

基于正方形格子的空芯光子带隙光纤 的模式特性和泄漏损耗^{*}

张 虎[†] 王秋国 杨伯君 于 丽

(北京邮电大学理学院, 光通信与光波技术教育部重点实验室, 北京 100876)

(2007 年 11 月 29 日收到, 2008 年 2 月 22 日收到修改稿)

利用全矢量有限元法计算和分析了基于正方形格子的空芯光子带隙光纤的模式特性和泄漏损耗. 通过分析发现, 圆正方形空气孔按正方形格子排列的空芯光子带隙光纤可以实现宽带和有效的单模运转. 随后对正方形格子空芯光子带隙光纤的泄漏损耗进行了全面分析, 通过分析发现纤芯直径和包层空气孔间距的变化对泄漏损耗的影响较小, 但可以通过调节包层空气孔间距来实现给定的波长具有最小的泄露损耗; 圆化直径对泄漏损耗的影响较前两个因素要大, 且存在一个最佳的圆化直径即 $d_c/d = 0.4$; 包层空气孔的层数是影响泄漏损耗的主要因素, 每增加两层空气孔泄漏损耗大约会降低两个数量级.

关键词: 空芯光子带隙光纤, 全矢量有限元法, 正方形格子, 泄露损耗

PACC: 4281, 4281D, 4230Q, 7820P

1. 引 言

空芯光子带隙光纤(hollow core photonic bandgap fiber, HCPBF)^[1,2]是一种既不同于传统光纤也不同于改进的全内反射光子晶体光纤的一种微结构光纤, 传统光纤和改进的全内反射光子晶体光纤都是靠全内反射来进行导光的, 而 HCPBF 是靠光子晶体的带隙效应来导光的, 因此这种光纤也被称为带隙型光子晶体光纤. 带隙导光的特点是纤芯材料的折射率可以低于包层材料的折射率, 这就使得空芯导光成为可能, 当然纤芯中也可以填充各种折射率低于包层的液体和气体, 也可以通过掺杂的方法制作出全固态的 PBF^[3]. 带隙导光的光子晶体光纤为科研和工程技术的研究提供了诸多便利, 比如利用该种光纤可以研究气体的非线性, 气体和液体的传感, 高能激光的发送^[4], 粒子的疏运^[5], 以及孤子的压缩和传输^[6]等等. 基于上述诱人的利用, 近些年来 PBF 受到了科研和技术人员的极大重视, 相关的文章也是连年递增. 为了实现最大带宽和最低损耗的特性, PBF 一般采用三角形格子(triangular lattice, TL)^[7]和

蜂窝状结构^[8]作为包层, 而对于以正方形格子(square lattice, SL)^[9]作为包层来研究的很少, 这是因为人们没有发现以 SL 为包层的 PBF 有比以 TL 为包层的 PBF 更好的特性, 尤其是 SL 包层所能提供的带宽远比 TL 包层提供的带宽要小, 这就大大制约了 SL 在 PBF 中的应用. 但这种制约被 Poletti 等人^[10]打破了, 他们认为先前的文献之所以没有得出 SL 包层具有宽的带隙的原因是由于形成 SL 的空气孔是圆形或方形所致, 在快报中他们采用圆化的正方形(形状介于圆和正方形之间, 即圆正方形), 得出了圆化的空气孔按 SL 排列的光子晶体所获得的带宽要比恰当选择空气孔的形状且按 TL 排列的光子晶体的带隙要宽 20%, 并且这种圆正方形空气孔按正方形排列的包层所能获得的带宽为中心波长的 38%. 宽带特性必将给这种光纤打开应用的大门, 而 Russell 等人^[11]通过标准的堆拉技术成功地制成了 SL 光子晶体光纤的预制棒, 在文献 [12] 中也展示了已经制造出的空芯正方形格子光子晶体光纤, 这从技术上证明了 SL 光子晶体光纤的可行性, 为 SLPBF 的实际制作提供了保证. 因此这种光纤必将受到科研人员的青睐, 而对于实际应用光纤的模式特性和泄

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 60578043)和北京市教委共建项目(批准号: XK100130637)资助的课题.

