

# 椭圆空气孔微结构光纤限制损耗的分析\*

王 健<sup>1)†</sup> 雷乃光<sup>2)</sup> 余重秀<sup>1)</sup>

1) (北京邮电大学电子工程学院, 北京 100876)

2) (北京交通大学理学院, 北京 100044)

(2006 年 5 月 17 日收到, 2006 年 7 月 5 日收到修改稿)

以完美匹配层为边界条件, 用复有限元法分析了椭圆空气孔三角形微结构光纤中基模的限制损耗. 数值结果表明: 当孔间距、空气填充率和空气孔环数增大时, 基模的限制损耗减小. 从计算结果还可以得出: 限制损耗与基模的偏振有关, 随着孔间距、空气填充率和孔的椭圆率的增大,  $y$  偏振模与  $x$  偏振模的限制损耗比也增大. 最后, 提出了两种可实现光单偏振、单模传输的高非线性微结构光纤.

关键词: 微结构光纤, 限制损耗, 复有限元法, 完美匹配层

PACC: 4280M, 4281D, 4281F

## 1. 引 言

微结构光纤 (microstructured optical fibers, MOFs), 又称为光子晶体光纤 (photonic crystal fibers, PCFs) 或多孔光纤 (holey fibers, HF). MOFs 是近年来光纤光学中最活跃的研究领域. 通过改变空气孔的形状、大小、位置和数目等结构参数, 可以实现许多传统光纤中不具备的性质, 主要表现在: 在很宽波长范围内的单模传输<sup>[1,2]</sup>, 大模面积<sup>[3]</sup>和小模面积<sup>[4]</sup>, 在可见光和近红外区域出现反常色散<sup>[4,5]</sup>, 高双折射<sup>[6-8]</sup>和宽带平坦色散<sup>[9,10]</sup>等. 虽然 MOFs 具有这些优良的性质, 但与传统光纤相比, 实际 MOFs 的损耗还比较大. 因此, 研究 MOFs 的损耗问题对它的广泛应用有着重要意义.

MOFs 的损耗有许多种, 包括物质吸收产生的损耗、瑞利散射产生的损耗和限制损耗等. 其中, 限制损耗在普通光纤中是不存在的, 是 MOFs 特有的损耗. 产生限制损耗的原因是: 实际 MOFs 包层空气孔的个数是有限的, 它们不可能把光完全限制在纤芯中, 存在一定的泄漏, 导致光纤产生的损耗.

较早分析限制损耗的方法是多级法 (multipole method)<sup>[11]</sup>. 这种基于柱函数展开的方法已经成功地分析了圆空气孔三角形、矩形和正方形格子 MOFs

的限制损耗<sup>[11-13]</sup>. 多级法存在的问题是它只能处理具有圆空气孔的 MOFs. 为了解决这一问题, Saitoh 等以完美匹配层 (perfectly matched layer, PML) 作为边界条件, 利用基于有限元的束传输法 (beam propagation method) 对圆和非圆空气孔 MOFs 的损耗问题进行了分析<sup>[14-16]</sup>. 这种方法虽然发挥了有限元法精确、通用, 可以分析任意折射率分布和结构 MOFs 的优点, 但此方法每次只能求出一个模式, 并且有迭代过程, 因此它比较费时. 实际上, 利用 PML 作为边界条件时, MOFs 的几何结构是一种有损耗和各向异性的光波导, 可以用复有限元法 (complex FEM) 求解<sup>[17-20]</sup>. 复有限元法不用迭代, 同时可以求出多种模式, 且保持了有限元方法已有的优点. Ferrarini 等人<sup>[18]</sup>用这种方法分析了圆和非圆空气孔 MOFs 的限制损耗.

