

螺旋扭曲双包层-三芯光子晶体光纤 用于轨道角动量的生成*

赵丽娟¹⁾²⁾³⁾ 姜焕秋¹⁾ 徐志钮^{1)†}

1) (华北电力大学电气与电子工程学院, 保定 071003)

2) (华北电力大学, 河北省电力物联网技术重点实验室, 保定 071003)

3) (华北电力大学, 保定市光纤传感与光通信技术重点实验室, 保定 071003)

(2022年12月17日收到; 2023年5月5日收到修改稿)

针对螺旋扭曲的单包层-少芯光子晶体光纤在生成轨道角动量 (orbital angular momentum, OAM) 方面存在的不足, 首次将三芯和内外空气孔不均匀的双包层结构引入光子晶体光纤, 并通过螺旋扭曲实现了高阶 OAM 模式的生成. 该光纤通过引入特殊设计的双包层结构有望降低生成的 OAM 模式的损耗, 而围绕中心呈正三角分布的三个纤芯有望增加生成的 OAM 模式的数量. 在光学变换原理的基础上, 通过有限元方法对该光纤进行系统的分析, 结果发现, 当扭曲率 $\alpha = 7853.98$ rad/m 时, 生成的 OAM 模式包括“OAM_{-4,1}, OAM_{+9,1}, OAM_{+10,1}, OAM_{+11,1}, OAM_{+13,1}”, 其中+13阶是目前利用螺旋扭曲光纤生成的 OAM 模式中最高阶的阶数, 且 OAM 模式的损耗均小于 1.64×10^{-3} dB/m, 比已有文献中最低的 OAM 模式损耗 (Napiorkowski M, Urbanczyk W S 2018 *Opt. Express* 26 12131) 至少降低 2 个数量级, 以及 OAM 模式纯度均大于 93%. 进一步研究表明, 轨道角动量的生成依赖于纤芯超模与环形芯模式的共振耦合, 而生成的 OAM 模式阶数的奇偶性与纤芯超模和环形芯模式的极化方向有关.

关键词: 轨道角动量, 螺旋扭曲光纤, 共振耦合, 圆双折射

PACS: 42.50.Tx, 42.81.-i, 42.25.Lc, 52.35.Mw

DOI: 10.7498/aps.72.20222405

1 引言

光的轨道角动量 (orbital angular momentum, OAM) 是独立于波长、振幅和偏振等物理维度之外的一个新的维度, 携带 OAM 的光也称为涡旋光束, 涡旋光束是一个统称, 包括拉盖尔-高斯 (Laguerre-Gaussian, LG) 光束、超几何-高斯光束和高阶贝塞尔高斯光束等. 1992 年, Allen 等^[1]通过实验证明了具有螺旋相位的 LG 光束携带 OAM, 即验证了涡旋光束具有螺旋相位因子 $\exp(i l \varphi)$, 且携带大小

为 $L = l \hbar$ 的 OAM, 其中 l 为拓扑电荷数, φ 为空间方位角, \hbar 为约化普朗克常量. 由于 OAM 模式具有无限维度、螺旋相位、环形光强分布以及角向正交完备等性质, 涡旋光束在很多领域得到应用, 包括光通信^[2]、粒子捕获^[3]和光学成像^[4]等.

在涡旋光束得到广泛应用的同时, 研究人员也在尝试通过各种方法生成涡旋光束, 目前比较常用的生成方法有基于自由空间调制和基于全光纤调制. 前者包括空间光调制器^[5]、Q 板 (Q-plate)^[6,7]、全息叉形光栅^[8]、硅集成器件^[9,10]和柱透镜模式转换^[11]等. 后者包括光纤耦合器^[12,13]、相位控制^[14-17]、特

* 国家自然科学基金 (批准号: 62171185, 62273146)、河北省自然科学基金 (批准号: E2020502010) 和河北省省级科技计划 (批准号: SZX2020034) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wzcnjxx@163.com

殊光纤光栅^[18–20]、端面激励^[21,22]和螺旋扭曲光纤等方法. 两种涡旋光束生成方法相比发现, 自由空间生成的涡旋光在耦合进光纤进行应用时损耗很大, 且自由空间组件成本高、体积庞大, 而基于全光纤的涡旋光的生成法简化了系统结构, 同时可以与全光纤系统更好的兼容.

螺旋扭曲为光纤在光涡旋领域的进一步应用创造了条件, 且提供了丰富的设计自由度, 目前针对螺旋扭曲光纤的研究较少. 2012年, Wong等^[23]通过扭曲实芯光子晶体光纤生成了阶数 $l = 5-8$ 的 OAM 模式, 首次证明了螺旋扭曲光纤中 OAM 的共振激发, 并提供了一种纤芯模式和包层模式共振耦合的匹配条件, 之后他们针对螺旋扭曲光子晶体光纤能够生成 OAM 进行了大量研究. 2014年, Xi等^[24]利用布洛赫波理论解释了扭曲三叶 Y 型芯光子晶体光纤如何生成阶数 $l = \pm 1$ 的 OAM 模式. 2017年 Russell等^[25]又系统地介绍了螺旋扭曲光纤中布洛赫波理论与光学活性, 并通过螺旋扭曲光纤生成了 $l = \pm 1, \pm 2$ 的 OAM 模式. Fu等^[26]于 2018 年通过实验验证了螺旋扭曲实芯六边形光子晶体光纤中模式间的共振耦合依赖于扭曲率和光纤长度, 并且成功生成和观察到阶数为 $l = +5$ 和 $+6$ 的高阶 OAM 模式. 2020年 Zhang等^[27]通过扭转双芯微结构光纤发现, 该结构光纤的模式可以携带阶数为 $l = 0.5$ 和 1.0 的 OAM, 且一定扭曲率下可用作 OAM 滤波器. 2021年 Ren等^[28]通过扭曲单模光纤激发了阶数为 $l = \pm 1$ 的高质量涡旋光束. 综上所述, 现有参考文献中生成的 OAM 模式阶数较低, 且依赖于纤芯模式与单包层中泄漏模式之间的共振耦合, 而单包层中泄漏模式的存在会造成 OAM 模式损耗较高, 以及少芯结构使得生成的 OAM 模式数量较少. 将多包层和多芯结构引入螺旋扭曲光纤有望改善这一问题.

本文设计了一种基于光子晶体光纤的 OAM 模式发生器, 它通过螺旋扭曲双包层-三芯光子晶体光纤使得纤芯超模与环形芯模式发生共振耦合从而生成阶数较高的 OAM 模式, 而双包层的设计可以在很大程度上降低生成的 OAM 模式的损耗, 以及 3 个纤芯可以支持更多 OAM 模式的生成. 首先详细地介绍了光学变换原理, 并利用基于有限元法的 COMSOL Multiphysics 软件建立光纤电磁场模型进行分析. 然后针对确定的扭曲率, 找到共振耦合发生的特定波长, 此波长可以借助纤芯超模

的损耗谱中损耗峰的位置找到. 接着绘制纤芯超模和环形芯模式的有效折射率随波长的变化关系图, 从而找到它们的相位匹配条件. 最后, 在不同扭曲率下, 绘制了纤芯超模的损耗谱, 计算 OAM 模式的纯度, 再研究共振耦合生成 OAM 模式的规律.

2 结构及原理

2.1 光纤结构

针对第 1 节中提及的螺旋扭曲单包层-少芯光子晶体光纤存在的不足, 设计了一种结构更好的光子晶体光纤. 图 1(a), (b) 分别为光纤的螺旋扭曲示意图和仿真截面图, 而图 1(c) 为纤芯放大图. 如图 1(a) 所示, 光纤以 Λ_L 为扭曲周期进行螺旋扭曲, 扭曲率为 $\alpha = 2\pi/\Lambda_L$. 如图 1(b) 所示, 该光纤由空气孔六边形排列的双包层构成, 内包层小空气孔直径为 d_1 , 小空气孔的孔间距为 Λ_1 , 外包层大空气孔直径为 d_2 , 以及大空气孔的孔间距为 Λ_2 , 其中 $d_2 > d_1$, 而 $\Lambda_1 = \Lambda_2 = \Lambda$. 在仿真截面中间圆心和正六边形某个角所连接的直线上, 外包层最内侧空气孔圆心到中间空气孔的圆心距离为 L , 使得两个包层之间形成了一个环形芯, 而整个截面的包层半径为 R_2 . 去掉围绕中间空气孔等 120° 分布的 3 个空气孔可构成呈正三角分布的 3 个实纤芯, 后文将 3 个纤芯统称为纤芯. 背景材料为 SiO_2 , 其折

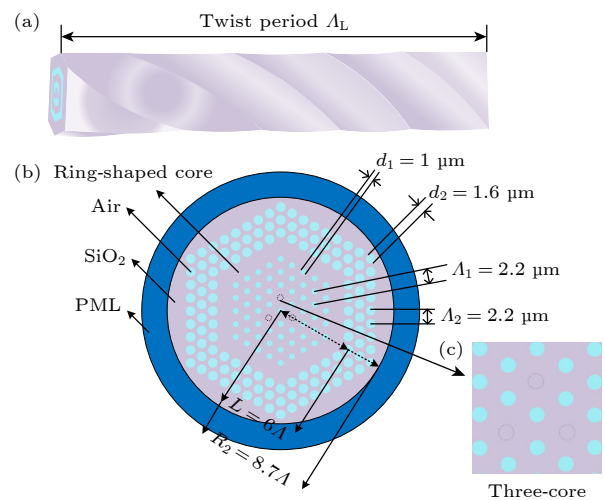


图 1 光纤结构 (a) 光纤螺旋扭曲示意图; (b) 光纤仿真截面图; (c) 纤芯放大图

Fig. 1. Structure of optical fiber: (a) Schematic diagram of the helically twisted optical fiber; (b) simulation cross-sectional view of the optical fiber; (c) enlarged view of fiber core.