[†] E-mail: zhh309@sina.com

漏损耗是非常重要的,对于这方面的研究目前还未见报道,为此本文做了这方面的工作。

本文利用全矢量有限元法^[13,14]首先研究了基于 SL 的 PBF 的模场行为,给出了该种光纤的基模和高阶模的特性,发现基于 SL 的 PBF 的优点有两个,一个是模式的宽带运行,另一个是有效的单模运转。随后对 SLPBF 的泄漏损耗进行了全面分析,发现包层数是影响泄漏损耗的主要因素,圆化直径、孔间距和纤芯直径对泄漏损耗的影响较小,但可以通过调节它们使得在确定的波长下具有最小的泄漏损耗,为光子晶体光纤的设计提供了理论依据。

2. 理论模型

从麦克斯韦的旋度方程出发,磁场矢量 \mathbf{H} 的矢量波动方程可表示为

$$\nabla \times (n^{-2} \nabla \times \mathbf{H}) - k_0^2 \mathbf{H} = 0, \quad (1)$$

其中 n 是折射率, k_0 为自由空间中的波数。我们假定磁场的横向分量 \mathbf{H}_t 可以分解为一个沿 z 方向慢变的包络 \mathbf{h}_t 和一个快变的振荡项 $\exp(-jn_0 k_0 z)$, 其中 n_0 为参照折射率。将慢变包络和快变振荡项代入方程(1),并利用磁场的散度为零的条件 $\nabla \cdot \mathbf{H} = 0$, 得到一个横向磁场包络变化方程

$$\begin{aligned} & \frac{1}{n^2} \frac{\partial^2 \mathbf{h}_t}{\partial z^2} - 2jn_0 k_0 \frac{1}{n^2} \frac{\partial \mathbf{h}_t}{\partial z} + \frac{1}{n^2} \nabla_t (\nabla_t \cdot \mathbf{h}_t) \\ & - \nabla_t \left[\frac{1}{n^2} (\nabla_t \times \mathbf{h}_t) \cdot \hat{e}_z \right] \times \hat{e}_z \\ & + k_0^2 \left(1 - \frac{n_0^2}{n^2} \right) \mathbf{h}_t = 0, \end{aligned} \quad (2)$$

其中 \hat{e}_z 为 z 方向的单位矢量,利用 Galerkin 方法,可

以得到下面的非傍轴矢量波方程:

$$\begin{aligned} & [\mathbf{M}] \frac{d^2 \{\mathbf{h}_t\}}{dz^2} - 2jn_0 k_0 [\mathbf{M}] \frac{d\{\mathbf{h}_t\}}{dz} \\ & + ([\mathbf{K}] - n_0^2 k_0^2 [\mathbf{M}]) \{\mathbf{h}_t\} = \{0\}, \end{aligned} \quad (3)$$

其中 $\{\mathbf{h}_t\}$ 为包含所有慢变横向磁场分量值的列矢量, $\{0\}$ 表示值为零的列矢量, $[\mathbf{M}]$ 和 $[\mathbf{K}]$ 为在文献[14]中给出的包含所有分量的有限元矩阵矢量。在方程(3)中 $\nabla \cdot \mathbf{H} = 0$ 自动满足,在不同电解质的界面处通过线积分来进行处理,所以在求解的过程中不会出现非物理的伪解。考虑到光波导是有损耗的,我们能得到下面的本征值方程:

$$[\mathbf{K}] \{\mathbf{h}_t\} = k_0^2 n_{\text{eff}}^2 [\mathbf{M}] \{\mathbf{h}_t\}. \quad (4)$$

利用完全匹配层作为边界条件通过求解上述方程,就可以求得模场分布和模式的有效折射率 n_{eff} , 利用模式有效折射率的虚部就可求得泄漏损耗 (leakage loss, L_1), 其表达式为

$$L_1 = \frac{2 \times \pi \times 8.686 \times \text{Im}(n_{\text{eff}})}{\lambda} \text{ (dB/m)}, \quad (5)$$

其中 Im 表示求虚部。

我们考虑一个圆正方形空气孔按照 SL 排列的 HCPBF 结构,理论模拟结构如图 1(a)所示,周期性的圆正方形空气孔按照 SL 排列形成包层,在光子晶体的中心移去 9 个玻璃毛细管而形成缺陷芯,在图中所示参数的定义分别为: d 为正方形空气孔的边长, Δ 为孔间距即两相邻空气孔中心间的距离, d_c 为正方形空气孔四个角的圆化直径, D 为光纤的纤芯直径。背景材料为二氧化硅,其折射率取 1.45。具体的模拟结构示意图如图 1(b)所示,模拟采用全矢量有限元法,这种方法在研究微结构光纤中已被证明是一种快速而精确的数值工具,采用完全匹配层