椭圆空气孔 MOFs 是一种高双折射的 MOFs, 这里的双折射来源于椭圆孔内在的各向异性的性质. Steel 等人提出了具有椭圆空气孔的 MOFs, 并用平面波展开法分析了它的双折射和色散性质<sup>[21,22]</sup>. 后来 Wu 等人<sup>[23,24]</sup>又分别用边界元法和虚边界法进一步讨论了这种光纤的双折射和色散的特性. Liu 等人<sup>[25]</sup>用复有限元法结合 PML 边界条件讨论了椭圆空气孔正方形和矩形格子 MOFs 的双折射和限制损耗问题, 得到了限制损耗相近, 双折射可达  $10^{-2}$  量

\* 国家重点基础研究发展计划 (973 项目) (批准号: 2003CB314906) 资助的课题.

† E-mail: jianwang@science.njtu.edu.cn

级的椭圆孔矩形格子结构的高双折射 MOFs.

除了上述椭圆空气孔 MOFs 的理论研究以外,此种光纤的实验研究目前也有了一定的进展. Issa 等人报道了他们研制出的具有确定方向,均匀排列的椭圆空气孔的聚合物 MOFs<sup>[26]</sup>. 这种光纤是通过拉制时,让原有的圆空气孔在两个正交方向上受力不同,使圆空气孔变形成为椭圆空气孔的方法制成的. 相对于聚合物的 MOFs,石英材料椭圆孔特别是大空气填充比椭圆孔 MOFs 的研制要困难一些. 石英材料的 MOFs 通常由管棒堆积、捆绑、放入厚玻璃管后形成的预制棒在光纤拉丝塔中拉制而成. 在拉制过程中,由于表面张力、粘度、加热温度和压力等因素的影响,一方面会使椭圆孔的排列方向不一致,另一方面会使椭圆空气孔发生变形或产生塌陷. 目前,解决这个问题最有希望的方法是采用多步骤制成的预制棒<sup>[27]</sup>. 在制造这种预制棒时,首先用熔点低、耐酸性的材料制成玻璃棒,用熔点高、易被酸腐蚀的材料制成玻璃管,然后把玻璃棒和玻璃管堆放在一起成为一束,进行加热,使玻璃棒熔化,玻璃管不熔化,这样玻璃管会保持原有的形状和相对位置;最后通过酸把制造玻璃管的材料腐蚀掉,就形成了具有高质量空气孔形状和排列的 MOFs 的预制棒. 这种预制棒是熔化后的玻璃棒形成的统一整体,所以在进行拉制时,所需的温度比一般管棒堆拉法低的多,因此 MOFs 的空气孔就不容易发生变形和塌陷. Falkenstein 等人<sup>[27]</sup>已用多步骤制成的预制棒制作了高质量的圆空气孔的 MOFs,还提出,他们下一步的工作是用这种方法研制具有大空气填充比的其他形状空气孔的 MOFs. 可见,用多步骤制成的预制棒拉制大空气填充比的椭圆空气孔的 MOFs 是具有可行性的,设计具有特殊传输性质的椭圆空气孔 MOFs 也是可能实现的.

本文将 PML 为边界条件,用复有限元法全面分析椭圆空气孔三角形 MOFs 的限制损耗随结构参数的变化关系,并根据限制损耗与偏振有关的特性设计出两种可实现光单偏振,单模传输的高非线性 MOFs.

## 2. 理 论

### 2.1. PML 边界条件

数值计算只能在有限的区域里进行,在计算区

域的截断边界处必须给出符合实际情况的吸收边界条件. 若考虑的问题是普通光纤中传输的导模,它在包层中的场是一个渐逝场,一般可以用理想导电面或理想导磁面作为导模的边界条件. 而对于 MOFs 中传输的泄漏模,因它在包层中的场是一个辐射场,所以在截断边界处必须给出能够消除非物理电磁波反射的吸收边界条件.

在众多的吸收边界条件中,由 Berenger 提出的 PML 是目前比较理想的一种吸收边界条件<sup>[28]</sup>. PML 由人工设计的导电和导磁介质构成,可吸收任意入射角,任意频率,任意偏振态的入射电磁波.