射率由 Sellmeier 方程决定,

$$n = \sqrt{1 + \frac{B_1 \lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2 \lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3 \lambda^2}{\lambda^2 - C_3}}, \quad (1)$$

其中,

$$B_1 = 0.6961663, B_2 = 0.4079426, B_3 = 0.8974794,$$

$$C_1 = 0.0684043, C_2 = 0.1162414, C_3 = 9.896161.$$

此外, λ 为入射光波长, 最外层为完美匹配层 (perfect matching layer, PML), 用作吸收边界条件. 当该结构光纤螺旋扭曲后, 直径较大的外包层空气孔可以降低模式损耗, 直径较小的内包层空气孔可以保证光纤在螺旋扭曲状态下纤芯超模与环形芯模式之间发生共振耦合, 而环形芯的存在使得生成的 OAM 模式通过仿真更易观察, 以及 3 个纤芯增加了生成的 OAM 模式的数量. 该螺旋扭曲的光纤利用计算机辅助绝热法^[28] 制造时具有很高的 OAM 模式生成效率.

2.2 光学变换原理

利用基于有限元法的 COMSOL Multiphysics 软件对光纤进行仿真分析, 光纤在螺旋扭曲状态下需要建立三维仿真模型进行模式特性分析, 而三维仿真模型计算量大、过程复杂且对电脑有较高要求. 为克服这些难题, 根据螺旋扭曲光纤沿光纤轴向的平移不变性, 利用光学变换原理^[29] 通过坐标系转换^[30] 将三维问题转移到二维平面上进行解决, 既简化了仿真模型又节约了计算时间. 螺旋坐标系定义为 (ξ_1, ξ_2, ξ_3) , 而直角笛卡尔坐标系定义为 (x, y, z) , 两个坐标系之间的参量转换关系为

$$\begin{aligned} \xi_1 &= x \cos(\alpha z) - y \sin(\alpha z), \\ \xi_2 &= x \sin(\alpha z) + y \cos(\alpha z), \\ \xi_3 &= z, \end{aligned} \quad (2)$$

其中, $\alpha = 2\pi/\Lambda_L$ 为扭曲率, 单位为 rad/m. 反应两个坐标之间转换关系的雅可比矩阵为

$$\mathbf{J}_{\text{hel}} = \frac{\partial(x, y, z)}{\partial(\xi_1, \xi_2, \xi_3)} = \begin{bmatrix} \cos(\alpha \xi_3) & \sin(\alpha \xi_3) & \alpha \xi_2 \cos(\alpha \xi_3) - \alpha \xi_1 \sin(\alpha \xi_3) \\ -\sin(\alpha \xi_3) & \cos(\alpha \xi_3) & -\alpha \xi_1 \cos(\alpha \xi_3) - \alpha \xi_2 \sin(\alpha \xi_3) \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (3)$$

在电磁学中, 坐标系之间的转换并不会改变麦克斯韦方程组的形式, 坐标系的转换可以等效为介质材料的替换, 即将各向同性材料替换为非均匀各向异性的等效材料, 此时螺旋坐标系下的介电张量 $\epsilon' = \epsilon \mathbf{T}^{-1}$ 和磁导率张量 $\mu' = \mu \mathbf{T}^{-1}$ 均为张量, 其中 $\epsilon = n^2$ 和 $\mu = 1$ 分别为笛卡尔坐标下的介电常数和磁导率, 且均为实数. 这里, n 为材料的折射率, \mathbf{T} 为两个坐标之间的转换矩阵, 仅取决于 ξ_1 和 ξ_2 , 其逆矩阵为 \mathbf{T}^{-1} :

$$\mathbf{T} = \frac{\mathbf{J}_{\text{hel}}^T \mathbf{J}_{\text{hel}}}{\det(\mathbf{J}_{\text{hel}})} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & \alpha \xi_2 \\ 0 & 1 & -\alpha \xi_1 \\ \alpha \xi_2 & -\alpha \xi_1 & \alpha^2(\xi_1^2 + \xi_2^2) + 1 \end{pmatrix}, \quad (4)$$

$$\mathbf{T}^{-1} = \begin{pmatrix} \alpha^2 \xi_2^2 + 1 & -\alpha^2 \xi_1 \xi_2 & -\alpha \xi_2 \\ -\alpha^2 \xi_1 \xi_2 & \alpha^2 \xi_1^2 + 1 & \alpha \xi_1 \\ -\alpha \xi_2 & \alpha \xi_1 & 1 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

螺旋扭曲完美匹配层 (perfect matching layer, PML)^[31] 的过程相对复杂, 首先要将直角坐标系转换为柱坐标系, 转换到柱坐标系后的 PML 对应于径向坐标 ρ 和角向坐标 θ 的复数形式, 复数常量为 s_ρ , 用 $\tilde{\rho}$ 表示 ρ 的复数拉伸形式^[32]. 然后再将柱坐标系转换到螺旋坐标系下, 转换后 θ 参量消失, 引入螺旋扭转角 $\varphi = 2 \arctan[\xi_2/(\xi_1 + \rho)]$. 经过两次坐标转换后, 转换矩阵对应的逆矩阵为

$$\mathbf{T}_{\text{PML}}^{-1} = \begin{pmatrix} \frac{\tilde{\rho} \cos^2 \varphi + \rho s_\rho b \sin^2 \varphi}{\rho s_\rho} + \frac{\tilde{\rho}}{\tilde{\rho}} & \frac{\sin(2\varphi)(\tilde{\rho}^2 - \rho^2 s_\rho^2 b)}{2\tilde{\rho} \rho s_\rho} & -\alpha \tilde{\rho} s_\rho \sin \varphi \\ \frac{\sin(2\varphi)(\tilde{\rho}^2 - \rho^2 s_\rho^2 b)}{2\tilde{\rho} \rho s_\rho} & \frac{\tilde{\rho} \sin^2 \varphi + \rho s_\rho b \cos^2 \varphi}{\rho s_\rho} + \frac{\tilde{\rho}}{\tilde{\rho}} & \alpha \tilde{\rho} s_\rho \cos \varphi \\ -\alpha \tilde{\rho} s_\rho \sin \varphi & \alpha \tilde{\rho} s_\rho \cos \varphi & \frac{\tilde{\rho} s_\rho}{\rho} \end{pmatrix}. \quad (6)$$

此时, 替换后材料的介电张量为 $\varepsilon' = \varepsilon \mathbf{T}_{\text{PML}}^{-1}$, 磁导率张量为 $\mu' = \mu \mathbf{T}_{\text{PML}}^{-1}$, 其中

$$\rho = \sqrt{\xi_1^2 + \xi_2^2}, \quad \tilde{\rho} = R_2 + s_\rho(\rho - R_2).$$

这里 R_2 为图 1(b) 中的包层半径, $b = 1 + \alpha^2 \tilde{\rho}^2$. 综上, 可以通过更改 COMSOL Multiphysics 软件中的材料属性将三维问题转换为二维问题进行解决.

3 未扭曲状态的分析结果

选择 COMSOL Multiphysics 软件中波动光学模块下的“电磁波·频域”接口建立双包层-三芯光子晶体光纤未扭曲时的二维仿真模型, 如图 1(b) 所示. 在未螺旋扭曲状态下, 图 1(c) 中 3 个纤芯的模式会相互影响、耦合, 从而产生 6 个传播超模, 图 2(a)—(f) 即为 6 个超模的模场分布情况, 表面的叠加箭头表示偏振方向. 为了方便后续讨论, 将 6 个超模分别称为模 1—模 6 (M_1 — M_6). 另外, 6 个超模还可以分为 3 个模组.

