

长周期多芯手征光纤轨道角动量的调制

崔璨 王智 李强 吴重庆 王健

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

Cui Can Wang Zhi Li Qiang Wu Chong-Qing Wang Jian

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 064211 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20182036

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182036>

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

[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, 75(3): 34201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171899>

[基于轨道角动量的多自由度W态纠缠系统](#)

Entangled W state of multi degree of freedom system based on orbital angular momentum

物理学报. 2015, 72(14): 140301 <https://doi.org/10.7498/aps.64.140301>

[利用Sagnac干涉仪实现光子轨道角动量分束器](#)

Realisation of orbital angular momentum sorter of photons based on sagnac interferometer

物理学报. 2015, 72(13): 130704 <https://doi.org/10.7498/aps.64.130704>

[光子高阶轨道角动量制备、调控及传感应用研究进展](#)

Research progress on preparation, manipulation, and remote sensing applications of high-order orbital angular momentum of photons

物理学报. 2015, 72(16): 164210 <https://doi.org/10.7498/aps.64.164210>

[用波晶片相位板产生角动量可调的无衍射涡旋空心光束](#)

Generation of no-diffraction hollow vortex beams with adjustable angular momentum by wave plate phase plates

物理学报. 2015, 72(23): 234209 <https://doi.org/10.7498/aps.64.234209>

[声子角动量与手性声子](#)

Phonon angular momentum and chiral phonons

物理学报. 2018, 75(7): 76302 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172407>

长周期多芯手征光纤轨道角动量的调制*

崔燊¹⁾ 王智¹⁾²⁾ 李强¹⁾ 吴重庆¹⁾ 王健^{1)†}

1) (北京交通大学理学院光信息科学与技术研究所, 发光与光信息技术教育部重点实验室, 北京 100044)

2) (集成光电子学国家重点联合实验室, 北京 100083)

(2018年11月15日收到; 2019年1月3日收到修改稿)

基于矢量模式耦合理论, 在多模光纤中引入手性耦合纤芯结构, 设计了一种光纤型光轨道角动量调制器. 使用单根光纤, 无需施加扭转或应力, 可以实现任意光轨道角动量的调制. 通过理论分析与数值仿真, 研究了不同结构参数对轨道角动量模式纯度、传输损耗和有效折射率的影响. 在中心纤芯和旁纤芯传播常数不变的前提下, 旁纤芯数量对损耗影响较大, 通过相位匹配条件计算得到的螺距可以在一定数值范围内浮动变化, 两种纤芯的间距受限于模式损耗和光纤集成度.

关键词: 轨道角动量, 光纤, 光学涡旋, 模式

PACS: 42.81.Qb, 52.35.Mw

DOI: 10.7498/aps.68.20182036

1 引言

自1992年Allen等^[1]证明在近轴传播条件下具有相位因子 $\exp(i l \theta)$ 的光束带有轨道角动量(OAM)以来, 光轨道角动量得到了广泛的研究和应用, 在光场调控^[2]、空间光通信^[3]、光纤多维度复用(空分复用)传输^[4-7]、光镊^[8]以及传感检测^[9-12]等领域一直受到广大研究者的重视. 常用的OAM光束产生的方法主要是基于空间光调制器^[13]和螺旋相位板^[14]对波前相位进行调制, 前者需要在多级衍射光中进行光束的选取, 后者只适用于特定的波长和拓扑荷. 这两种方法使用的是空间分立器件, 不便于集成使用, 而且调制器价格昂贵. 因此研制高效、易于集成、价格较为便宜的OAM光束产生和调制器件是一项重要的挑战, 也是广泛应用OAM这一新自由度的前提.

光纤中两个HE模式 $\text{HE}_{mn}^{\text{even}}$ 和 $\text{HE}_{mn}^{\text{odd}}$ 的相位差为 $\pm\pi/2$ 时, 叠加后可得到拓扑荷为 $l = m - 1$ 的

OAM^[15], 即 $\text{OAM}_{\pm l, n}^{\pm\sigma} = \text{HE}_{l+1, n}^{\text{even}} \pm i \times \text{HE}_{l+1, n}^{\text{odd}}$, 其中 $\sigma = 1$ 表示自旋角动量, 即光的偏振态, $+\sigma$ 表示左旋圆偏光, $-\sigma$ 表示右旋圆偏光. 基于这一机理, 许多学者利用光纤和光纤器件研究了OAM的产生和调制. McGloin等^[16]对光纤施加横向应力, 打破弱导光纤中模式的简并, 实验验证了 $\text{HE}_{mn}^{\text{even}}$ 和 $\text{HE}_{mn}^{\text{odd}}$ 产生 $\pi/2$ 相位差时, 可实现OAM光束的调制. Ramachandran^[17]通过微弯长周期光纤光栅实现了OAM光束的产生; Alexeyev^[18]提出了基于 l 阶螺旋的扭光纤的OAM光束产生方法, 来实现OAM的调制. 以上方案都需要在系统中对光纤施加外力或进行光栅刻蚀来达到OAM产生和调制, 试验系统相对复杂. 而美国Michigan大学超快光学研究中心的Ma等基于手性耦合光纤结构^[19]设计了单根旁纤芯的手征耦合光纤^[20], 在700—1300 nm波段上实现了OAM的产生和调制, 且该种光纤加工过程与普通光纤相比, 只需在拉丝过程中以一定角速度旋转预制棒即可, 工艺较简单^[21].