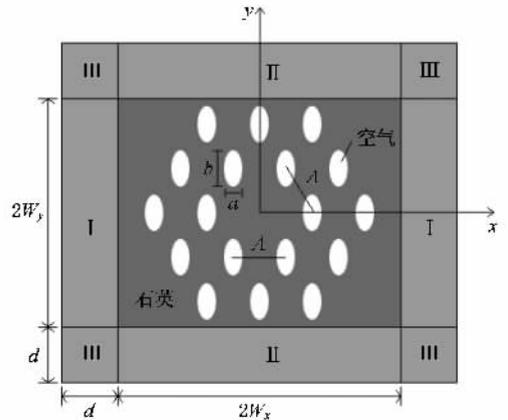


图 1 以 PML 为边界的椭圆空气孔 MOFs 的截面图

以 PML 为边界的椭圆空气孔 MOFs 如图 1 所示. 根据 PML 理论,二维 PML 各区相对电容率和相对磁导率可分别写为<sup>[14, 17]</sup>

$$\epsilon_r = \epsilon_{r, \text{silica}} \begin{bmatrix} s_y/s_x & 0 & 0 \\ 0 & s_x/s_y & 0 \\ 0 & 0 & s_x s_y \end{bmatrix},$$

$$\mu_r = \begin{bmatrix} s_y/s_x & 0 & 0 \\ 0 & s_x/s_y & 0 \\ 0 & 0 & s_x s_y \end{bmatrix}, \quad (1)$$

表 1 PML 参数

PLM 参数	PLM 区域		
	I	II	III
$s_x$	$s_1$	1	$s_1$
$s_y$	1	$s_2$	$s_2$

其中 PML 参数  $s_x$  和  $s_y$  在各区的取值如表 1 所示. 表中

$$s_1 = s_2 = 1 - i\alpha, \quad (2)$$

这里  $\alpha$  是一个从零逐渐增加且与 PML 吸收有关的系数,可表为

$$\alpha = \alpha_{\max} \left( \frac{\rho}{d} \right)^2, \quad (3)$$

式中  $\alpha_{\max}$  是  $\alpha$  的最大值,  $\rho$  是距 PML 边起始处的距离,  $d$  是 PML 层的厚度.

可见,以 PML 作为边界的 MOFs 的几何结构是一种具有损耗和各向异性的光波导,可以用复有限元法求解<sup>[17]</sup>.

### 2.2. 有限元方程

由麦克斯韦方程组可以得到有损耗和各向异性的 MOFs 中光波磁场的亥姆霍兹方程为

$$\nabla \times (\epsilon_r^{-1} \nabla \times \mathbf{H}) - k_0^2 \mu_r \mathbf{H} = 0, \quad (4)$$

式中的  $\mathbf{H} = \mathbf{H}(x, y) e^{i\beta z}$ ,  $\beta$  是传播常数,  $\epsilon_r^{-1}$  为介质相对电容率张量  $\epsilon_r$  的逆张量,  $\mu_r$  为介质的相对磁导率张量,  $k_0 = 2\pi/\lambda$  为真空中的波数,  $\lambda$  为入射光的波长.

因相对电容率和相对磁导率张量可分别写为

$$\epsilon_r = \begin{bmatrix} \epsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{33} \end{bmatrix}, \quad \mu_r = \begin{bmatrix} \mu_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{33} \end{bmatrix}, \quad (5)$$

所以由变分原理,可以得到方程(4)所对应的泛函为<sup>[17]</sup>

$$\begin{aligned} F(\mathbf{H}) = & \int [(\epsilon_{33}^{-1} \nabla_t \times \mathbf{H}_t) \cdot (\nabla_t \times \mathbf{H}_t) \\ & - k_0^2 (\mu_u \mathbf{H}_t) \cdot \mathbf{H}_t] ds \\ & - \int [(\epsilon_u^{-1} (\nabla_t H_z - i\beta \mathbf{H}_t) \times \mathbf{e}_z) \\ & \cdot ((\nabla_t H_z - i\beta \mathbf{H}_t) \times \mathbf{e}_z) \\ & - k_0^2 \mu_{33} H_z \mathbf{e}_z \cdot H_z \mathbf{e}_z] ds \end{aligned} \quad (6)$$