1) 模 2 和模 3 简并成第 1 模组, 线双折射

$$B_{2,3} = |n_{\text{eff-2}} - n_{\text{eff-3}}| = |1.41736264 - 1.4173627| = 6.00437 \times 10^{-8}.$$

该线双折射数值很小, 可以忽略.

2) 模 5 和模 6 简并成第 2 模组, 线双折射

$$B_{5,6} = |n_{\text{eff-5}} - n_{\text{eff-6}}| = |1.420885442 - 1.420885518| = 7.57 \times 10^{-8}.$$

该数值很小, 可以忽略.

3) 模 1 与模 4 是不完全简并的, 组成第 3 模组, 线双折射

$$B_{1,4} = |n_{\text{eff-1}} - n_{\text{eff-4}}| = |1.417224525 - 1.417518213| = 2.94 \times 10^{-4}.$$

该数值较大不可忽略, 这种双折射为形状双折射, 主要是因为双包层空气孔大小不一以及三芯造成了不完全对称.

在未螺旋扭曲状态下, 该光纤的环形芯支持的模式为本征模式 (HE 模式和 EH 模式)^[33], 图 3(a), (b) 分别为 $\text{HE}_{9,1}^{\text{odd}}$ 模式和 $\text{EH}_{7,1}^{\text{even}}$ 模式在 z 方向上的电场分布图. 相位差为 $\pi/2$ 的同阶本征奇偶模可以叠加成 OAM 模式, 具体叠加公式为

$$\begin{cases} \text{OAM}_{\pm l, m}^{\pm} = \text{HE}_{l+1, m}^{\text{even}} \pm i \text{EH}_{l+1, m}^{\text{odd}}, & l \geq 1, \\ \text{OAM}_{\pm l, m}^{\mp} = \text{EH}_{l-1, m}^{\text{even}} \pm i \text{HE}_{l-1, m}^{\text{odd}}, & l > 1. \end{cases} \quad (7)$$

这里, l 为拓扑电荷数; i 为 $\pi/2$ 相位; 上标“ \pm ”代表左右圆偏振, 下标“ \pm ”代表 OAM 螺旋波前旋转方向; 为了避免 OAM 模式退化以及方便 OAM 应用, m 一般取值为 1. 此时, 该光纤可以用来传输涡旋光束, 且支持传输的 OAM 阶数为 $l = 1$ —11, 共 42 个 OAM 模式, 与文献 [34] 可支持 110 个 OAM 模式相比, 本文所设计光纤既可以传输 OAM 模式

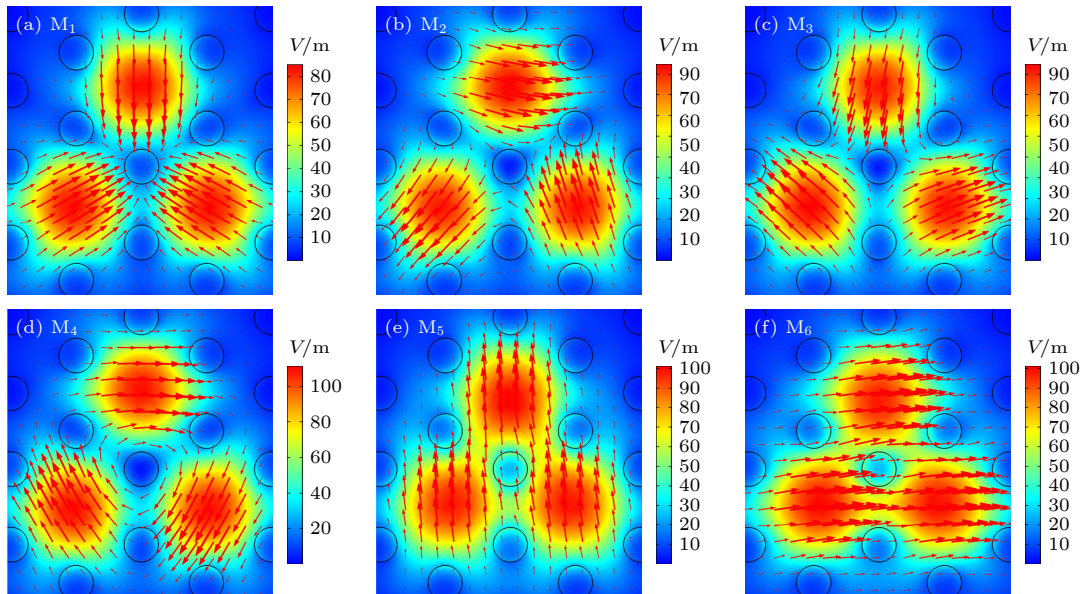


图 2 纤芯 6 个超模的模场分布情况

Fig. 2. Mode field distributions of six supermodes in the fiber core.

又能生成 OAM 模式, 且比部分涡旋光纤支持传输的 OAM 模式数要多^[33,35].

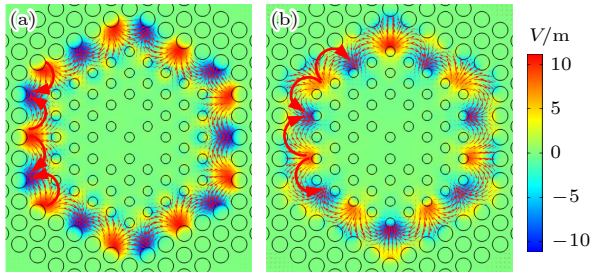


图 3 环形芯模式在 z 方向电场分布图 (a) $HE_{9,1}^{odd}$ 模式; (b) $EH_{7,1}^{even}$ 模式

Fig. 3. Electric field distributions of ring-core modes in z direction: (a) $HE_{9,1}^{odd}$ mode; (b) $EH_{7,1}^{even}$ mode.

4 扭曲状态的分析结果

4.1 OAM 的产生

光纤沿着 $+z$ 方向顺时针螺旋扭曲, 扭曲率为 α . 当扭曲率 $\alpha = 7853.98$ rad/m, 入射光波长 $\lambda = 1500$ nm 时, 系统地计算了光纤支持的模式. 根据结果可知, 环形芯支持的 EH 本征模式包括 $EH_{13,1}^{odd}$, $EH_{12,1}^{odd}$, ..., $EH_{7,1}^{odd}$, $EH_{6,1}^{odd}$, $EH_{6,1}^{even}$, ...; 支持的 HE 本征模式包括 $HE_{16,1}^{even}$, $HE_{15,1}^{odd}$, ..., $HE_{6,1}^{even}$, $HE_{5,1}^{odd}$, $HE_{5,1}^{even}$, 由于介电张量和磁导率张量的改变, 环

形芯支持的本征模式与未扭曲状态有所不同, 部分本征模式不再以奇偶模式成对出现, 其中的奇模或者偶模会消失, 且支持的本征模式阶数有所升高. 为了解螺旋扭曲对光纤模式相位的影响, 进一步观察环形芯模式的相位图. 图 4(b), (c) 分别为 $HE_{10,1}^{even}$ 和 $HE_{5,1}^{odd}$ 模式的相位图, 左边为二维分布, 右边为三维分布, 可以观察到明显的螺旋波前, 即环形芯模式携带了 OAM.

双包层-三芯光子晶体光纤除了纤芯超模和环形芯模式之外, 还存在一种电磁场很弱的模式, 即纤芯模场泄漏进第一层包层中而产生的泄漏模式. 当光纤未扭曲时, 环形芯模式和泄漏模式的玻印亭矢量精确指向光纤轴的方向, 而当光纤螺旋扭曲后存在螺旋通道感应, 纤芯外部的光被迫沿着螺旋路径进行传播, 则存在部分光能量指向光纤横向平面, 即此时环形芯模式和泄漏模式的玻印亭矢量部分指向光纤横向平面. 如图 4(a) 所示, 其中 S_{SM} 为螺旋扭曲光纤中的玻印亭矢量, S_z 为 z 轴上的分量, S_{az} 为横向平面的分量, 这导致方位角上出现动量流分量, 即产生了 OAM. 综上, 环形芯的模式和泄漏模式均会携带 OAM, 但由于环形芯对电磁场的束缚更强, 所以环形芯模式携带的 OAM 比泄漏模式携带的 OAM 更明显且易观察.