本文利用长周期手性耦合结构的光纤, 在

* 国家自然科学基金(批准号: 61571035, 61401017, 61775012)和集成光电子学国家重点联合实验室开放课题(批准号: IOSKL2018KF22)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jwang@bjtu.edu.cn

1550 nm 波段上实现了单根光纤对 OAM 的调制, 分析了不同结构参数对 OAM 模式纯度和损耗的影响. 该方案可实现任意 OAM 光束的产生.

2 相位匹配条件

图 1 为长周期手性耦合光纤结构图, 直径较大的中心纤芯位于结构的中心, N 根直径较小的旁纤芯沿着手性螺旋路径围绕光纤轴逆时针旋转, 中心纤芯通过介质微扰可控制中心纤芯的模场分布, 螺旋间距用 Λ 表示, 中心纤芯与旁纤芯的距离用 r_{helix} 表示.

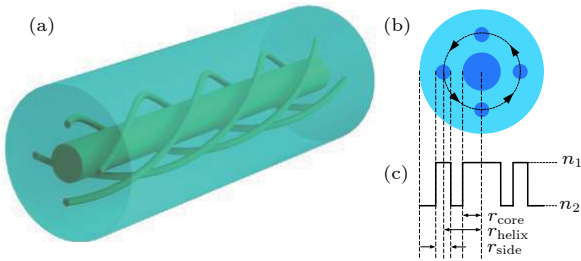


图 1 长周期手性耦合光纤结构 ($N=4$) (a) 三维示意图; (b) 横截面; (c) 折射率分布

Fig. 1. Structure of long-period chirally-coupled-core fiber ($N=4$): (a) Three-dimensional diagram; (b) cross section; (c) refractive-index profile.

由于角向周期性变化的材料可等效表为各向异性材料, 因此光纤介电常数为

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\varepsilon}(x, y, z) &= \begin{pmatrix} \varepsilon_{\text{clad}} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{\text{clad}} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\text{clad}} \end{pmatrix} \\ &+ \begin{pmatrix} \Delta\varepsilon_1(x, y) & 0 & 0 \\ 0 & \Delta\varepsilon_1(x, y) & 0 \\ 0 & 0 & \Delta\varepsilon_1(x, y) \end{pmatrix} \\ &+ \begin{pmatrix} \Delta\varepsilon_2(x, y, z) & 0 & 0 \\ 0 & \Delta\varepsilon_2(x, y, z) & 0 \\ 0 & 0 & \Delta\varepsilon_2(x, y, z) \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (1)$$

其中 $\varepsilon_{\text{clad}}$ 为包层的介电常数; $\Delta\varepsilon_1(x, y)$ 为中心纤芯与包层的介电常数之差, 由于中心纤芯为圆柱对称结构, 因此其在 z 方向上不变; $\Delta\varepsilon_2(x, y, z)$ 为旁纤芯与包层的介电常数之差, 其随 z 轴方向逆时针螺旋变化. 为了方便计算, 这里采用螺旋坐标系 (X, Y, Z) , 它与直角坐标系 (x, y, z) 的变换关系为

$$\begin{cases} X = x \cos Kz - y \sin Kz, \\ Y = x \sin Kz + y \cos Kz, \\ Z = z, \end{cases} \quad (2)$$

其中 $K = 2\pi/\Lambda$. 根据 (2) 式可得螺旋坐标系下该结构光纤介电常数表达式为

$$\boldsymbol{\varepsilon}(X, Y) = \mathbf{J} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}(x, y, z) \cdot \mathbf{J}^T, \quad (3)$$

其中 \mathbf{J} 为雅可比矩阵 [22],

$$\begin{aligned} \mathbf{J} &= \frac{\partial(x, y, z)}{\partial(X, Y, Z)} \\ &= \begin{pmatrix} \cos KZ & \sin KZ & KY \cos Kz - KX \sin Kz \\ \sin KZ & \cos KZ & -KX \cos Kz - KY \sin Kz \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (4)$$

将 (1) 和 (4) 式代入 (3) 式可得

$$\boldsymbol{\varepsilon}(X, Y) = \boldsymbol{\varepsilon}_s(X, Y) + \boldsymbol{\varepsilon}_r(X, Y), \quad (5)$$

其中

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\varepsilon}_s(X, Y) &= \begin{pmatrix} \varepsilon_{\text{clad}} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{\text{clad}} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\text{clad}} \end{pmatrix} \\ &+ \begin{pmatrix} \Delta\varepsilon_1(X, Y) & 0 & 0 \\ 0 & \Delta\varepsilon_1(X, Y) & 0 \\ 0 & 0 & \Delta\varepsilon_1(X, Y) \end{pmatrix} \\ &+ \begin{pmatrix} \Delta\varepsilon_2(X, Y) & 0 & 0 \\ 0 & \Delta\varepsilon_2(X, Y) & 0 \\ 0 & 0 & \Delta\varepsilon_2(X, Y) \end{pmatrix}, \\ \boldsymbol{\varepsilon}_r(X, Y) &= \varepsilon_{\text{clad}} \cdot \begin{pmatrix} Y^2 K^2 & -XYK^2 & -YK \\ -XYK^2 & X^2 K^2 & XK \\ -YK & XK & 0 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (6)$$