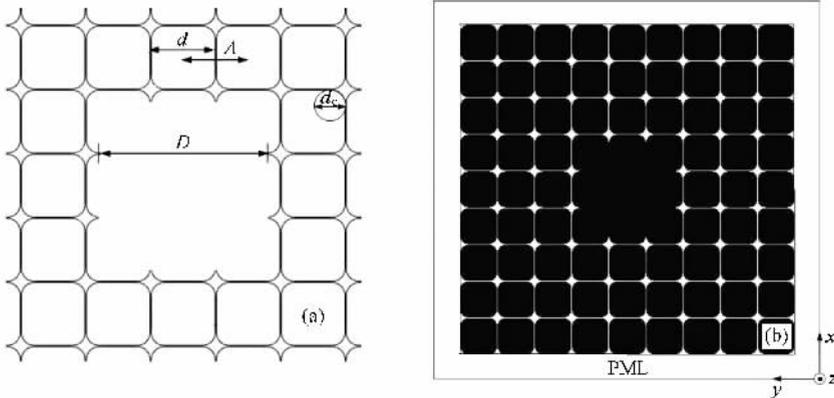


图 1 参数为 $d/\Delta = 0.98$, $d_c/d = 0.4$, $D/\Delta = 2.6$, $\Delta = 2.8 \mu\text{m}$ 的 SLHCPBF 横截面 (a) 模拟结构的参数定义 (b) 数值模拟示意图

作为边界条件,这是研究人员目前最常用的一种边界条件.在图 1(a)中所示的模拟结构参数为 $d/\Lambda = 0.98$, $d_c/d = 0.4$, $D/\Lambda = 2.6$, $\Lambda = 2.8 \mu\text{m}$. 在下面的计算中我们采用上面定义的这些参数.

3. 数值模拟结果

3.1. 基模和高阶模特性

模拟中我们采用上节给出的参数,并取包层的空气孔层数为 7 层. 模场分布显示在图 2 和图 4 中. 在图 2(a)和(b)中显示的是参数为 $d/\Lambda = 0.98$, $d_c/d = 0.4$, $D/\Lambda = 2.6$, $\Lambda = 2.8 \mu\text{m}$, 在 $\lambda = 1.9 \mu\text{m}$ 时的 SL HCPBF 的基模光强分布和光场形状图,两个基模是 HE_{11} 模且是简并的. 基模场的强度分布为近高斯型的见图 2(b). 由图 2 可知场强最大点出现在芯区的中心. 由于包层空气孔的数目是有限的,所以模式显示出了一定的泄漏,而大部分光还是很好的局限在圆正方形的空心区域中,只有少部分光泄漏到了包层,因此基模的损耗比较小. 经计算纤芯的直径为 $8.4 \mu\text{m}$, 模场的有效面积为 $35.6 \mu\text{m}^2$, 纤芯中的能量可以达到 $\sim 99\%$, 只有 $\sim 1\%$ 的能量在玻璃中传输,所以光纤的非线性效应非常小,这个结果与文献 [10] 的结果是一致的. 模拟还发现,这种结构的基模带隙范围从 $1.4 \mu\text{m}$ 延伸到了 $2.02 \mu\text{m}$, 见图 3. 图 3 给出了参数为 $d/\Lambda = 0.98$, $d_c/d = 0.4$, $D/\Lambda = 2.6$, $\Lambda = 2.8 \mu\text{m}$ 时 SLPBF 的基模和高阶模的模式色散曲线,以及空气孔按 SL 排列的光子带隙图,图中横轴为波长,纵轴为模式的有效折射率,带隙边缘用实线表示,模式色散曲线同上下带隙边缘发生交叉形成低频和低频截止,基模的带隙范围为 620 nm , 大于