上式中  $\mathbf{H}_t$  和  $H_z$  分别表示磁场的横向和纵向分量,

$$\epsilon_u^{-1} = \begin{bmatrix} \epsilon_{11}^{-1} & 0 \\ 0 & \epsilon_{22}^{-1} \end{bmatrix}, \quad \mu_u = \begin{bmatrix} \mu_{11} & 0 \\ 0 & \mu_{22} \end{bmatrix}. \quad (7)$$

使用有限元原理可以得到泛函(6)式取极值时所对应的复本征值方程为

$$[A] \{H\} = n_{\text{eff}}^2 [B] \{H\}, \quad (8)$$

这里本征矢量  $\{H\}$  和本征值  $n_{\text{eff}}^2$  分别代表横截面上的磁场分布和有效折射率的平方;  $[A]$  和  $[B]$  是系数矩阵. 限制损耗  $\alpha_{\text{dB}}$  与  $n_{\text{eff}}$  的关系为

$$\alpha_{\text{dB}} = 8.686 k_0 \text{Im}(n_{\text{eff}}) \quad (\text{dB/m}), \quad (9)$$

上式中的  $\text{Im}$  表示求虚部.

通过求解方程(8)可得到光波的磁场分布和有效折射率,再通过(9)式即可求出 MOFs 的限制损耗.

### 3. 数值结果与讨论

为了验证我们编写的复有限元法程序的可靠性,首先用此程序计算了文献[15]中给出的两环,三环圆空气孔三角形 MOFs 的限制损耗,结果如图 2. 这里入射光的波长  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ , 石英的折射率  $n = 1.45$ , 孔径  $d$  与孔间距  $\Lambda$  的比分别为  $d/\Lambda = 0.7, 0.8$ . 从图 2 可以看出,用此程序计算出的结果与文献[15]中给出的结果相符得比较好,所以我们编写的复有限元法计算 MOFs 限制损耗的程序是可靠的.

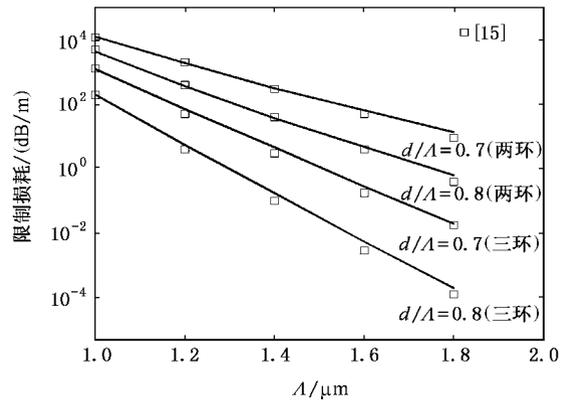


图 2 两环与三环圆空气孔三角形 MOFs 的限制损耗

下面考虑如图 1 所示的具有两环椭圆空气孔的三角形 MOFs. 设入射光的波长  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ , 石英的折射率  $n = 1.45$ . 椭圆空气孔间距用  $\Lambda$  表示, 椭圆空气孔的短轴和长轴分别用  $a, b$  表示(这里只讨论长轴在  $y$  方向上的椭圆孔), 椭圆率用  $\eta$  表示, 其中  $\eta = b/a$ . 包层空气填充率可以写为  $\pi \eta a^2 / 2\sqrt{3} \Lambda^2$ , 可见,在椭圆率一定的情况下,包层空气填充率与比率  $a/\Lambda$  的平方成正比. 为了进一步减小计算区域,提高计算精度,考虑到求解区域具有  $x$  轴和  $y$  轴的对称性,在计算时只取图 1 中的 1/4 区域即可. 把这 1/4 区域用三角形单元剖分,得到如图 3 所示的场域剖分图. 其中场域的宽度  $W_x$ , 高度  $W_y$  和 PML 的厚度  $d$  根据孔间距  $\Lambda$  的大小而定. 例如当  $\Lambda =$

1.0  $\mu\text{m}$  选  $W_x = 3.5 \mu\text{m}$ ,  $W_y = 3.5 \mu\text{m}$ , PML 的厚度  $d = 1 \mu\text{m}$ .

