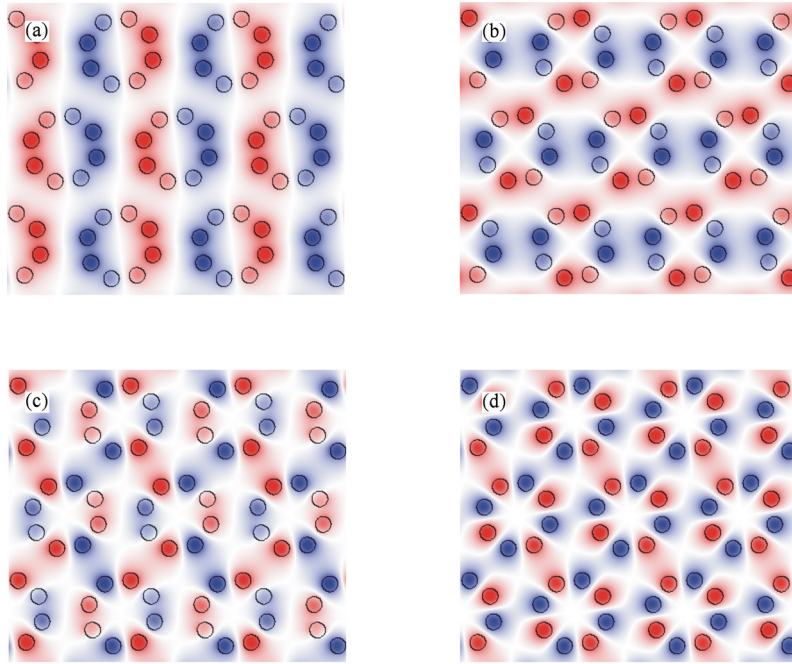


图4 计算得到对应图2(d)中8个介质柱形成断环结构的 ASPBF 在归一化传播常数 $\beta\Lambda = 109.96$ 、布里渊区不同点处电场 x 分量的实部分布 深色和浅色分别代表场的正负极值,白色代表零值. (a) M 点归一化频率 $k_0\Lambda = 75.03$ 的 LP_{11} 模, (b) Γ 点归一化频率 $k_0\Lambda = 75.11$ 的 LP_{21} 模, (c) M 点归一化频率 $k_0\Lambda = 75.23$ 的 LP_{31} 模, (d) Γ 点归一化频率 $k_0\Lambda = 75.29$ 的 LP_{41} 模. LP_{02} 模的分布类似图3(d)

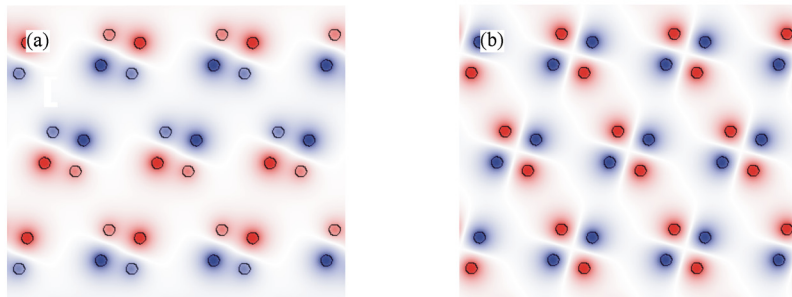


图5 计算得到对应图2(e)中4个介质柱形成断环结构的 ASPBF 在归一化传播常数 $\beta\Lambda = 131.95$ 、布里渊区不同点处电场 x 分量的实部分布 深色和浅色分别代表场的正负极值,白色代表零值. (a) M 点归一化频率 $k_0\Lambda = 90.30$ 的 LP_{11} 模, (b) Γ 点归一化频率 $k_0\Lambda = 90.35$ 的 LP_{21} 模. LP_{02} 模的分布类似图3(d)

3. 缺陷模式的色散特性

在确定了合适的断环结构的 ASPBF 的参数 $D=0.12\Lambda$ 和 $d=0.6\Lambda$ 后,下面研究在该参数下去掉一个断环作为纤芯的 ASPBF 的缺陷模式的色散特性.