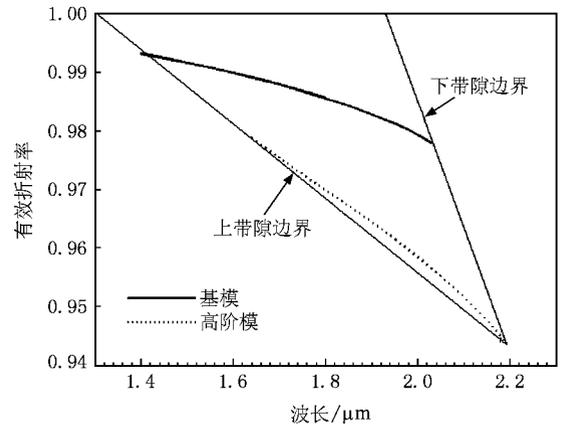
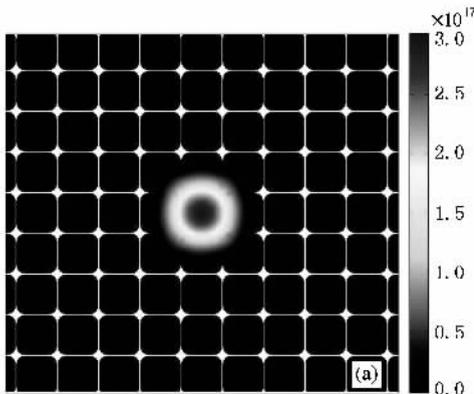


图 3 含有基模和高阶模模式色散曲线的 SL 带隙图 ($d/\Lambda = 0.98$, $d_c/d = 0.4$, $D/\Lambda = 2.6$, $\Lambda = 2.8 \mu\text{m}$)

TL 的最大光子带隙 ($\sim 300\text{—}500 \text{ nm}$), 这正是 SLPBF 优于 TLPBF 的其中一个亮点. 模拟发现该种光纤在很宽的带隙范围内模场变化不大, 这不同于 TL 的 HCPBF. 而且该种光纤的高阶模式很少, 只有两个 HE_{21} 高阶模, 图 4(a) 和 (b) 分别给出的是参数为 $d/\Lambda = 0.98$, $d_c/d = 0.4$, $D/\Lambda = 2.6$, $\Lambda = 2.8 \mu\text{m}$ HE_{21} 高阶模在 $\lambda = 1.9 \mu\text{m}$ 时的模场光强分布和光场形状图. 由图 4 可见场强最大点已经不在芯区的中心, 而是在远离中心的圆正方形区域中, 所以高阶模场的能量主要集中在环状的圆正方形区域中, 中心光场强度很小接近于零, 这可从图 4(b) 中直观地看出, 高阶模的带隙范围从 $1.64 \mu\text{m}$ 延伸到 $2.19 \mu\text{m}$, 带隙范围为 550 nm . 从图 4(a) 能看到泄漏到包层中的光强比较大, 相应的损耗也大, 这也可从下面的泄漏损耗曲线图 5 中看到. 图 5 给出的是参数为 $d/\Lambda = 0.98$, $d_c/d = 0.4$, $D/\Lambda = 2.6$, $\Lambda = 2.8 \mu\text{m}$ 时基模和高阶模

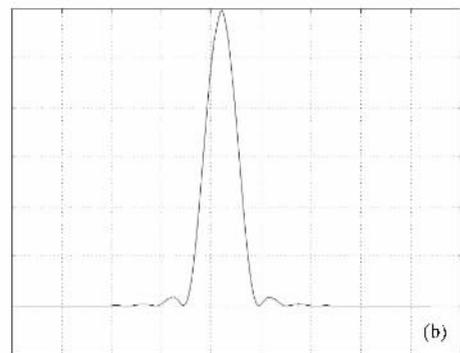


图 2 参数为 $d/\Lambda = 0.98$, $d_c/d = 0.4$, $D/\Lambda = 2.6$, $\Lambda = 2.8 \mu\text{m}$, $\lambda = 1.9 \mu\text{m}$ 的 SLHCPBF 基模光场 (a) 光强分布 (b) 类高斯光场形状

的泄漏损耗曲线图.由图 5 可知基模的最低损耗为 3.49 dB/m,对应的波长为 $\lambda = 1.6 \mu\text{m}$,高阶模的最低损耗为 1146.21 dB/m,对应的波长为 $\lambda = 1.9 \mu\text{m}$,高阶模的损耗比基模大三个数量级.由于高阶模的模式数少,且泄漏损耗远大于基模,所以 SLPBF 可以实现有效的单模运转,这正是 SLPBF 优于 TLPBF 的另一个亮点.图 6 给出的是参数为 $d/\Lambda = 0.98, d_c/d = 0.4, D/\Lambda = 2.6, \Lambda = 2.8 \mu\text{m}$ 时基模和高阶模的波导

色散曲线图.由图可知基模的波导色散曲线在带隙中心变化比较平缓,而高阶模的波导色散曲线在带隙中心变化比基模色散曲线陡峭,在带隙边缘处高阶模的色散斜率要大于基模,这是由于光子晶体包层的带隙效应对基模的束缚比对高阶模的束缚强的缘故.整体的波导色散曲线图呈现出不同于普通光纤的色散特性,即在带隙边缘处大的正常色散和大的反常色散,这是带隙型光子晶体光纤的特有性质.