因为螺旋坐标系坐标 XY 随旁纤芯一起旋转, 所以可得出 $\Delta\varepsilon_1(X, Y) = \Delta\varepsilon_1(x, y)$, $\Delta\varepsilon_2(X, Y) = \Delta\varepsilon_2(x, y, z = 0)$. $\boldsymbol{\varepsilon}_s(X, Y)$ 描述了中心纤芯和旁纤芯的介电常数分布; $\boldsymbol{\varepsilon}_r(X, Y)$ 描述了手征结构对介电常数的影响, 将其看作微扰, 引起简并模式对之间的耦合. 因为长周期手征结构模式耦合存在圆偏振选择特性 [23], 根据矢量模耦合方程, 中心纤芯中 $\text{HE}_{l+1, n}^{\text{even}}$ 和 $\text{HE}_{l+1, n}^{\text{odd}}$ 模式的耦合方程为

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{A}_o}{dz} &= -i\beta\mathbf{A}_o + (l+1)K\mathbf{A}_e, \\ \frac{d\mathbf{A}_e}{dz} &= -\mathbf{A}_o(l+1)K - i\beta\mathbf{A}_e, \end{aligned} \quad (7)$$

其中 \mathbf{A}_o , \mathbf{A}_e 为奇模和偶模的振幅; β 为传播常数. 解方程组 (7) 可得

$$\begin{bmatrix} \mathbf{A}_o \\ \mathbf{A}_e \end{bmatrix} = e^{-i\beta z} \begin{bmatrix} e^{i(l+1)Kz} \\ e^{-i(l+1)Kz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{A}_o(0) \\ \mathbf{A}_e(0) \end{bmatrix}. \quad (8)$$

通过 (8) 式可以看出, 由于耦合后 \mathbf{A}_o , \mathbf{A}_e 传播常数发生改变, $\Delta\beta = \pm(l+1)K$, $\text{HE}_{l+1,n}^{\text{even}}$ 和 $\text{HE}_{l+1,n}^{\text{odd}}$ 模式发生分裂, 这样可以通过控制 K 实现 $\pm\pi/2$ 的相位差, 此时中心纤芯电场可表示为

$$\mathbf{E}_{l+1} = (\mathbf{E}_{l+1}^o \pm i\mathbf{E}_{l+1}^e) e^{-i[\beta_{l+1} \pm (l+1)K]z}. \quad (9)$$

同理可得旁纤芯电场分布. 计算过程中发现, 中心纤芯没有受到 $\epsilon_r(X, Y)$ 的影响, 而旁纤芯由于 $\epsilon_r(X, Y)$ 的影响, 其传播常数与没有螺旋结构时相比需要乘以螺旋修正因子 $\sqrt{1 + K^2 R^2}$.

为了令旁纤芯起到更良好的微扰效果, 根据准相位匹配条件可知, 中心纤芯和旁纤芯的相位匹配和角向匹配条件为^[20]

$$\Delta\beta = \Delta p K, \quad (10)$$

式中 $\Delta\beta = \beta_{l_1+1, n_1} - \beta_{l_2+1, n_2} \sqrt{1 + K^2 r_{\text{helix}}^2}$, β_{l_1+1, n_1} 和 β_{l_2+1, n_2} 分别为未施加螺旋的中心纤芯和旁纤芯线偏振模式 LP_{l_1+1, n_1} 和 LP_{l_2+1, n_2} 传播常数; $\Delta p = \Delta(l+1) + \Delta s$, 其中 $\Delta l = \pm l_1 \pm l_2$, 为模式角向阶数之差, $\Delta s = [-2, -1, 0, 1, 2]$, 为自旋角向阶数之差. 通过 (10) 式可得出匹配的光纤结构参数.

3 光纤结构对 OAM 的影响

光纤横截面如图 1(b) 所示, 以 4 根旁纤芯为例, 旁纤芯逆时针围绕中心纤芯等距排布. 设计中采用 SiO_2 材料, 纤芯部分折射率 n_1 为 1.453, 包层部分折射率 n_2 为 1.45. 中心纤芯半径 r_{core} 为 20 μm , 旁纤芯半径 r_{side} 为 3.5 μm , 中心纤芯与旁纤芯的距离 r_{helix} 为 30 μm , 螺距 Λ 为 4600 μm , 共支持 10 个 OAM_{ln} 模式, l 为 OAM 的角向拓扑荷, n 为 OAM 的径向拓扑荷. 利用全矢量有限元算法计算光纤本征模式的场强和相位分布, 如图 2 所示. 图 2(a)—(g) 是 n 为 0 时的 OAM 光束, l 分别为 0, -1, -2, -3, 1, 2, 3; 图 2(h)—(j) 是 n 为 1 时的 OAM 光束, l 分别为 0, -1, 1. 为了方便讨论, 本文只研究径向拓扑荷 n 为 0 的环形 OAM 模式.

与常规光纤相比, 长周期手性耦合光纤有着更多的设计自由度, 如纤芯数量、螺距、纤芯距离、纤

芯尺寸等. 众多的设计自由度有利于光纤性能的优化, 本文主要通过传输损耗、模式纯度和模式有效折射率来讨论结构参数对 OAM 模式的影响.