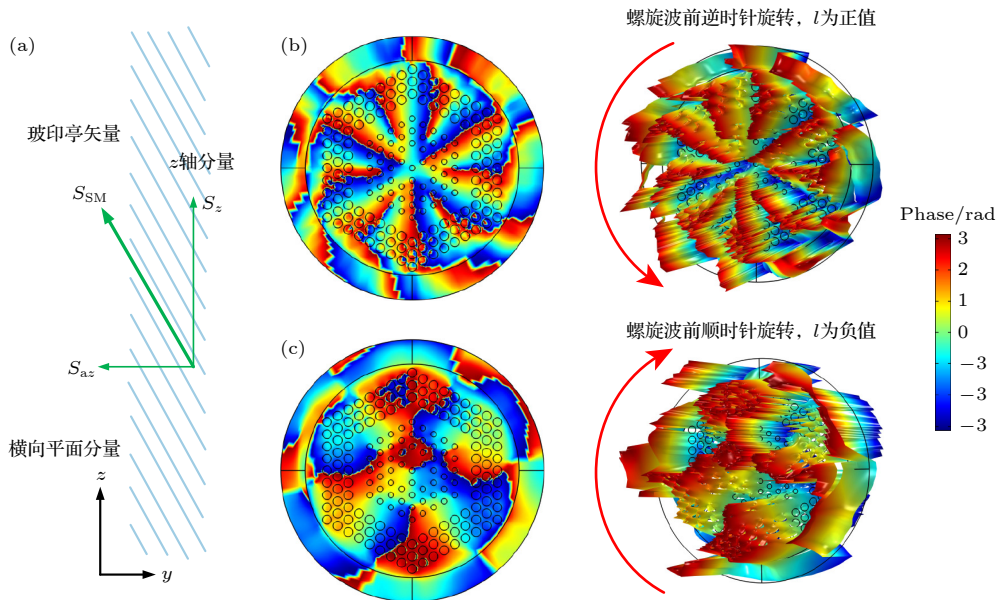


图 4 螺旋扭曲光纤的玻印亭矢量分布图和相位图 (a) 环形芯模式和泄漏模式的玻印亭矢量分布; (b) $HE_{10,1}^{even}$ 模式 (等价于弱 $OAM_{+9,1}^-$ 模式) 的相位图; (c) $HE_{5,1}^{odd}$ 模式 (等价于弱 $OAM_{-4,1}^+$ 模式) 的相位图

Fig. 4. Poynting vector distribution and phase diagrams of helically twisted fiber: (a) Poynting vector distribution of ring-core modes and leaky modes; (b) phase diagrams of $HE_{10,1}^{even}$ mode (equivalent to $OAM_{+9,1}^-$ mode); (c) phase diagrams of $HE_{5,1}^{odd}$ mode (equivalent to $OAM_{-4,1}^+$ mode).

此时还需要说明的是,螺旋扭曲使环形芯模式出现了左右圆极化,即高阶奇(偶)模式可以看成右(左)圆偏振模式,具有不同有效折射率和拓扑电荷的本征模式可直接被视为离散弱 OAM 模式^[36],如下所示:

$$\begin{aligned} \text{OAM}_{+(-)l,m}^{-(+)} &= \text{HE}_{l+1,m}^{\text{even(odd)}}, \\ \text{OAM}_{-(+)l,m}^{-(+)} &= \text{EH}_{l-1,m}^{\text{even(odd)}}, \end{aligned} \quad (8)$$

式中的上标“±”代表左右圆极化方向,下标“±”代表 OAM 螺旋波前的方向.这里规定,沿着 $-z$ 方向观察,螺旋波前沿着逆时针进行旋转,则其 OAM 阶数 $l > 0$,螺旋波前沿着顺时针旋转则其 OAM 阶数 $l < 0$,而极化方向逆时针旋转时为 RC 偏振态,其自旋角动量 $s = -1$,极化方向顺时针旋转时为 LC 偏振态,其自旋角动量 $s = +1$.

除了上述现象之外,螺旋扭曲还使得环形芯模式的有效折射率发生了变化^[27].变化后的有效折射率与笛卡尔坐标下的有效折射率存在关系:

$$n'_{\text{eff-t}} = n_{\text{eff}} + \frac{j\lambda}{\Lambda_L} = n_{\text{eff}} + \frac{j\lambda\alpha}{2\pi}. \quad (9)$$

(9) 式可有效估算扭曲后环形芯模式的有效折射率,其精确度可达 0.01. 式中,环形芯模式的角动量 $j = l + s$, s 代表自旋角动量, l 代表 OAM; 而 Λ_L 为螺旋扭曲的周期, α 为扭曲率. 环形芯中的模式携带 OAM, 且其值 l 的大小和螺旋波前方向可以通过分析仿真相位图得到.

通过 (8) 式对本征模式进行转换后,图 4(b), (c) 分别可以看成弱 $\text{OAM}_{+9,1}^-$ 模式和弱 $\text{OAM}_{-4,1}^+$ 模式的相位图. 针对弱 $\text{OAM}_{+9,1}^-$ 模式,其扭曲状态和未扭曲状态的有效折射率分别为

$$n'_{\text{eff}} = 1.429228744, n_{\text{eff}} = 1.411620395,$$

且其 OAM, 自旋角动量以及总角动量分别为 $l = +9$, $s = -1$, $j = +8$, 则将已知变量代入 (9) 式可得扭曲状态下模式有效折射率的计算值为

$$n'_{\text{eff-t}} = 1.426620395,$$

存在 $n'_{\text{eff}} \approx n'_{\text{eff-t}}$. 针对弱 $\text{OAM}_{-4,1}^+$ 模式,其扭曲和未扭曲状态下的有效折射率分别为

$$n'_{\text{eff}} = 1.416019443, n_{\text{eff}} = 1.424350405,$$

其 OAM, 自旋角动量以及角动量分别为 $l = -4$, $s = +1$, $j = -3$. 相似地按照 (9) 式计算得到有效折射率的计算值为

$$n'_{\text{eff-t}} = 1.418725405,$$

存在 $n'_{\text{eff}} \approx n'_{\text{eff-t}}$. 综上,螺旋扭曲后模式的有效折射率变化符合 (9) 式.

本节详细分析了螺旋扭曲对环形芯模式产生的影响,可以推测螺旋扭曲同样会对纤芯超模产生很大的影响,鉴于理想 OAM 模式的生成依赖于纤芯超模和环形芯模式的共振耦合,所以下文将从螺旋扭曲对纤芯超模产生的影响和共振耦合两方面进行研究.

4.2 圆双折射

当光纤螺旋扭曲时,针对纤芯模式进行研究发现,随着扭曲率的增加纤芯模式会出现圆双折射现象,如图 5 所示. 3 个模组中的左旋和右旋圆偏振模 (LC 偏振模和 RC 偏振模) 发生有效折射率的分裂^[37],且随着扭曲率的增大呈“<”对称走势变化,即每个模组包含的两个超模一个随着扭曲率上升,另一个随着扭曲率下降. 为了更好地展示扭曲率对圆双折射的影响,图 5 中的扭曲率呈非规律性增大. 4.1 节已经详细解释了泄漏模式会携带微弱的 OAM,为了解释圆双折射现象,引入布洛赫波. 泄漏模式的场在方位角上遵循螺旋布洛赫波定理^[38],布洛赫可分为主波和谐波,主波指向光纤轴不携带 OAM (OAM 阶数为 0),谐波携带 OAM. 随着光纤发生扭曲, OAM 阶数相反的两个弱布洛赫谐波在纤芯周围以不同强度朝相反方向前进,进一步在方位角上产生功率流,从而导致圆双折射的产生.

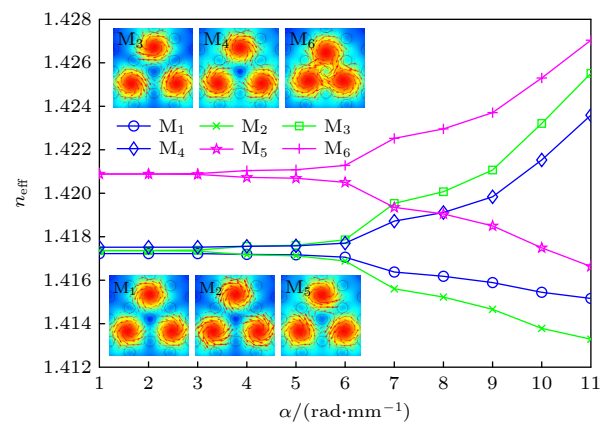


图 5 圆双折射现象 (内部图片为纤芯超模的极化状态)
Fig. 5. Diagram of circular birefringence (Internal pictures show the polarization of the core supermodes).

在螺旋坐标系下,超模的有效折射率为 n'_{eff} ,其可以通过 (9) 式进行计算,此时可以精确到 0.001.