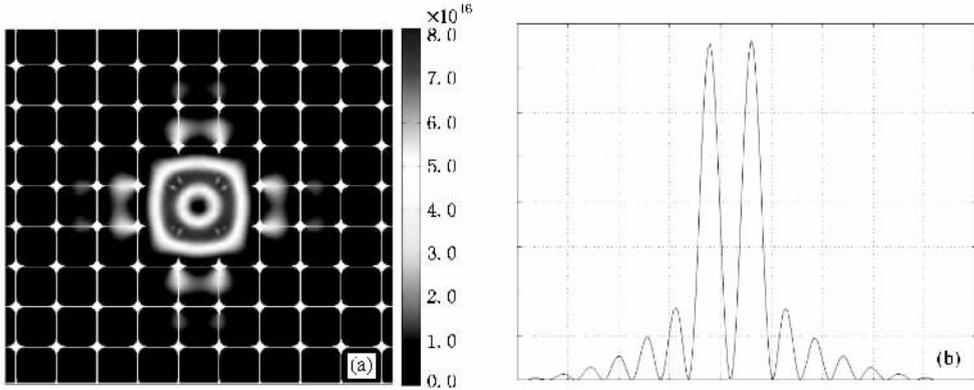


图 4 参数为 $d/\Lambda = 0.98, d_c/d = 0.4, D/\Lambda = 2.6, \Lambda = 2.8 \mu\text{m}, \lambda = 1.9 \mu\text{m}$ 的 SLHCPBF 高阶模光场 (a) 光强分布 (b) 光场形状

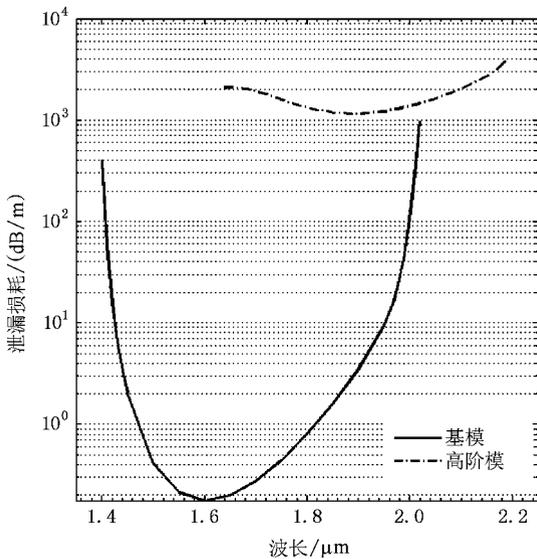


图 5 基模和高阶模的泄露损耗

3.2. 泄漏损耗

泄漏损耗是传输损耗的一个主要因素,因此了解泄漏损耗是非常重要的.在 HCPBF 中,如果包层具有无限多的空气孔,则在包层中就会形成完全的二维光子带隙.对于这种理想的光子晶体光纤,泄漏损耗是不会发生的.然而对于实际制造的光子晶体

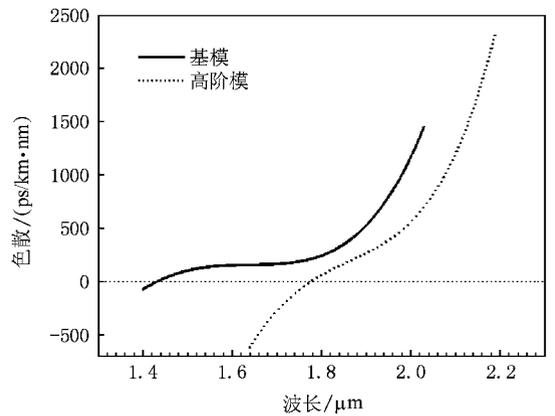


图 6 基模和高阶模的波导色散

光纤,由于其包层的空气孔是有限的,因此光纤中的模式必然存在横向的泄漏损耗.从波动光学的角度来说,泄漏损耗是由于传播常数 β 出现了虚部,光在纵向传播的同时还有横向的泄漏.下面分别研究包层数的变化,圆化直径的变化,孔间距的变化和纤芯直径的变化对泄漏损耗的影响.泄漏损耗的计算方法见(5)式.