传输损耗是光纤的一个重要的性能指标, 对于本文的光纤结构, 传输损耗主要有三个来源: 1) 与普通光纤相似, 如吸收损耗、散射损耗等, 由光纤材料、加工工艺等决定; 2) 相位失配产生的损耗, 根据 (10) 式可知由纤芯模式的传播常数和螺距等参数决定; 3) 根据耦合模理论, 不同芯径纤芯耦合过程中会产生损耗, 由纤芯数量、两种纤芯的模斑尺寸、纤芯距离等参数决定.

模式纯度是判断 OAM 模式的一个重要依据^[24], 其定义为

$$P = \frac{\left| \int \mathbf{E}_0^*(x, y) \mathbf{E}_l(x, y) dx dy \right|^2}{\int |\mathbf{E}_0(x, y)|^2 dx dy \int |\mathbf{E}_l(x, y)|^2 dx dy}, \quad (11)$$

其中 $\mathbf{E}_0(x, y)$ 是光纤产生的 OAM 模式场分布; $\mathbf{E}_l(x, y)$ 是 Laguerre-Gauss 分布的 OAM_{ln} 模式场分布, 表达式可写为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_l(x, y) = & \left(\sqrt{2} \frac{r}{\omega} \right)^l L_n^l \left(2 \frac{r^2}{\omega^2} \right) \exp(il\varphi) \\ & \times \exp \left(-\frac{r^2}{\omega^2} - ikz \right). \end{aligned} \quad (12)$$

3.1 旁纤芯数 N

首先分析旁纤芯数量 N 对 OAM 模式特性的影响. 为了说明一般性结论, 取多组 Λ 和 r_{helix} 值, 研究不同拓扑荷 l 的 OAM 模式纯度、传输损耗和有效折射率随 N 的变化情况, 结果如图 3 所示. 从图 3(a) 和图 3(b) 的左图可以看出, 在 Λ 和 r_{helix} 确定的情况下, N 对模式纯度影响不大, 这是因为在 r_{helix} 较大时, 中心纤芯与旁纤芯属于弱耦合, N 对中心纤芯场分布影响较小, 因此 (11) 式中 \mathbf{E}_0 变化不大, 故模式纯度变化较小; 从图 3(a) 和图 3(b) 的中间图可以看出, 传输损耗随 N 的增大而增大, 这是因为随着 N 的增多, 中心纤芯与旁纤芯的耦合会增强, 纤芯之间的能量传递加快, 在一定的传输距离上, 能量损耗增加, 且 l 越大损耗越大, 这是由于 l 越大, OAM 模式场分布直径越大, 与中心纤芯模式场匹配度降低, 导致损耗增大. 从图 3(a) 和图 3(b) 的右图可以看出, N 对有效折射率没有影响. 由图 3(a) 和图 3(b) 可得在模式纯度变化不大