对超模圆双折射作出贡献的 OAM 更多被限制在围绕纤芯中心的包层同心环中, 因此可以忽略^[39], 结合 4.1 节对极化方向与自旋角动量关系的描述, 模 3、模 4 和模 6 的角动量 $j = +1$, 而模 1、模 2 和模 5 的角动量 $j = -1$. 当扭曲率 $\alpha = 7853.98 \text{ rad/m}$, 入射光波长 $\lambda = 1500 \text{ nm}$ 时, 模 5 螺旋扭曲前后的有效折射率分别为

$$n_{\text{eff}} = 1.422652075, n'_{\text{eff}} = 1.420882783,$$

其 OAM、自旋角动量以及角动量分别为 $l = 0, s = -1, j = -1$, 代入 (9) 式可得有效折射率的计算值为

$$n'_{\text{eff-t}} = 1.420777075,$$

满足 $n'_{\text{eff}} \approx n'_{\text{eff-t}}$. 模 6 螺旋扭曲前后的有效折射率差分别为

$$n_{\text{eff}} = 1.422652148, n'_{\text{eff}} = 1.424667398,$$

其 OAM、自旋角动量以及角动量值分别为 $l = 0, s = +1, j = +1$, 则按照 (9) 式计算扭曲后模式的有效折射率为 $n'_{\text{eff-t}} = 1.424527148$, 满足 $n'_{\text{eff}} \approx n'_{\text{eff-t}}$.

4.3 共振耦合

当扭曲率 $\alpha = 7853.982 \text{ rad/m}$ 时, 在波长范围 $\lambda = 1000\text{--}2400 \text{ nm}$ 内绘制 6 个超模的损耗谱, 损耗值可以通过 (10) 式计算, 图 6(a)—(d) 为 9 个损耗峰. 在波长 $\lambda = 1360$ (峰 a), 1820 (峰 b 和峰 c), 1900 (峰 d 和峰 e), 1940 (峰 f), 2000 (峰 g 和峰 h), 2350 nm (峰 i) 处出现损耗峰, 且随着波长的增大损耗峰越明显、密集, 此时纤芯超模有更多能量泄漏进环形芯中. 环形芯中的模式损耗较大, 能量比例低, 而纤芯超模的损耗相对较小, 所以实际应用中要将环形芯与纤芯超模相结合. 损耗峰是纤芯超模与环形芯中的模式发生共振耦合所导致的, 当发生共振耦合时, 纤芯超模的损耗升高, 环形芯模式损耗降低, 即纤芯超模与环形芯模式之间发生了能量的转移^[40], 从而使得纤芯超模携带 OAM, 整个光纤处于一种混合模式状态即 OAM 模式, 此时生成的 OAM 更具有可实际应用价值. 结合 (8) 式可知, 光纤特殊的结构设计使得光纤的“环”能够支持

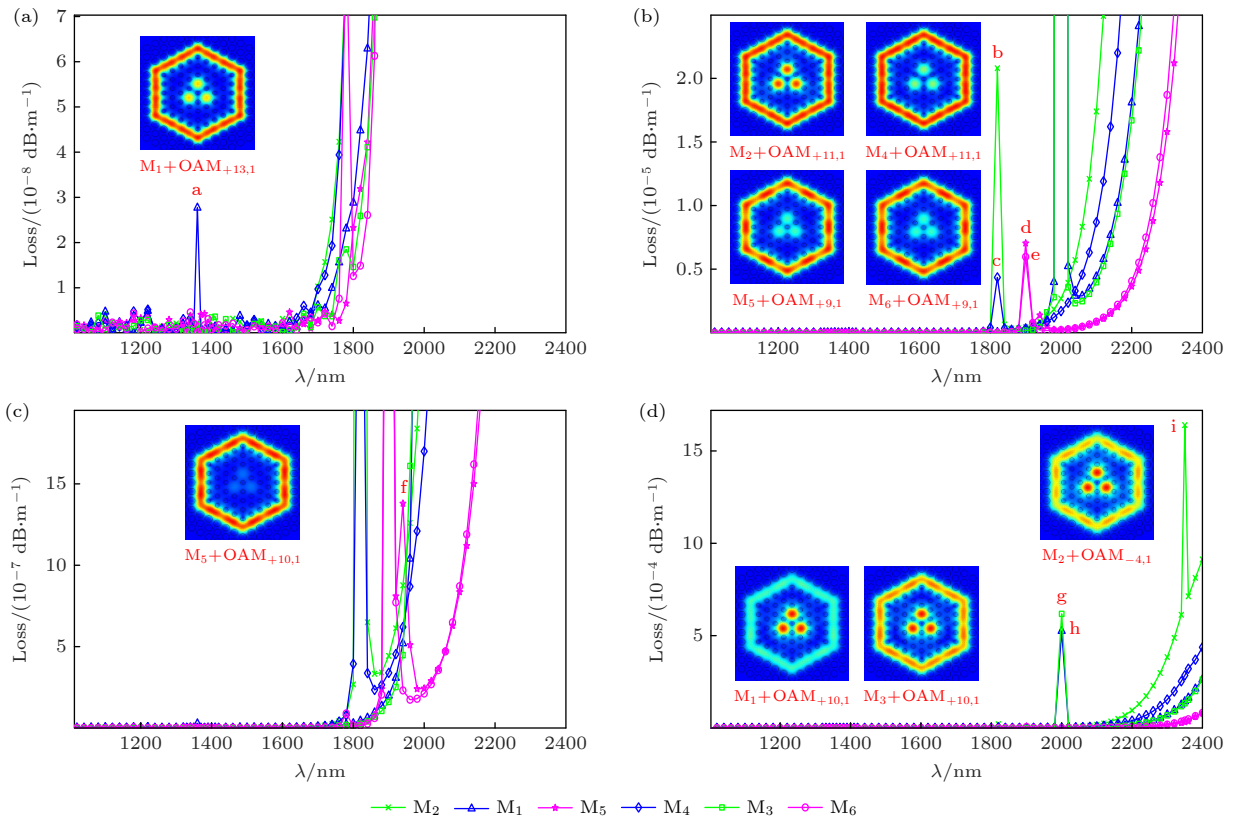


图 6 $\alpha = 7853.982 \text{ rad/m}$ 时, 超模损耗谱中明显的损耗峰 (内部图片为发生共振耦合时的模场分布) (a) $\lambda = 1360 \text{ nm}$ (峰 a); (b) $\lambda = 1820$ (峰 b 和峰 c) 和 1900 nm (峰 d 和峰 e); (c) $\lambda = 1940 \text{ nm}$ (峰 f); (d) $\lambda = 2000$ (峰 g 和峰 h) 和 2350 nm (峰 i)

Fig. 6. Loss peaks in loss spectra when $\alpha = 7853.982 \text{ rad/m}$ (Internal images show the mode field distribution when resonant couplings occur): (a) $\lambda = 1360 \text{ nm}$ (peak a); (b) $\lambda = 1820$ (peak b and peak c) and 1900 nm (peak d and peak e); (c) $\lambda = 1940 \text{ nm}$ (peak f); (d) $\lambda = 2000$ (peak g and peak h) and 2350 nm (peak i).

较高阶数的本征模式, 所以共振耦合后生成的 OAM 模式阶数较高. 表 1 整理了波长域内损耗峰的具体情况, 在 1000—2400 nm 波段内共生成 9 个 OAM 模式, 它们按照阶数从低到高依次排列为“OAM_{-4,1}, OAM_{+9,1}, OAM_{+10,1}, OAM_{+11,1}, OAM_{+13,1}”. 同时发现不同纤芯超模耦合相同环形芯模式可以生成同阶 OAM 模式, 以及不同纤芯超模耦合不同环形芯模式也可以生成同阶 OAM 模式. OAM 模式的损耗是指损耗谱中损耗峰值的大小, 已有报道生成的 OAM 模式损耗均较高, 如文献 [23, 27] 中发生共振耦合从而生成 OAM 模式的损耗最低情况在 10⁻¹ dB/m 数量级, 而本文所设计的螺旋扭曲光纤生成的 OAM 模式的损耗最高情况也在 10⁻³ dB/m 数量级, 与已有文献 [41] 相比 OAM 模式损耗降低至少 2 个数量级, 提高了 OAM 实际应用的价值. 损耗 (dB·m⁻¹) 计算公式为

$$L(\lambda) = -8.686 \frac{2\pi}{\lambda} \text{Im}(n_{\text{eff}}). \quad (10)$$

光纤螺旋扭曲后支持模式的传播常数改变, 进而导致有效折射率改变. 图 7 为 $\alpha = 7853.982$ rad/m 时, 模式有效折射率随波长的变化关系. 在特定波长处, 发生共振耦合时纤芯超模和环形芯模式的等效折射率的实部相交 [27], 因此共振耦合的发生需要满足相位匹配条件, 即满足

$$n'_{\text{co}} = n'_{\text{rc}}. \quad (11)$$

而耦合长度定义为纤芯超模能量全部转移到环形芯模式时的长度, 其计算公式为

$$L_C = \frac{\pi}{|\beta_{\text{co}} - \beta_{\text{rc}}|} = \frac{\lambda}{2|n_{\text{co}} - n_{\text{rc}}|}, \quad (12)$$

其中, n_{co} 和 n_{rc} 为笛卡尔坐标系下的有效折射率, 具体耦合长度见表 1. 共振耦合可分为两种, 一种是同旋向耦合, 即具有相同自旋方向的模式之间的耦合, 例如模 5 与 OAM_{+10,1} 是同旋向耦合; 另一种是相反旋向的耦合, 即具有相反自旋方向的模式之间的耦合, 例如模 5 与 OAM_{+9,1} 是相反旋向的耦合.