首先,我们考虑泄漏损耗随包层数的变化,图 7 给出了在不同的包层数情况下 SLHCPBF 的泄漏损耗随波长的变化曲线.在计算中我们取 $d/\Lambda = 0.98,$

$d_c/d = 0.4$, $D/\Lambda = 2.6$, $\Lambda = 2.8 \mu\text{m}$. 由图 7 可知泄露损耗在带隙中心达到最小,而在带隙边缘处发生了突增,具有最大的泄露损耗,这是由于光子的带隙效应造成的,带隙效应对处在带隙中心的光约束能力最强,对处在带隙边缘光的约束能力最弱.随着包层数的增加,泄露损耗稳定地减少,并且最低损耗波长向长波长方向移动,但移动的幅度不大.包层的空气孔每增加两层,泄露损耗就会减少将近两个数量级,这可从图 7 中看到.包层数为 9 时,泄露损耗的最小值为 0.0074 dB/m ,对应的波长为 $\lambda = 1.6 \mu\text{m}$.为了实现泄露损耗低于 0.1 dB/m 相应近似运转带宽范围为 395 nm ,我们需要取包层数为 9. 这比采用 TL 为包层的 HCPBF 的要求要严格,因为对于 TL HCPBF 一般取包层数为 7 就可以在理论上达到泄露损耗低于 1 dB/km 的结果.

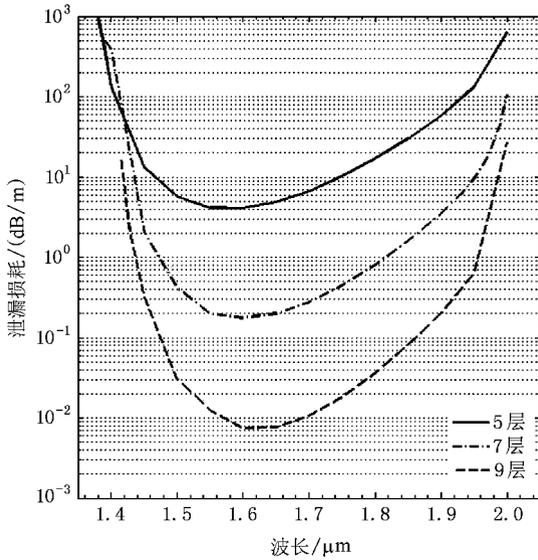


图 7 包层数不同的泄露损耗曲线图

图 8 给出了在不同的 d_c/d 情况下,泄露损耗随波长的变化曲线.在模拟中所取参数分别为 $d/\Lambda = 0.98$, $D/\Lambda = 2.6$, $\Lambda = 2.8 \mu\text{m}$,包层数取为 7.从图中我们发现,随着 d_c/d 的增加,带宽范围增大,光子带隙中心向长波长移动,泄露损耗最低值所对应的波长也向长波长移动,但泄露损耗最小值随 d_c/d 的变化比较小.不同的 d_c/d 显示出不同的泄露损耗最小值,最佳的泄露损耗的最小值对应的值为 $d_c/d = 0.4$.根据泄露损耗最小值随 d_c/d 的变化曲线,我们可以根据需要设计出 d_c/d 使某一波长对应最小损耗的光纤.