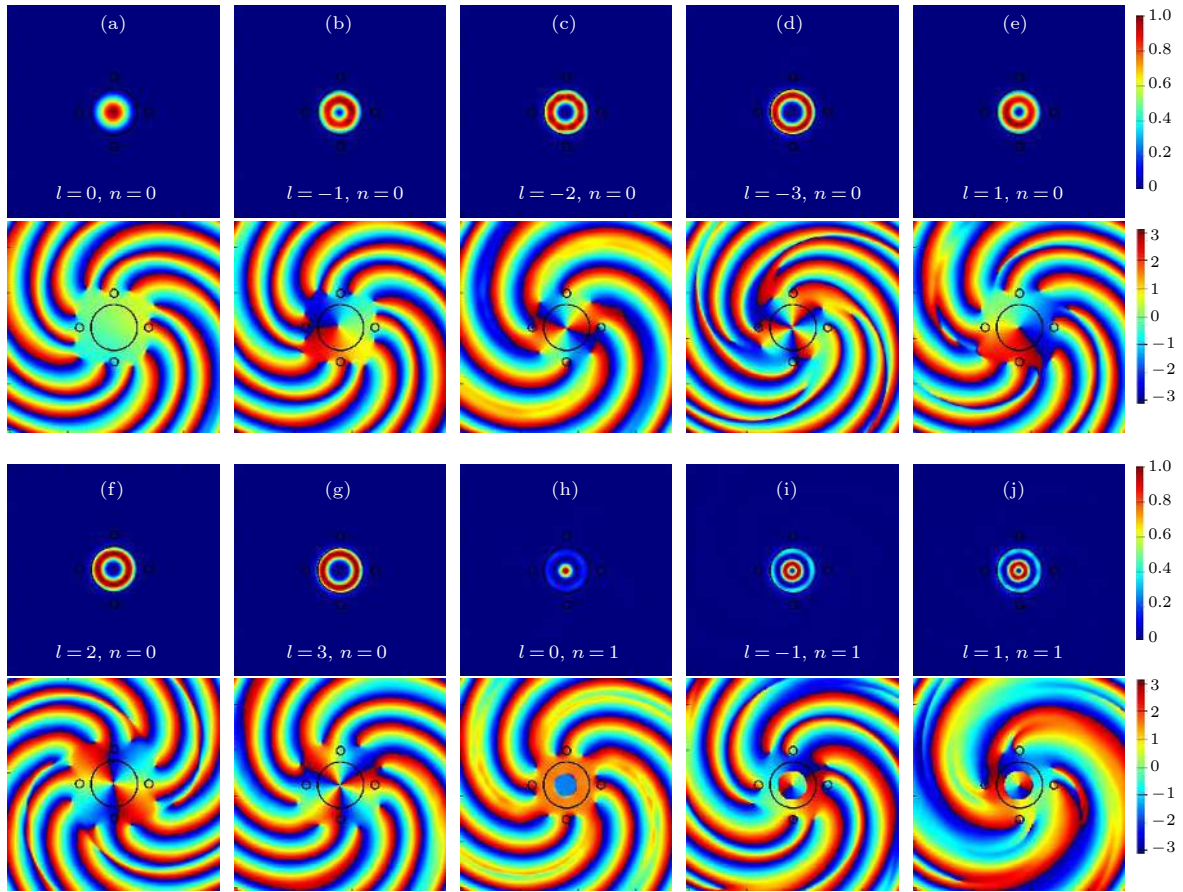


图 2 光纤 OAM 模式的场强和相位分布 (a)–(g) 径向拓扑荷为 0, 角向拓扑荷为 0, -1, -2, -3, 1, 2, 3; (h)–(j) 径向拓扑荷为 1, 角向拓扑荷为 0, -1, 1

Fig. 2. Field intensity and phase distribution of fiber OAM mode: (a)–(g) Radial topological charge of 0, angular topological charge of 0, -1, -2, -3, 1, 2, 3; (h)–(j) radial topological charge of 1, angular topological charge of 0, -1, 1.

的情况下, $\Lambda = 4600 \mu\text{m}$, $r_{\text{helix}} = 45 \mu\text{m}$ 时传输损耗较低, 为了更清晰地表征参量 N 变化的影响, 给出了图 3(c) 的仿真结果. 总体而言, 随着旁纤芯数 N 的增大, 模式纯度基本不受影响, 传输损耗增大, 有效折射率不变.

3.2 螺距 Λ

其次分析螺距 Λ 对 OAM 模式的影响. Λ 值范围由 (10) 式求得: 由有限元软件计算得到未施加螺旋结构时中心纤芯存在的模式为 LP_{01} , LP_{11} , LP_{21} , LP_{02} , LP_{31} , LP_{12} 和 LP_{41} , 旁纤芯存在的模式为 LP_{01} , 以及各个模式的 β 值; 根据上述结果利用 (10) 式可求得满足准相位匹配条件的螺距, Λ 在 $4500\text{--}4900 \mu\text{m}$ 之间. 为了说明一般性结论, 与 3.1 节相似, 研究螺距 Λ 对不同 l 的 OAM 模式的影响. 从图 4(a) 和图 4(b) 可以看出, 在 $\Lambda = [4500 \mu\text{m} \ 4900 \mu\text{m}]$ 时, 期望的 OAM 模式 ($l = -3 \text{--} +3$) 纯度

较高 ($> 90\%$), 传输损耗较低 ($< 1 \text{ dB/m}$); Λ 取其他值时仅个别模式较完美, 即模式纯度高、传输损耗低, 这是由于这些模式的模式场满足了相位匹配条件. 从图 4(a) 和图 4(b) 的右图可以看出, 螺距对模式的有效折射率影响较大, 可调节螺距 Λ 改变 OAM 模式之间的有效折射率之差, 降低模式间串扰^[25]. 由于 (10) 式要求先计算得到未加螺旋结构时两种纤芯的线偏振模式传播常数, 对于多纤芯结构而言, 假设光纤结构在 x, y 两个方向上不对称, 会导致线偏振模式简并分裂, 传播常数变化, 且从加工工艺考虑, 手征光纤需要在拉丝过程中高速旋转预制棒, 此时很容易产生形变, 因此从光纤对称性和结构形变的影响考虑, $N = 4$ 最佳, 同时在模式纯度变化不大的情况下, $r_{\text{helix}} = 45 \mu\text{m}$ 的损耗较低, 因此图 4(c) 给出了 $N = 4$, $r_{\text{helix}} = 45 \mu\text{m}$ 的仿真结果. 总体而言, 随着螺距 Λ 的改变, 模式纯度、传输损耗、有效折射率都变化较大.