表 1 $\alpha = 7853.982$ rad/m 时, 共振耦合具体情况
Table 1. Specific situation of resonance couplings when $\alpha = 7853.982$ rad/m.

Peaks	$L_C/\mu\text{m}$	Peaks	$L_C/\mu\text{m}$
M1 (RC, $s = -1$) + OAM _{+13,1} ⁺ (EH _{12,1} ^{odd}) = a	36.20	M1 (RC, $s = -1$) + OAM _{+10,1} ⁺ (EH _{9,1} ^{odd}) = h	47.95
M2 (RC, $s = -1$) + OAM _{+11,1} ⁺ (EH _{10,1} ^{odd}) = b	40.81	M2 (RC, $s = -1$) + OAM _{-4,1} ⁻ (HE _{5,1} ^{odd}) = i	125.32
M3 (LC, $s = +1$) + OAM _{+10,1} ⁻ (HE _{11,1} ^{even}) = g	46.44	—	—
M4 (LC, $s = +1$) + OAM _{+11,1} ⁻ (HE _{12,1} ^{even}) = c	38.68	—	—
M5 (RC, $s = -1$) + OAM _{+9,1} ⁺ (EH _{8,1} ^{odd}) = d	50.18	M5 (RC, $s = -1$) + OAM _{+10,1} ⁻ (HE _{11,1} ^{even}) = f	36.93
M6 (LC, $s = +1$) + OAM _{+9,1} ⁻ (HE _{10,1} ^{even}) = e	47.47	—	—

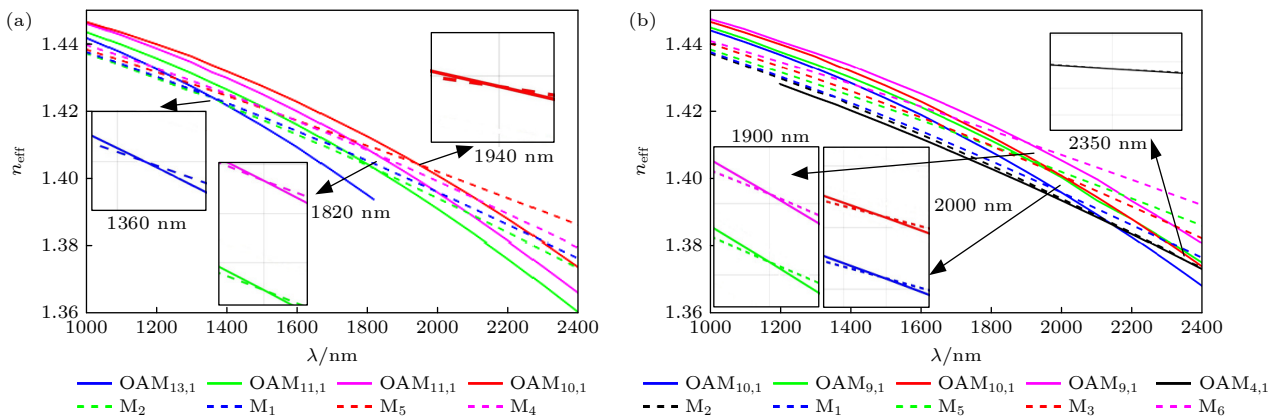


图 7 $\alpha = 7853.982$ rad/m 时, 模式的折射率与波长的变化 (a) $\lambda = 1360, 1820$ 和 1940 nm; (b) $\lambda = 1900, 2000$ 和 2350 nm

Fig. 7. Relationship between refractive index and wavelength at $\alpha = 7853.982$ rad/m: (a) $\lambda = 1360, 1820$ and 1940 nm; (b) $\lambda = 1900, 2000$ and 2350 nm.

5 扭曲率的影响

在仿真过程中发现,不同的扭曲率对 OAM 模式的生成有很大的影响. 为了提高 OAM 生成器的实际可用性,详细研究不同扭曲率下的共振耦合和模式纯度.

5.1 不同扭曲率下的共振耦合

为了更好地探究扭曲率对共振耦合的影响,围绕扭曲率 $\alpha = 7853.982 \text{ rad/m}$ 取两个不同的值并绘制其损耗谱如图 8(a), (b) 所示, 为了对损耗峰进行更好地观察和比较, 额外计算了 2400—2500 nm 波段内的损耗谱. 将图 8 中扭曲率分别为 7391.983 和 8377.58 rad/m 的损耗谱与图 6 中扭曲率为 7853.982 rad/m 的损耗谱相比较发现, 当 $\alpha = 7391.983 \text{ rad/m}$ 时, 模 1 与 $\text{OAM}_{+13,1}^+$ 的共振耦合(峰 a) 以及模 5 与 $\text{OAM}_{-10,1}^-$ 的共振耦合(峰 f) 很小, 其损耗峰在损耗谱中观察不到, 而其余损耗峰出现在波长 $\lambda = 1816.5$ (峰 b 和峰 c), 1895 (峰 d 和峰 e), 1995 (峰 g 和峰 h) 和 2345 nm(峰 i) 处, 共 7 个损耗峰. 当扭曲率 $\alpha = 8377.58 \text{ rad/m}$ 时, 由于损耗峰在波长域内出现明显右移, 各个损耗峰出现在波长 $\lambda = 1441$ (峰 a), 1910 (峰 c), 1920 (峰 b), 1985 (峰 e 和峰 d), 2035 (峰 f), 2094 (峰 g 和峰 h) 和 2410 nm (峰 i 和峰 k), 共 10 个损耗峰.

对仿真结果的进一步研究发现, 光纤在不同的扭曲率下生成的 OAM 模式大部分相同(发生共振耦合的纤芯模式和环形芯模式以及它们生成的 OAM 模式均相同) 且阶数值是跳跃. 结合共振耦合的相位匹配条件 $n'_{\text{co}} = n'_{\text{rc}}$, 即 (11) 式和 (9) 式可知, 光纤螺旋扭曲后光纤模式的有效折射率 n'_{eff} 随波长的变化关系与角动量 j 和扭曲率 α 及未扭曲状态下光纤模式的有效折射率 n_{eff} 有关, 其中有效折射率 n_{eff} 与光纤结构有关且初始值不一样, 而支持的角动量阶数 j 与光纤结构和扭曲率有关, α 是需要讨论的变量. 综上, 当 α 一定时, 光纤结构将直接决定何种纤芯模式与何种环形芯模式耦合生成 OAM 模式, 即光纤结构的特殊设计导致生成的 OAM 模式阶数是无规律、跳跃的 [42]. 当光纤结构确定后, 螺旋扭曲是光纤发生共振耦合的必要条件, 即扭曲率与理论上可生成的 OAM 模式阶数无关, 而与实际上可以生成的 OAM 模式阶数 l 有关.

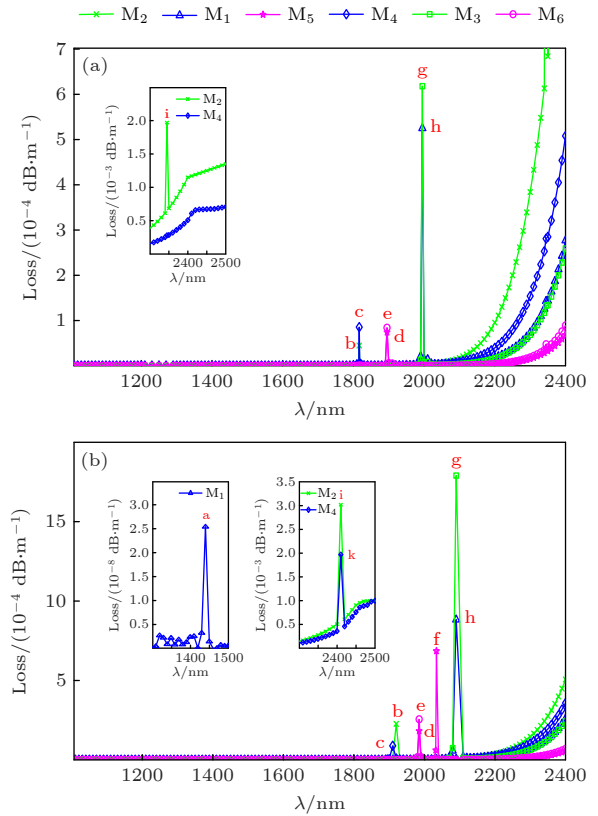


图 8 不同扭曲率下超模的损耗谱 (a) $\alpha = 7391.983 \text{ rad/m}$; (b) $\alpha = 8377.58 \text{ rad/m}$

Fig. 8. Loss spectra of supermodes at different twist rates: (a) $\alpha = 7391.983 \text{ rad/m}$; (b) $\alpha = 8377.58 \text{ rad/m}$.