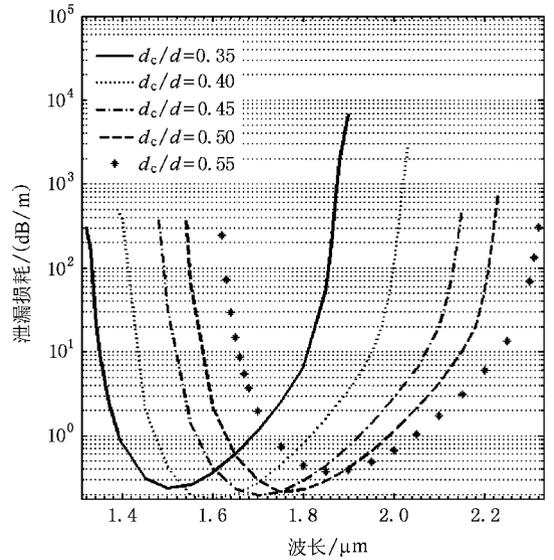


图 8 d_c/d 不同的泄露损耗曲线图

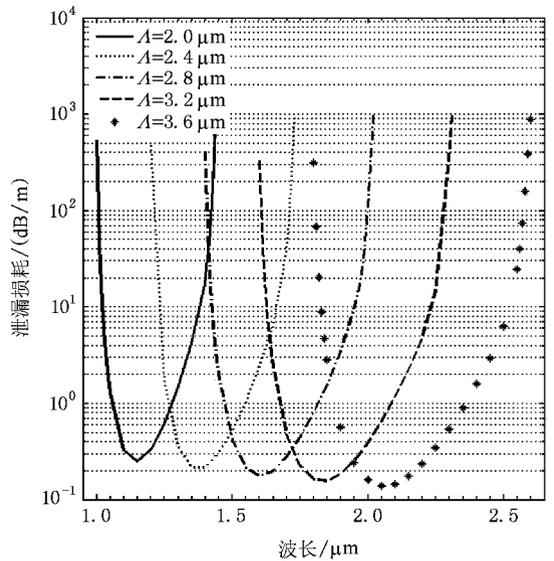


图 9 Λ 不同的泄露损耗曲线图

图 9 给出了在不同的 Λ 情况下,泄露损耗随波长的变化曲线.模拟中所取参数为 $d/\Lambda = 0.98$, $d_c/d = 0.4$, $D/\Lambda = 2.6$,包层数仍取为 7.由图 9 发现,随着 Λ 的增加,带宽不断增大,光子带隙中心也向长波长移动,同时泄露损耗最低值所对应的波长值向长波长移动,不同的 Λ 显示出不同的泄露损耗最小值,但泄露损耗最小值随 Λ 的变化比较小.最佳的泄露损耗的最小值对应的 Λ 需根据运转波长来确定,即可以改变 Λ 来实现运转波长对应最小的泄露损耗.

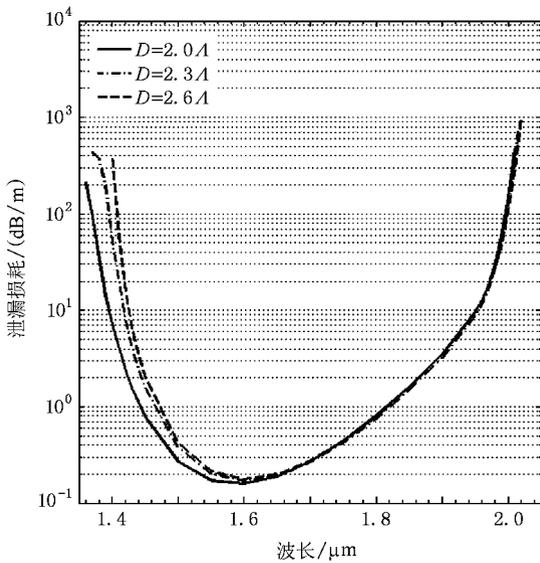


图 10 D 不同的泄漏损耗曲线图

最后,我们考虑 D 的变化对泄露损耗的影响,如图 10 所示.图 10 给出的是在不同的 D 情况下,泄露损耗随波长的变化曲线,在模拟中我们取参数为 $d/\Lambda = 0.98$, $d_c/d = 0.4$, $\Lambda = 2.8 \mu\text{m}$,包层数仍取为 7.由图 10 发现,随着 D 的增加,光子带隙中心波长没有发生变化,相应的泄露损耗最小值对应的波长也没发生变化,在中心波长的左边不同的圆化直径显示出不同的泄漏损耗,但泄漏损耗随 D 的变化

比较小,最小的泄漏损耗对应的 D 为 $D/\Lambda = 2.0$.

4. 结 论

本文利用全矢量有限元法计算了基于 SL 的 HCPBF 的模场分布和泄漏损耗,并分析了模场分布的特点和影响泄漏损耗的因素.通过分析发现,圆正方形空气孔按 SL 排列的 HCPBF 其带宽远大于按 TL 排列的 PBF,该种光纤可以实现宽带运转,SL HCPBF 只存在两个高阶模式,且高阶模式的损耗远大于基模,因此该种光纤可以实现有效的单模运转,对于大芯径的 TLPBF 而言实现单模运转是非常困难的,所以 SL HCPBF 是实现有效单模运转的很好选择.SL HCPBF 的一个不足之处是泄漏损耗比较大,通过分析发现纤芯直径和包层空气孔间距的变化对泄漏损耗的影响比较小,但可以通过改变空气孔间距的大小实现中心波长对应最小的泄漏损耗,圆化直径对泄漏损耗的影响较前两个因素要大,且存在一个最佳的圆化直径即 $d_c/d = 0.4$;包层空气孔的层数是影响泄漏损耗的主要因素,每增加两层空气孔泄漏损耗大约会降低两个数量级.我们可以从实际出发选择上面的参数设计出满足需要的光纤,因此本文的计算与分析可为 PBF 的设计提供一定的理论依据.