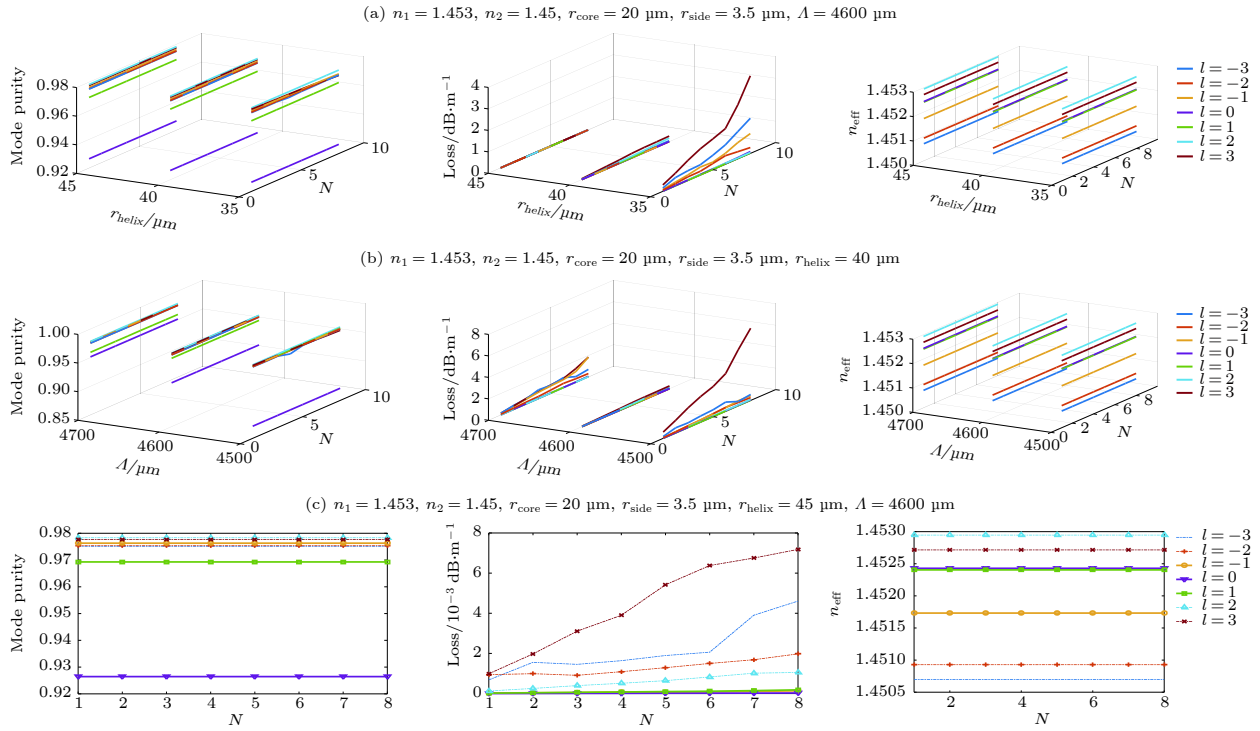


图 3 (a) $\Lambda = 4600 \mu\text{m}$ 时, 多组 r_{helix} 值下 N 对 OAM 模式的影响; (b) $r_{\text{helix}} = 40 \mu\text{m}$ 时, 多组 Λ 值下 N 对 OAM 模式的影响; (c) $r_{\text{helix}} = 45 \mu\text{m}, \Lambda = 4600 \mu\text{m}$ 下 N 对 OAM 模式的影响; 其中结构参数 $n_1 = 1.453, n_2 = 1.45, r_{\text{core}} = 20 \mu\text{m}, r_{\text{side}} = 3.5 \mu\text{m}$

Fig. 3. (a) Effect of N on OAM modes under multiple values of r_{helix} when $\Lambda = 4600 \mu\text{m}$; (b) effect of N on OAM modes under multiple values of Λ when $r_{\text{helix}} = 40 \mu\text{m}$; (c) effect of N on OAM modes when $r_{\text{helix}} = 45 \mu\text{m}, \Lambda = 4600 \mu\text{m}$. $n_1 = 1.453, n_2 = 1.45, r_{\text{core}} = 20 \mu\text{m}, r_{\text{side}} = 3.5 \mu\text{m}$.