由图6 确定的上述参数下的截止波长 λ_L 和 λ_U

分别为 0.0477Λ 和 0.0904Λ ,因此对应的带隙中心波长 $\lambda = 0.07\Lambda$. 如果将这些相对参数转换为波长分别在 800 和 1550 nm 处,则相应的间距 Λ 应分别为 11.43 和 22.14 μm . 由于这里采用的带隙为高频处的一高阶带隙,因此需要的间距 Λ 较大. 由 λ_L 和 λ_U 确定的传输谱范围分别为 $545\text{—}1033$ nm 和 $1056\text{—}2000$ nm.

采用上述固定的折射率,通过利用 8×8 的超

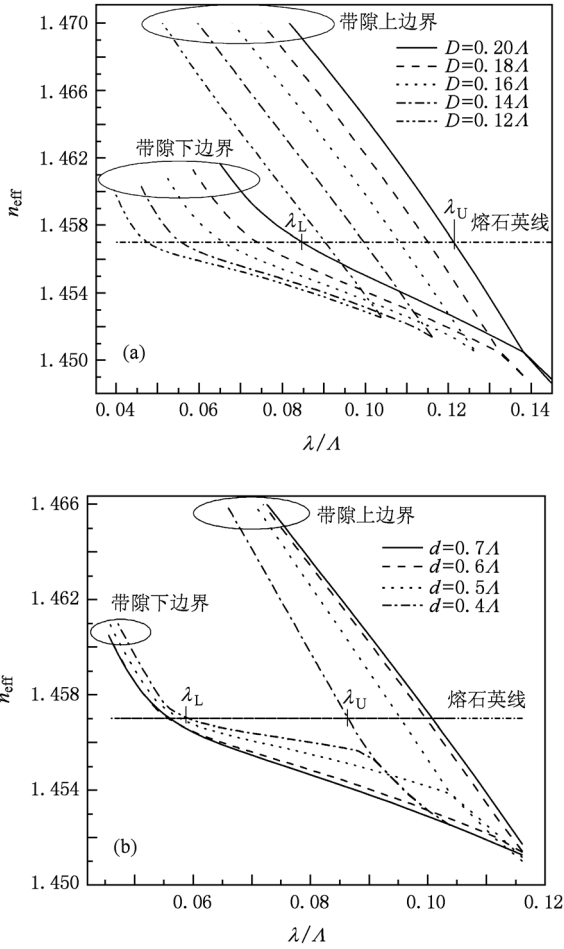


图6 断环结构的带隙随高折射率介质柱参数的变化 (a)介质柱直径 D 变化, $d=0.6A$; (b)介质柱位置 d 变化, $D=0.14A$

格子^[29]计算缺陷模式的折射率并求其二阶导数可以得到光纤的波导色散. 由于掺锗的熔石英带来的折射率剖面随波长变化较小^[31], 这里忽略了该效应, 将波导色散和熔石英的材料色散^[31]相加得到总色散, 结果如图7所示. 由此可见, 由于带隙效应的作用, 无论中心波长在哪里, 带隙内波导色散的典型特征是短波长处为正常色散而长波长处为反常色散^[8,9]. 然而, 光纤的总色散受到熔石英的材料色散的极大影响. 波长 800 nm 处的正常材料色散很大, 导致工作在该波长处的带隙内总色散的零点移到更长的波长处, 而 1550 nm 处材料色散较弱, 主要影响了总色散的斜率. 因此, 在设计 ASPBF 时, 在结

合应用的同时必须考虑材料色散和波导色散的相互作用. 具有宽带传输范围、较大纤芯且色散呈正常-零-反常变化的 ASPBF 将在高功率非线性效应、高功率光纤激光器/放大器和宽带色散补偿等领域有着重要的应用.