[1] Cregan R F, Mangan B J, Knight J C, Birks T A, Russell P St J, Roberts P J, Allan D C 1999 *Science* **285** 1537
 [2] Smith C M, Venkataraman N, Gallagher M T, Müller D, West J A, Borrelli N F, Allan D C, Koch K W 2003 *Nature* **424** 657
 [3] Février S, Jamier R, Viale P, Humbert G, Jérôme F, Devautour M, Lavoute L, Roy P, Blondy J M, Semjonov S L, Likhachev M E, Bubnov M M, Dianov E M, Khopin V F, Salganskii M Y, Guryanov A N 2007 *Proc. of SPIE* **6453** 64531A-1
 [4] Russell P St J 2006 *J. Lightwave Technol.* **24** 4729
 [5] Benabid F, Knight J C, Russell P S J 2002 *Opt. Express* **10** 1195
 [6] Ouzounov D G, Hensley C J, Gaeta A L, Venkataraman N, Gallagher M T, Koch K W 2005 *Opt. Express* **13** 6153
 [7] Zhao X T, Hou L T, Liu Z L, Wang W, Wei H Y, Ma J R 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 2275 (in Chinese) [赵兴涛、侯蓝田、刘兆伦、王伟、魏红彦、马景瑞 2007 物理学报 **56** 2275]

[8] Guan C Y, Yuan L B 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1244 (in Chinese) [关春颖、苑立波 2006 物理学报 **55** 1244]
 [9] Li S G, Xing G L, Zhou G Y, Hou L T 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 238 (in Chinese) [李曙光、邢光龙、周桂耀、侯蓝田 2006 物理学报 **55** 238]
 [10] Poletti F, Richardson D J 2007 *Opt. Lett.* **32** 2282
 [11] Russell P St J, Marin E, Diez A, Guenneau S, Movchan A B 2003 *Opt. Express* **11** 2555
 [12] Buczyński R, Pysz D, Ritar T, Szarniak P, Saj W, Kujawa I, Ludvigsen H, Stepien R 2005 *Proc. SPIE* **5950** 595015
 [13] Wang J, Lei N G, Yu C X 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 946 (in Chinese) [王 健、雷乃光、余重秀 2007 物理学报 **56** 946]
 [14] Obayya S S A, Rahman B M A, El-Mikati H A 2000 *J. Lightwave Technol.* **18** 409

Modal characteristics and leakage loss of hollow-core photonic-bandgap fibers based on a square lattice^{*}

Zhang Hu[†] Wang Qiu-Guo Yang Bo-Jun Yu Li

(*School of Science, Key Laboratory of Communication and Lightwave Technologies Ministry of Education, Beijing University of Posts and Telecommunications, Beijing 100876, China*)

(Received 29 November 2007; revised manuscript received 22 February 2008)

Abstract

In this paper the modal characteristics and leakage loss of hollow-core photonic bandgap fibers based on a square lattice with rounded square air holes was investigated by using a full-vector finite element method. It was found that hollow-core photonic bandgap fibers with air core arranged in square lattice can operate in the broad bandgap single mode. The leakage loss was analyzed comprehensively. Simulations show that the core diameter and the hole-to-hole spacing have a small influence on leakage loss, but for a given wavelength the desired lowest leakage loss could be obtained by tuning the value of hole-to-hole spacing, while the rounded diameter has a larger influence on leakage loss than the former factors and it has an optimal value $d_c/d = 0.4$. The number of cladding rings plays a key role in the leakage loss and the leakage loss is reduced by nearly 2 orders of magnitude per 2 additional cladding rings.

Keywords : hollow-core photonic bandgap fibers, full-vector finite element method, square lattice, leakage loss

PACC : 4281, 4281D, 4230Q, 7820P

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60578043) and the Beijing Education Committee Common Build Foundation (Grant No. XK100130637).

[†] E-mail : zhh309@sina.com