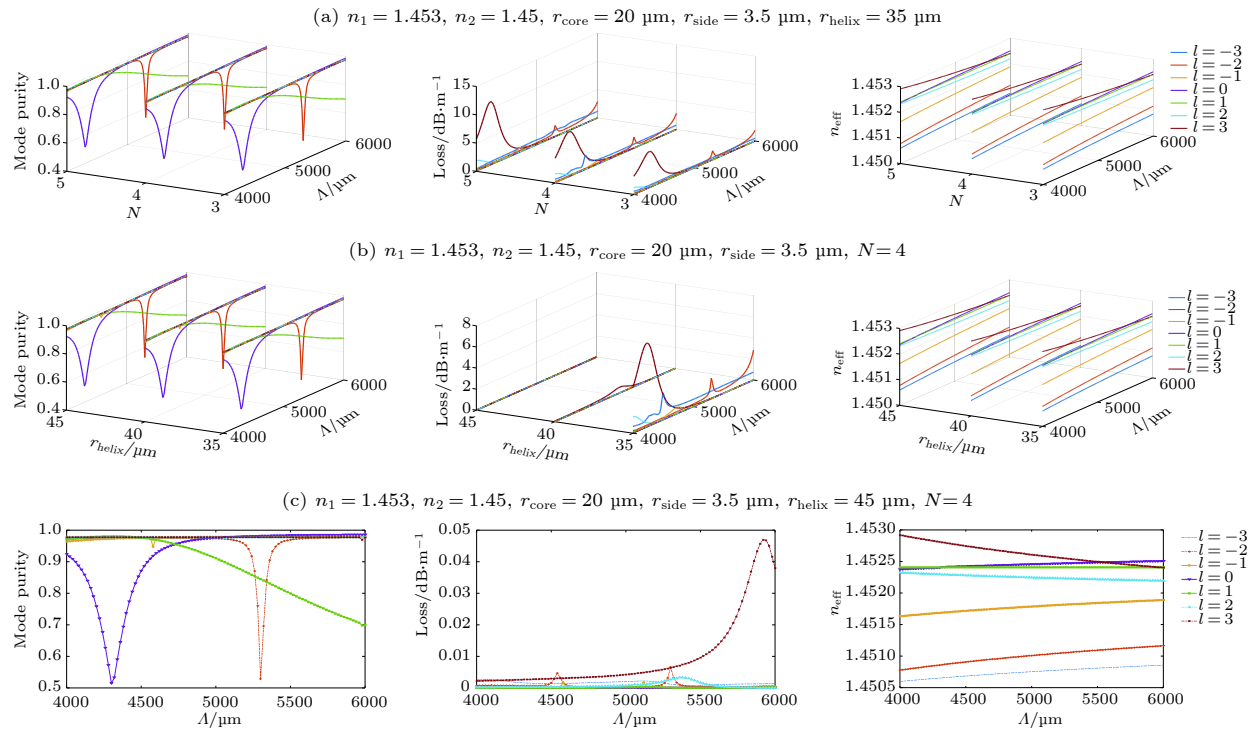


图 4 (a) $r_{\text{helix}} = 35 \mu\text{m}$ 时, 多组 N 值下 Λ 对 OAM 模式的影响; (b) $N = 4$ 时, 多组 r_{helix} 值下 Λ 对 OAM 模式的影响; (c) $r_{\text{helix}} = 45 \mu\text{m}, N = 4$ 下 Λ 对 OAM 模式的影响; 其中结构参数 $n_1 = 1.453, n_2 = 1.45, r_{\text{core}} = 20 \mu\text{m}, r_{\text{side}} = 3.5 \mu\text{m}$

Fig. 4. (a) Effect of Λ on OAM modes under multiple values of N when $r_{\text{helix}} = 35 \mu\text{m}$; (b) effect of Λ on OAM modes under multiple values of r_{helix} when $N = 4$; (c) effect of Λ on OAM modes when $r_{\text{helix}} = 45 \mu\text{m}, N = 4$. $n_1 = 1.453, n_2 = 1.45, r_{\text{core}} = 20 \mu\text{m}, r_{\text{side}} = 3.5 \mu\text{m}$.

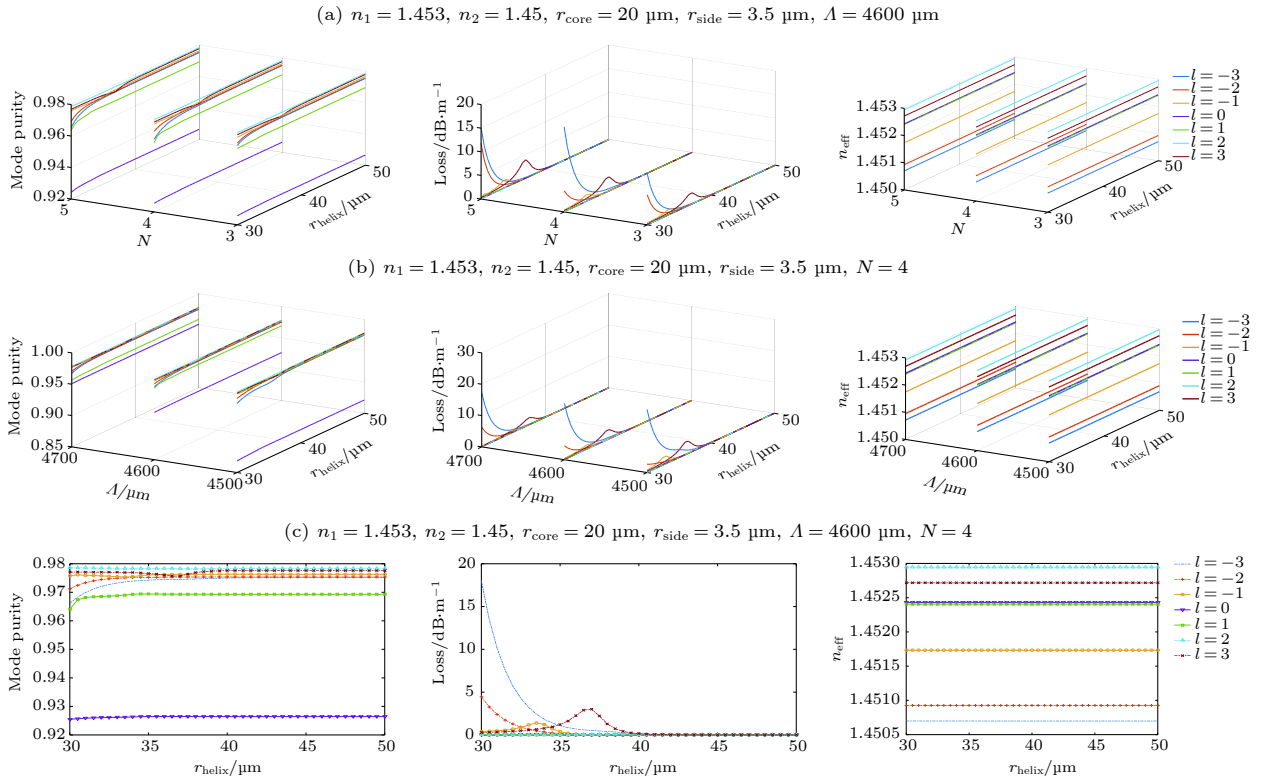


图 5 (a) $\Lambda = 4600 \mu\text{m}$ 时多组 N 值下 r_{helix} 对 OAM 模式的影响; (b) $N = 4$ 时, 多组 Λ 值下 r_{helix} 对 OAM 模式的影响; (c) $\Lambda = 4600 \mu\text{m}, N = 4$ 下 r_{helix} 对 OAM 模式的影响; 其中结构参数 $n_1 = 1.453, n_2 = 1.45, r_{\text{core}} = 20 \mu\text{m}, r_{\text{side}} = 3.5 \mu\text{m}$