通过比较图 6 和图 8 中的损耗谱可以得到 3 个结论. 首先, 纤芯超模为 RC 偏振态时, 更易与环形芯模式发生共振耦合生成较多的 OAM 模式. 其次, 随着 α 的增大, 损耗峰在波长域出现右移且峰值升高, 同时生成的 OAM 模式数量增加. 最后, 通过观察图 6 和图 8 并结合表 1 可以得到一条耦合规律: 当纤芯超模为 RC 偏振态且与环形芯模式发生同旋向共振耦合时, l 为奇数; 而与环形芯模式发生反旋向耦合时, l 为偶数; 当纤芯超模为 LC 偏振态, 与环形芯模式发生同旋向耦合时, l 为偶数; 而与环形芯模式发生反旋向耦合时, l 为奇数.

5.2 不同扭曲率的模式纯度

模式纯度是评价 OAM 生成器的重要指标, 且模式纯度越高代表性能越好. OAM 模式的纯度 [43] 表达式为

$$\text{Purity} = \frac{I_{\text{co}} + I_{\text{rc}}}{I_{\text{c}}} = \frac{\iint_{\text{co+rc}} |E|^2 dx dy}{\iint_{\text{c}} |E|^2 dx dy}. \quad (13)$$

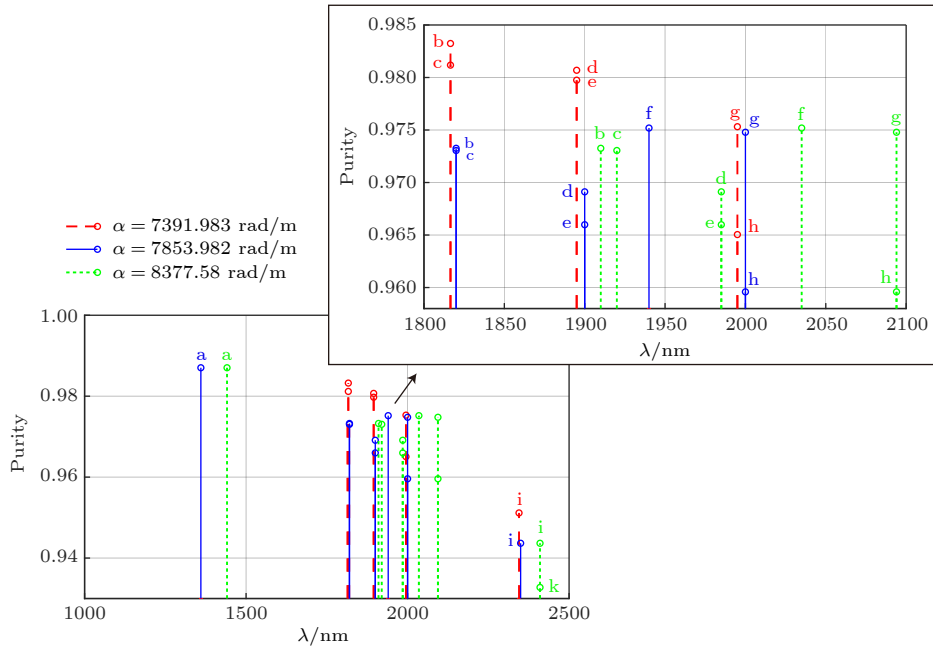


图 9 不同扭曲率下的 OAM 模式纯度

Fig. 9. Mode purity at different twist rates.

当发生共振耦合时, I_{co} 是纤芯平均光强, I_{rc} 是环形芯的平均光强, I_c 是横截面上的平均光强, \mathbf{E} 是电场矢量. 图 9 为不同扭曲率下 OAM 模式的纯度, 观察发现, 随着扭曲率的增大, 模式的纯度呈下降趋势, 但所有模式的纯度仍大于 93%, 比一般扭曲光纤生成的 OAM 模式纯度 ($> 90\%$) 理想^[44]. 因此, 实际应用时要综合考虑, 选择的扭曲率既要提高生成的 OAM 模式的数量, 又要尽可能达到较高的模式纯度.

6 结 论

为了生成更多较高阶数的 OAM 模式, 以及降低生成的 OAM 模式的损耗, 设计了一种双包层-三芯光子晶体光纤. 利用光学变换原理建立该光纤螺旋扭曲状态下的二维电磁场仿真模型, 并结合有限元方法分析了其模式特性, 得到如下结论. 首先, 该光纤通过螺旋扭曲可以生成高阶 OAM 模式, 当扭曲率 $\alpha = 7853.982 \text{ rad/m}$ 时, 最高阶数达到+13 阶, 且 OAM 模式的损耗最大值也在 $1.64 \times 10^{-3} \text{ dB/m}$ 量级, 比已有的螺旋光纤生成的 OAM 模式损耗降低至少 2 个数量级, 以及 OAM 模式的纯度大于 93%. 其次, 扭曲率越大生成的 OAM 模式数量越多, 但损耗相对越高, 实际应用时可根据需要设置不同的扭曲率实现对 OAM 的调制. 最后, 当纤芯超模为

RC 偏振态时, 生成的 OAM 模式数量较多, 且其与环形芯模式发生同旋向共振耦合后生成的 OAM 模式阶数为奇, 其与环形芯模式发生反旋向共振耦合后生成的 OAM 模式阶数为偶, 纤芯超模为 LC 偏振态时则情况相反. 该 OAM 发生器一方面可以与基于 OAM 的光纤通信系统更好地融合从而减少不必要损耗, 另一方面不同阶数的涡旋光在螺旋扭曲的光纤中传输损耗不同, 因此可以通过控制扭曲率实现对 OAM 模式滤波.

参考文献

- [1] Allen L, Beijersbergen M W, Spreeuw R J C, Woerdman J P 1992 *Phys. Rev. A* **45** 8185
- [2] Wang J 2019 *Sci. China-Phys. Mech. Astron.* **62** 034201
- [3] Guanghao R, Xiaoyan W, Yiping C 2015 *Opt. Express* **23** 25707
- [4] Qiu X D, Li F S, Zhang W H, Zhu Z H, Chen L X 2018 *Optica* **5** 208
- [5] Vaity P, Rusch L 2015 *Opt. Lett.* **40** 597
- [6] Li D L, Chang C L, Nie S P, Feng S T, Ma J, Yuan C J 2018 *Appl. Phys. Lett.* **113** 121101
- [7] Ji W, Lee C H, Chen P, Hu W, Ming Y, Zhang L J, Lin T H, Chigrinov V, Lu Y Q 2016 *Sci. Rep.* **6** 25528
- [8] Terhalle B, Langner A, Päivänranta B, Guzenko V A, David C, Ekinci Y 2011 *Opt. Lett.* **36** 4143
- [9] Cai X L, Wang J W, Strain M J, Johnson-Morris B, Zhu J B, Sorel M, O' Brien J L, Thompson M G, Yu S Y 2012 *Science* **338** 363
- [10] Gambini F, Velha P, Oton C J, Faralli S, 2016 *IEEE Photonics Technol. Lett.* **28** 2355