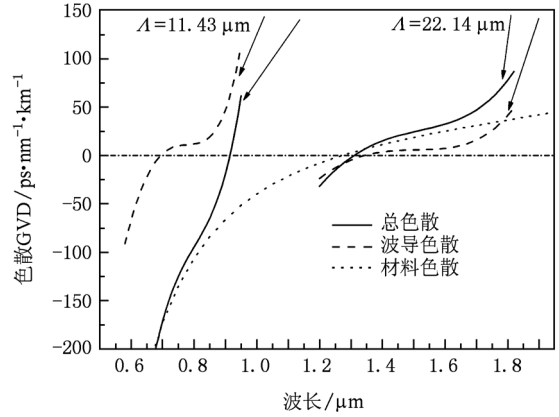


图7 带隙中心波长分别在 800 nm ($\lambda = 11.43 \mu\text{m}$) 和 1550 nm ($\lambda = 22.14 \mu\text{m}$), 参数为 $D=0.12A$ 和 $d=0.6A$ 的断环结构的 ASPBF 的波导色散、总色散以及利用 Sellmeier 公式^[31]得到的熔石英的材料色散 光纤纤芯为去掉一个断环形成的缺陷

4. 结 论

研究了熔石英作为背景材料、若干掺杂的高折射率介质柱形成周期断环结构的全固光子带隙光纤的带隙调节性能和模式色散特性. 计算得到的态密度图和 Bloch 模场分布表明, 断环结构能够根据角向和径向阶数重新排布包层的 LP 模式. 角向模式阶数的分组由介质柱的数目决定, 通过选择合适的介质柱直径和位置可以获得很宽的高阶带隙. 设计了在 800 和 1550 nm 处具有宽传输谱并呈现典型正常-零-反常色散的全固光子带隙光纤, 这些光纤在高非线性脉冲传输和色散补偿等领域有着潜在的重要应用.

感谢英国巴斯大学 David Bird 教授和 Jonathan Knight 教授对本文工作的帮助.

- [1] Joannopoulos J D, Johnson S G, Meade R D, Winn J N 2008 *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light* (2nd Ed.) (Princeton; Princeton University Press)
- [2] Knight J C 2003 *Nature* **424** 847
- [3] Russell P St J 2006 *J. Lightwave Technol.* **24** 4729
- [4] Wan J H, Hou L T, Zhou G Y, Wei D B, Wang H Y, Dong S R, Wang Q Y, Liu B W, Hu M L 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 4230 (in Chinese) [苑金辉、侯蓝田、周桂耀、魏东宾、王海云、董世蕊、王清月、刘博文、胡明列 2008 物理学报 **57** 4230]
- [5] Zhang H, Wang Q G, Yang B J, Yu L 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5722 (in Chinese) [张虎、王秋国、杨伯君、于丽 2008 物理学报 **57** 5722]
- [6] Lu J, Meng Z, Liu H, Feng T, Dai Q, Wu L, Guo Q, Hu W, Lan S 2009 *Chin. Phys. B* **18** 4333
- [7] Knight J C, Luan F, Pearce G J, Wang A, Birks T A, Bird D M 2006 *Jpn. J. Appl. Phys.* **45** 6059
- [8] Luan F, George A K, Hedley T D, Pearce G J, Bird D M, Knight J C, Russell P St J 2004 *Opt. Lett.* **29** 2369
- [9] Bouwmans G, Bigot L, Quiquempois Y, Lopez F, Provino L, Douay M 2005 *Opt. Express* **13** 8452
- [10] Argyros A, Birks T A, Leon-Saval S G, Cordeiro C M B, Russell P St J 2005 *Opt. Express* **13** 2503
- [11] White T P, McPhedran R C, Martijn de Sterke C, Litchinitser N M, Eggleton B J 2002 *Opt. Lett.* **27** 1977
- [12] Litchinitser N M, Dunn S C, Usner B, Eggleton B J, White T P, McPhedran R C, Martijn de Sterke C 2003 *Opt. Express* **11** 1243
- [13] Lægsgaard J 2004 *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **6** 798
- [14] Snyder A W, Love J D 1983 *Optical Waveguide Theory* (London; Chapman and Hall) pp 280—300
- [15] Birks T A, Luan F, Pearce G J, Wang A, Knight J C, Bird D M 2006 *Opt. Express* **14** 5688
- [16] Wang A, George A K, Knight J C 2006 *Opt. Lett.* **31** 1388
- [17] Liu B, Hu M, Fang X, Li Y, Chai L, Li J, Chen W, Wang C 2008 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **20** 581
- [18] Isomäki A, Okhotnikov O G 2006 *Opt. Express* **14** 9238
- [19] Kibler B, Martynkien T, Szpulak M, Finot C, Fatome J, Wojeik J, Urbanczyk W, Wabnitz S 2009 *Opt. Express* **17** 10393
- [20] Bétourné A, Kudlinski A, Bouwmans G, Vanvincq O, Mussot A, Quiquempois Y 2009 *Opt. Lett.* **34** 3083
- [21] Jin L, Wang Z, Fang Q, Liu B, Liu Y, Kai G, Dong X, Guan B 2007 *Opt. Lett.* **32** 2717
- [22] Shirakawa A, Maruyama H, Ueda K, Olausson C B, Lyngsø J K, Broeng J 2009 *Opt. Express* **17** 447
- [23] Bétourné A, Bouwmans G, Quiquempois Y, Perrin M, Douay M 2007 *Opt. Lett.* **32** 1719
- [24] Perrin M, Quiquempois Y, Bouwmans G, Douay M 2007 *Opt. Express* **15** 13783
- [25] Ren G, Shum P, Zhang L, Yu X, Tong W, Luo J 2007 *Opt. Lett.* **32** 1023
- [26] Stone J M, Pearce G J, Luan F, Birks T A, Knight J C, George A K, Bird D M 2006 *Opt. Express* **14** 6291
- [27] Feng H, Lou S, Guo T, Yao L, Li H, Jian S 2008 *Chin. Phys. B* **17** 232
- [28] Li Y F, Wang Q Y, Hu M L, Li S G, Liu X D, Hou L T 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1396 (in Chinese) [栗岩锋、王清月、胡明列、李曙光、刘晓东、侯蓝田 2004 物理学报 **53** 1396]
- [29] Pearce G J, Hedley T D, Bird D M 2005 *Phys. Rev. B* **71** 195108
- [30] Johnson S G, Joannopoulos J D 2001 *Opt. Express* **8** 173
- [31] Okamoto K 2006 *Fundamentals of Optical Waveguides* (2nd Ed.) (San Diego; Academic Press) pp92—93