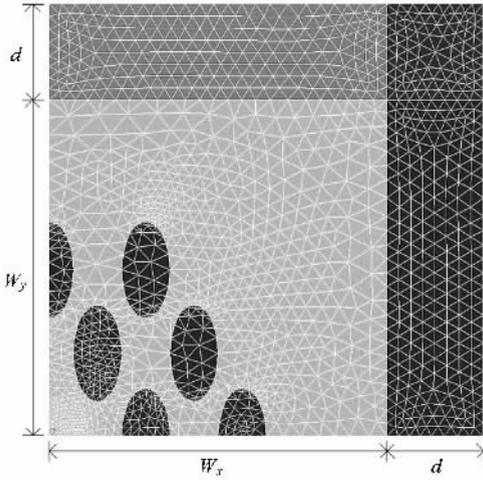


图 3 两环椭圆孔 MOFs 的 1/4 场域剖分图

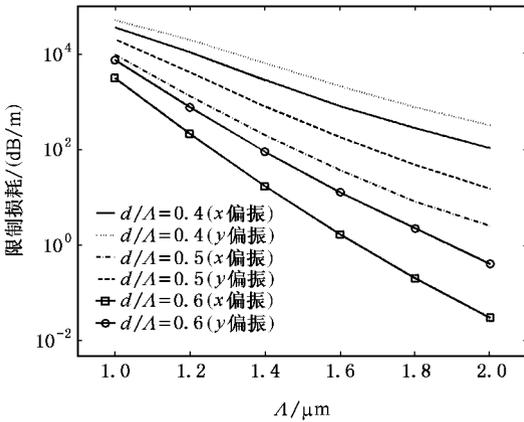


图 4 两环椭圆空气孔 MOFs 的限制损耗

为了分析限制损耗随结构参数的变化规律,首先计算了空气孔椭圆率  $\eta = 2$ , 比率  $a/\Lambda = 0.4, 0.5, 0.6$ , 孔间距  $\Lambda$  不同时,基模的  $x$  偏振和  $y$  偏振的限制损耗,得到的结果如图 4 所示.从图中可以看出:当孔间距或包层空气填充率变大时,限制损耗变小.这种规律可以解释为:当孔间距变大时,波长相对变短,光纤对光场的限制变大,从而使得光能的泄漏变小;当包层空气填充率变大时,较大的空气孔更容易阻挡光能的泄漏,也会使限制损耗变小.从图中还可以看出:限制损耗与偏振有关, $x$  偏振模总比  $y$  偏振模的限制损耗小.这是由于对如图 1 所示的椭圆空气孔 MOFs,其芯区的形状为  $x$  轴方向短, $y$  轴方向长的椭圆,从而使  $y$  偏振模的有效折射率大于  $x$  偏