- [11] González N, Molina-Terriza G, Torres J P 2006 *Opt. Express* **14** 9093
- [12] Pidishety S, Khudus M, Gregg P, Ramachandran, S, Srinivasan B, Brambilla G 2016 *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)-Science and Innovation* San Jose, California, United States, June 5–10, 2016 pSTu1 F. 2
- [13] Wang T, Wang F, Shi F, Pang F F, Huang, S J, Wang T Y, Zeng X L 2017 *J. Lightwave Technol.* **35** 2161
- [14] Wu S H, Li Y, Feng L P, Zeng X L, Li W, Qiu J F, Zuo Y, Hong X B, Yu H, Chen R, Giles L P, Wu J 2018 *Opt. Lett.* **43** 2130
- [15] Jiang Y C, Ren G B, Lian Y D, Zhu B F, Jin W X, Jian S S 2016 *Opt. Lett.* **41** 3535
- [16] Li S H, Zhe X, Zhao R X, Shen L, Du C, Wang J 2018 *IEEE Photonics J.* **10** 6601607
- [17] Li S H, Mo Q, Hu X, Du C, Wang J 2015 *Opt. Lett.* **40** 4376
- [18] Han Y, Liu Y G, Wang Z, Huang W, Chen L, Zhang H W, Yang K 2017 *Nanophotonics* **7** 287
- [19] Cao X B, Liu Y Q, Zhang L, Zhao Y H, Wang T Y 2017 *Appl. Opt.* **56** 5167
- [20] Fu C L, Liu S, Bai Z Y, He J, Liao C R, Wang Y, Li Z L, Zhang Y, Yang K M, Yu B, Wang Y P 2018 *J. Lightwave Technol.* **36** 1683
- [21] Wang X, Zeng J W, Sun J B, Nezhad V F, Cartwright A N, Litchinitser N M 2014 *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) - Laser Science to Photonic Applications* San Jose, California, United States, June 8–13, 2014 pJTU4 A. 34
- [22] Yu J, Fu C L, Bai Z Y, Wang Y P 2021 *J. Lightwave Technol.* **39** 1416
- [23] Wong G K L, Kang M S, Lee H W, Biancalana F, Conti C, Weiss T, Russell P St J 2012 *Science* **337** 446
- [24] Xi X M, Wong G K L, Frosz M H, Babic F, Ahmed G, Jiang X, Euser T G, Russell P St J 2014 *Optica* **1** 165
- [25] Russell P St J, Beravat R, Wong G K L 2017 *Phil. Trans. R. Soc. A* **375** 20150440
- [26] Fu C L, Liu S, Wang Y, Bai Z Y, He J, Liao C R, Zhang F, Zhang F, Yu B, Gao S C, Li Z H, Wang Y P 2018 *Opt. Lett.* **43** 1786
- [27] Zhang Y F, Li B Y, Xia C M, Hou Z Y, Zhou G Y 2020 *Opt. Commun.* **475** 126245
- [28] Ren K L, Ren L Y, Liang J, Yang L, Xu J, Han D D, Wang Y K, Liu J H, Dong J, He H Y, Zhang W F 2021 *Opt. Express* **29** 8441
- [29] Fujisawa T, Sato T, Saitoh K 2017 *J. Lightwave Technol.* **35** 2894
- [30] Nicolet A, F Zolla, Ould Agha F, Guenneau S 2008 *Compel* **27** 806
- [31] Nicolet A, Zolla F, Agha Y O, Guenneau S 2007 *Wave. Random. Complex* **17** 559
- [32] Edavalath N N, Gnendi M C, Beravat R, Wong G K L, Frosz M H, Mnard J M, Russell P St J 2017 *Opt. Lett.* **42** 2074
- [33] Xu M N, Zhou G Y, Chen C, Zhou G, Sheng Z C, Hou Z Y, Xia C M 2018 *J. Opt.* **47** 428
- [34] Zhang L, Zhang K, Peng J, Deng J, Yang Y, Ma J 2018 *Opt. Commun.* **429** 189
- [35] Kabir M A, Hassan M M, Ahmed K, Rajan M S M, Aly A H, Hossain M N, Paul B K 2020 *Opt. Quant. Electron.* **52** 331
- [36] Ye J F, Li Y, Han Y H, Deng D, Guo Z Y, Gao J M, Sun Q Q, Liu Y, Qu S L 2016 *Opt. Express* **24** 8310
- [37] Xi X M, Weiss T, Wong G K L, Biancalana F, Barnett S M, Padgett M J, Russell P St J 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 143903
- [38] Beravat R, Wong G K L, Xi X M, Frosz M H, Russell P St J 2016 *Opt. Lett.* **41** 1672
- [39] Weiss T, Wong G K L, Biancalana F, Barnett S M, Xi X M, Russell P St J 2013 *J. Opt. Soc. Am. B* **30** 2921
- [40] Liu H, Wang H R, Chen C C, Zhang W, Zhang S, Wang Q, Ding Y 2019 *Opt. Fiber Technol.* **47** 164
- [41] Napiorkowski M, Urbanczyk W S 2018 *Opt. Express* **26** 12131
- [42] Napiorkowski M, Renversez G, Urbanczyk W 2019 *Opt. Express* **27** 5447
- [43] Zhao L J, Zhao H Y, Xu Z N, Liang R Y 2021 *Commun. Theor. Phys.* **73** 085501
- [44] Cui C, Wang Z, Li Q, Wu C Q, Wang J 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 064211 (in Chinese) [崔燊, 王智, 李强, 吴重庆, 王健 2019 物理学报 **68** 064211]

Helically twisted double-cladding-three-core photonic crystal fiber for generation of orbital angular momentum*

Zhao Li-Juan¹⁾²⁾³⁾ Jiang Huan-Qiu¹⁾ Xu Zhi-Niu^{1)†}

1) (*School of Electrical and Electronic Engineering, North China Electric Power University, Baoding 071003, China*)

2) (*Hebei Key Laboratory of Power Internet of Things Technology, North China Electric Power University, Baoding 071003, China*)

3) (*Baoding Key Laboratory of Optical Fiber Sensing and Optical Communication Technology, North China Electric Power University, Baoding 071003, China*)

(Received 17 December 2022; revised manuscript received 5 May 2023)

Abstract

Aiming at the shortcomings of helically twisted single-cladding-few-core photonic crystal fibers in generating orbital angular momentum (OAM), the double-cladding and three-core structures with non-uniform inner and outer air holes are introduced into a photonic crystal fiber for the first time and the generation of high-order OAM modes through helical twisting is realized. The fiber is expected to reduce the losses of the generated OAM modes by introducing a specially designed double-cladding structure, while the three cores distributed in a regular triangle around the center are expected to increase the number of generated OAM modes. On the basis of optical transformation theory, the optical fiber is systematically analyzed by the finite element method. It is found that with the twist rate $\alpha = 7853.98$ rad/m, the generated OAM modes include “OAM_{-4,1}, OAM_{+9,1}, OAM_{+10,1}, OAM_{+11,1}, OAM_{+13,1}”, where +13 is the highest order in the OAM modes currently generated by using helically twisted fibers. And the losses of OAM modes are all less than 1.64×10^{-3} dB/m, which is at least two orders of magnitude lower than the lowest OAM mode loss reported in the existing references (Napiorkowski M, Urbanczyk W S 2018 *Opt. Express* **26** 12131), and their purity is greater than 93%. Further studies show that the generation of orbital angular momentum depends on the resonant coupling between the core supermode and the ring-core mode, and the parity of the order of the generated OAM modes is related to the polarization direction of the fiber core supermode and the ring-core mode.

Keywords: orbital angular momentum, helically twisted optical fiber, resonance coupling, circular birefringence

PACS: 42.50.Tx, 42.81.-i, 42.25.Lc, 52.35.Mw

DOI: 10.7498/aps.72.20222405

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 62171185, 62273146), the Natural Science Foundation of Hebei Province, China (Grant No. E2020502010), and the S&T Program of Hebei Province, China (Grant No. SZX2020034).

† Corresponding author. E-mail: wzcjxx@163.com



螺旋扭曲双包层-三芯光子晶体光纤用于轨道角动量的生成

赵丽娟 姜焕秋 徐志钮

Helically twisted double-cladding-three-core photonic crystal fiber for generation of orbital angular momentum

Zhao Li-Juan Jiang Huan-Qiu Xu Zhi-Niu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 134201 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20222405

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222405>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

长周期多芯手征光纤轨道角动量的调制

Modulation of orbital angular momentum in long period chirally-coupled-cores fiber

物理学报. 2019, 68(6): 064211 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182036>

一种可用于轨道角动量的受激布里渊放大的光子晶体光纤放大器

Design of photonic crystal fiber amplifier based on stimulated Brillouin amplification for orbital angular momentum

物理学报. 2022, 71(7): 074206 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211909>

海洋湍流对光子轨道角动量量子通信的影响

Effects of ocean turbulence on photon orbital angular momentum quantum communication

物理学报. 2022, 71(1): 010304 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211146>

利用衍射光栅探测涡旋光束轨道角动量态的研究进展

Progress of detecting orbital angular momentum states of optical vortices through diffraction gratings

物理学报. 2018, 67(3): 034201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171899>

基于双层超表面的宽带、高效透射型轨道角动量发生器

Wideband and high efficiency orbital angular momentum generator based on bi-layer metasurface

物理学报. 2021, 70(3): 038101 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20200975>

基于平面相控阵的轨道角动量涡旋电磁波扫描特性

Beam steering of orbital angular momentum vortex wave based on planar phased array

物理学报. 2021, 70(23): 238401 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211119>