Design of high-index broken-ring-based all-solid photonic bandgap fibers*

Li Yan-Feng^{1)†} Hu Xiao-Kun¹⁾ Wang Ai-Min²⁾

1) (*Ultrafast Laser Laboratory, College of Precision Instrument and Optoelectronics Engineering, Key Laboratory of Opto-electronic Information Science and Technology of Ministry of Education Tianjin University, Tianjin 300072, China*)

2) (*Institute of Quantum Electronics, School of Electronics Engineering and Computer Science, Peking University, Beijing 100871, China*)

(Received 5 July 2010; revised manuscript received 29 July 2010)

Abstract

The design of all-solid photonic bandgap fibers based on a high-index broken ring is investigated, where the background material is silica and the broken ring consists of several individual high-index rods. Density of states maps and Bloch mode field distributions obtained by plane wave expansion method show that a high-order bandgap in such fibers can be engineered and broadened. The principle is that both the azimuthal and the radial orders of the LP modes of the high-index rods in the cladding can be controlled by the broken ring. It is demonstrated that the highest azimuthal order of the group of less affected LP modes is determined by the rod number and the bandgap width is largely affected by the rod size. The high-order bandgap can be used to design all-solid photonic bandgap fiber with broad transmission ranges of 488 nm and 944 nm for a center wavelength of 800 nm and 1550 nm, respectively, and the transmission window features the typical normal-zero-anomalous dispersion profile.

Keywords: all-solid photonic bandgap fiber, photonic bandgap, fiber design, plane wave expansion method

PACS: 42.81. - i, 42.70. Qs, 42.81. Dp

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant Nos. 2010CB327604, 2011CB808101) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60838004, 60907040, 60927010).

† E-mail: yanfengli@tju.edu.cn