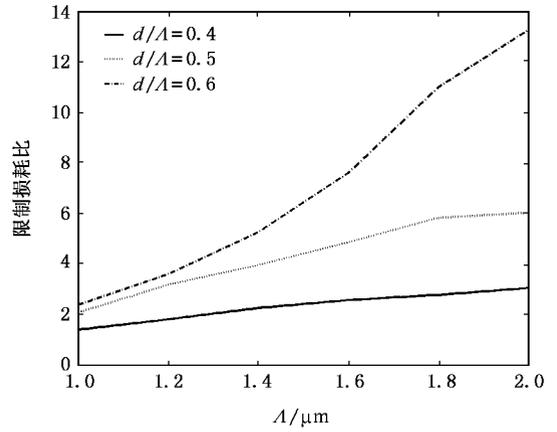


图 5 基模  $y$  偏振与  $x$  偏振的限制损耗比随孔间距的变化关系

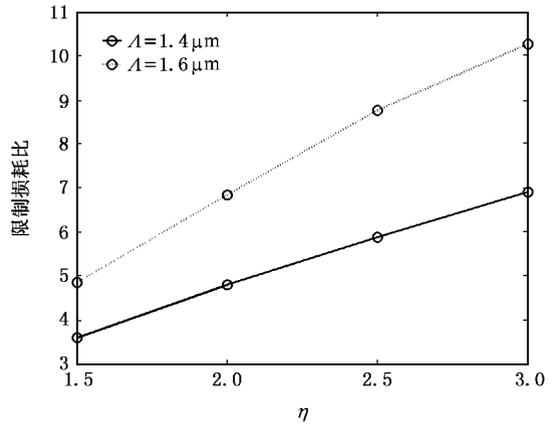


图 6 基模  $y$  偏振与  $x$  偏振的限制损耗比随椭圆率的变化关系

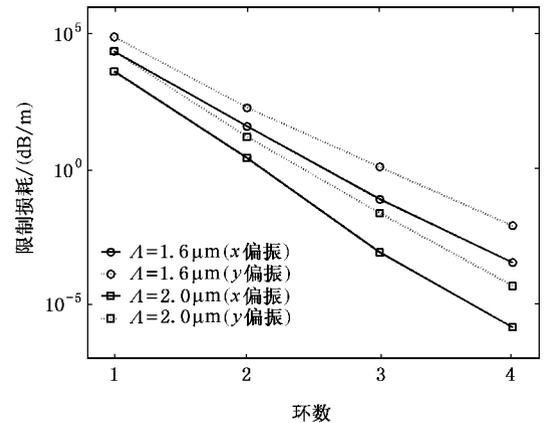


图 7 基模  $y$  偏振与  $x$  偏振的限制损耗随空气孔环数的变化关系

振模的有效折射率(计算给出的结果也是如此),因此在离开芯区的中心位置时,芯区中  $y$  偏振模场减小的速度比  $x$  偏振模的慢些,进入包层中的场也多

些,因此  $y$  偏振的有效面积大于  $x$  偏振的有效面积. 由于在空气孔环数和孔间距相同的情况下,有效面积越大,限制损耗也越大<sup>[29]</sup>,因此  $y$  偏振比  $x$  偏振的限制损耗大. 为了更清楚地看出两种偏振模限制损耗的不同,图 5 表示了  $a/\Lambda = 0.4, 0.5, 0.6$  时  $y$  偏振与  $x$  偏振的限制损耗比与孔间距的关系. 从图中可以明显看出,包层空气填充率和孔间距越大,两种偏振的限制损耗比也越大.

为了进一步分析基模两种偏振限制损耗比随椭圆率  $\eta$  的变化关系,又计算了孔间距  $\Lambda$  分别为  $1.4 \mu\text{m}$  与  $1.6 \mu\text{m}$ , 空气填充率为  $0.653$ , 椭圆率  $\eta$  分别为  $1.5, 2, 2.5$  和  $3$  时  $y$  偏振与  $x$  偏振的限制损耗比,得到的结果如图 6. 可见,随着椭圆率的增大,两个偏振限制损耗比也增大.

以上分析的是两环椭圆空气孔 MOFs 的限制损耗,为了分析限制损耗随环数(孔数)的变化关系,图 7 表示了  $\Lambda$  分别为  $1.6 \mu\text{m}$  与  $2.0 \mu\text{m}$ ,  $a/\Lambda = 0.6$ ,  $\eta = 2$  时基模  $x$  偏振与  $y$  偏振的限制损耗随环数的变化. 从图 7 可以看出,随着环数的增大,这两个偏振的限制损耗迅速变小,空气孔环数是影响限制损耗的最主要因素.

通过以上的分析,得到了基模的限制损耗随孔间距,包层空气填充率,空气孔椭圆率及空气孔环数的变化规律,并且得到了限制损耗与偏振态有关( $x$  偏振模总比  $y$  偏振模的限制损耗小). 另外考虑到这里研究的 MOFs 是三角形格子的结构,同样的结构参数下,这种结构的芯区面积比正方形或矩形格子结构的芯区面积小得多,当包层空气填充率比较高时,这种光纤的非线性系数很大. 根据以上的特点,可以选择合适的结构参数,实现光在高非线性的 MOFs 中单偏振,单模地传输. 选择参数的原则是:让基模  $x$  偏振的限制损耗不大于普通单模光纤的最低损耗  $0.2 \text{ dB/km}$ ,让  $y$  偏振与  $x$  偏振的限制损耗比较大,同时让椭圆孔比较大(保证光纤具有较高的非线性系数). 按照这样的原则,我们提出了以下

两种 MOFs 结构.

结构 1:  $\Lambda = 1.25 \mu\text{m}$ ,  $a/\Lambda = 0.6$ ,  $\eta = 2$ , 空气孔为四环. 可以求出:当工作波长  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$  时,基模  $x$  偏振的限制损耗为  $1.54 \times 10^{-4} \text{ dB/m}$ ,  $y$  偏振与  $x$  偏振的限制损耗比为  $37$ , 光纤  $x$  偏振的非线性系数为  $63 \text{ W}^{-1}/\text{km}$ .

为了增加两种偏振模的限制损耗比,以便在较短的光纤内实现单偏振,单模传输. 取  $\Lambda = 1.6 \mu\text{m}$ ,  $a/\Lambda = 0.6$ ,  $\eta = 2$  的四环空气孔结构,并把第二环  $y$  轴上的两个空气孔变成  $a/\Lambda = 0.2$  的小孔,来增大  $y$  偏振的限制损耗,得到结构 2. 通过计算可以求出此种结构基模  $x$  偏振的限制损耗为  $1.09 \times 10^{-4} \text{ dB/m}$ , 而  $y$  偏振与  $x$  偏振限制损耗比比结构 1 大,为  $58$ , 光纤的非线性系数比结构 1 小,为  $47 \text{ W}^{-1}/\text{km}$ .

应该指出:由于上述两种结构中包层空气填充率比较大,在方程的解中还存在着高阶模. 经过计算可以得到,限制损耗最小的高阶模的损耗也达到了基模  $x$  偏振的限制损耗的  $200$  多倍,因此高阶模比基模的  $y$  偏振更容易被衰减掉.

总之,光在上述两种结构的 MOFs 中,经过一段传输之后,损耗大的模式的能量可以忽略,只剩下损耗最小的  $x$  偏振的基模,从而实现了光在高非线性的 MOFs 中单偏振,单模地传输.

## 4. 结 论

以 PML 为边界条件,用复有限元法数值分析了椭圆空气孔三角形 MOFs 中基模的限制损耗. 得到限制损耗与光纤结构参数的关系为:限制损耗随孔间距,包层空气填充率,空气孔环数的增大而减小; $y$  偏振与  $x$  偏振限制损耗比随孔间距,包层空气填充率,孔的椭圆率的增大而增大. 最后,利用限制损耗与偏振有关的特点,提出了两种可实现光单偏振,单模传输的高非线性 MOFs. 希望这些结论对 MOFs 的制造和使用有一定的参考价值.

- [1] Birks T A, Knight J C, Russell P St 1997 *Opt. Lett.* **22** 961  
 [2] Li S G, Liu X D, Hou L T 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2811 (in Chinese) [李曙光, 刘晓东, 侯蓝田 2003 物理学报 **52** 2811]  
 [3] Knight J C, Birks T A, Cregan R F, Russell P St, Sandro J P 1998 *Electron Lett.* **34** 1347  
 [4] Knight J C, Arriaga J, Birks T A, Ortigosa-Blanch A, Wadsworth W J, Russell P St 2000 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **12** 807

- [5] Zhang D S, Dong X Y, Zhang W G, Wang Z 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1235 (in Chinese) [张德生, 董孝义, 张伟刚, 王志 2005 物理学报 **54** 1235]  
 [6] Hansen T P, Broeng J, Libori S E B, Knudsen E, Bjarklev A, Jensen J R, Simonsen H 2001 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13** 588

- [ 7 ] Lou S Q , Ren G B , Yan F P , Jian S S 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1229( in Chinese ) [ 娄淑琴、任国斌、延风平、简水生 2005 物理学报 **54** 1229 ]
- [ 8 ] Lou S Q , Wang Z , Ren G B , Jian S S 2004 *Chin. Phys.* **13** 1052
- [ 9 ] Poli F , Cucinotta A , Selleri S , Bouk A H 2004 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **16** 1065
- [ 10 ] Wu T L , Chao C H 2005 *IEEE J. Lightw. Technol.* **23** 2055
- [ 11 ] White T P , McPhedram R C , Sterke C M , Botten L C , Steel M J 2001 *Opt. Lett.* **26** 1660
- [ 12 ] Chen M Y , Yu R J , Zhao A P 2005 *J. Lightw. Technol.* **23** 2707
- [ 13 ] 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 ]
- [ 14 ] Saitoh K , Koshiba M 2002 *IEEE J. Quantum Electron.* **38** 927
- [ 15 ] Koshiba M , Saitoh K 2003 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **15** 691
- [ 16 ] Obayya S S A , Rahman B M A , Grattan K T V 2005 *IEE Proc. -Optoelectron.* **152** 241
- [ 17 ] Selleri S , Vincetti L , Cucinotta A , Zoboli M 2001 *Opt. Quantum Electron.* **33** 359
- [ 18 ] Ferrarini D , Vincetti L , Zoboli M , Cucinotta A , Selleri S 2002 *Opt. Express* **10** 1314
- [ 19 ] Zhang F D , Zhang M , Liu X Y , Ye P D 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 6447 ( in Chinese ) [ 张方迪、张 民、刘小毅、叶培大 2006 物理学报 **55** 6447 ]
- [ 20 ] Liu X Y 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 301 ( in Chinese ) [ 刘小毅 2007 物理学报 **56** 301 ]
- [ 21 ] Steel M J , Osgood R M 2001 *Opt. Lett.* **26** 229
- [ 22 ] Steel M J , Osgood R M 2001 *J. Lightw. Technol.* **19** 495
- [ 23 ] Wu T L , Chao C H 2004 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **16** 126
- [ 24 ] Florous N J , Koshiba M 2005 *J. Lightw. Technol.* **23** 1763
- [ 25 ] Liu Y C , Lai Y 2005 *Opt. Express* **13** 225
- [ 26 ] Issa N A , Eijkelenborg M A V , Fellow M , Cox F *et al* 2004 *Opt. Lett.* **29** 1336
- [ 27 ] Falkenstein P , Merritt C D , Justus B L 2004 *Opt. Lett.* **29** 1858
- [ 28 ] Berenger J P 1994 *J. Computational Phys.* **114** 185
- [ 29 ] Saitoh K , Koshiba M 2005 *J. Lightw. Technol.* **23** 3580

## Analysis of confinement loss in microstructured optical fibers with elliptical air holes<sup>\*</sup>

Wang Jian<sup>1,2)†</sup> Lei Nai-Guang<sup>2)</sup> Yu Chong-Xiu<sup>1)</sup>

1) ( School of Electronic Engineering , Beijing University of Posts and Telecommunications , Beijing 100876 , China )

2) ( School of Science , Beijing Jiaotong University , Beijing 100044 , China )

( Received 17 May 2006 ; revised manuscript received 5 July 2006 )

### Abstract

Confinement loss for the fundamental mode in the triangular lattice microstructured optical fibers with elliptical air holes is analyzed using the complex finite element method under the perfectly matched layer boundary condition. It is shown by the numerical results that the confinement losses decrease when the pitch of the air holes , the air-filling fraction and the rings of the air holes increase. In addition , the confinement losses are dependent on the fundamental mode polarization , and the confinement loss ratio of the  $y$ -polarized mode compared to the  $x$ -polarized mode increases with increasing pitch of the air holes , the air-filling fraction and the hole ellipticity. In the end , two kinds of highly nonlinear microstructured optical fibers that can achieve single-polarization , single mode transmission are designed.

**Keywords :** microstructured optical fibers , confinement loss , complex finite element method , perfectly matched layers

**PACC :** 4280M , 4281D , 4281F

<sup>\*</sup> Project supported by the State Key Development Program for Basic Research of China ( Grant No. 2003CB314906 ).

<sup>†</sup> E-mail : jianwang@science.njtu.edu.cn