Fig. 5. (a) Effect of r_{helix} on OAM modes under multiple values of N when $\Lambda = 4600 \mu\text{m}$; (b) effect of r_{helix} on OAM modes under multiple values of Λ when $N = 4$; (c) effect of r_{helix} on OAM modes when $\Lambda = 4600 \mu\text{m}, N = 4, n_1 = 1.453, n_2 = 1.45, r_{\text{core}} = 20 \mu\text{m}, r_{\text{side}} = 3.5 \mu\text{m}$.

3.3 中心纤芯和旁纤芯的距离 r_{helix}

最后分析 r_{helix} 对 OAM 模式的影响. 从提高光纤集成度考虑, 希望中心纤芯和旁纤芯的距离 r_{helix} 越小越好, 这样能减小单根光纤的体积. 然而小的 r_{helix} 会增大个别 OAM 模式的传输损耗, 因此必须合理设计 r_{helix} , 使之取值尽量小, 同时还能保证较低的传输损耗. 为了说明一般性结论, 与 3.1 节相似, 研究 r_{helix} 对不同 l 的 OAM 模式的影响. 从图 5(a) 和图 5(b) 可以看出, 纤芯间距 r_{helix} 较小时会使 OAM 模式纯度降低较明显, 总体而言模式纯度都较高, 大于 85%; r_{helix} 对传输损耗影响较大, 纤芯间距越小, 模式的拓扑荷越大损耗也越大; r_{helix} 对有效折射率没有影响. 与 3.2 节相似, 取 $N = 4, \Lambda = 4600 \mu\text{m}$ 得到图 5(c). 从图 5(c) 可以看出: 当 $r_{\text{helix}} > 40 \mu\text{m}$ 时, 传输损耗显著降低; $\Delta r_{\text{helix}} = \pm 1 \mu\text{m}$ 时, 模式纯度几乎没有变化, 模式传输损耗变化在 0.5 dB/m 以下, 说明光纤对于纤芯间距的误差有较高的容忍度. 总体而言, 随着距离 r_{helix} 的增大, 模式纯度变高, 传输损耗降低,

有效折射率不变.

4 结 论

综上所述, 本文根据 OAM 光束与光纤矢量的变换关系以及模式耦合理论, 在多模光纤中引入手性耦合纤芯结构, 设计了一种基于光纤结构的光轨道角动量调制器, 并给出了其对 OAM 的调制规则. 由 $\text{OAM}_{\pm l, n}^{\pm} = \text{HE}_{l+1, n}^{\text{even}} \pm i \times \text{HE}_{l+1, n}^{\text{odd}}$ 可知长周期多芯手征光纤产生的 OAM 模式依赖于中心纤芯支持的高阶模式, 理论上通过改变中心纤芯的直径可实现任意 OAM 光束的产生及调制. 通过理论分析与数值仿真, 基于本文给定的材料及纤芯尺寸, 在考虑到波导对称性及加工工艺的情况下, 得到 $N = 4, r_{\text{helix}} = 45 \mu\text{m}, \Lambda = 4600 \mu\text{m}$ 时光纤产生的 OAM 效果最佳. 给出了不同结构参数对 OAM 模式纯度、传输损耗及有效折射率的影响, 在中心纤芯和旁纤芯传播常数不变的前提下, 旁纤芯数量对损耗影响较大, 通过相位匹配条件计算得

到的螺距可以在一定数值范围内浮动变化, 两种纤芯的间距受限于模式损耗和光纤集成度.

参考文献

- [1] Allen L, Beijersbergen M W, Spreeuw R J C, Woerdman J P 1992 *Phys. Rev. A* **45** 8185
- [2] Gong Y, Wang R, Deng Y, Zhang B, Nan W, Ning L, Pei W 2017 *IEEE Trans. Antenn. Propag.* **65** 2940
- [3] Yan X, Guo L, Cheng M, Li J 2018 *Opt. Express* **26** 12605
- [4] Bai X, Chen H, Ma Y, Yang H 2018 *Progress in Electromagnetics Research Symposium-spring* St. Petersburg, Russia, May 22–25, 2017 p3105
- [5] Xing D, Liu J, Zeng X, Lu J, Yi Z 2018 *Opt. Commun.* **423** 200
- [6] Jiang X, Liang B, Cheng J C, Qiu C W 2018 *Adv. Mater.* **30** 1800257
- [7] Wang A, Zhu L, Wang L, Ai J, Chen S, Wang J 2018 *Opt. Express* **26** 10038
- [8] Donato M G, Messina E, Foti A, Smart T J, Jones P H, Iati M A, Saija R, Gucciardi P G, Maragò O M 2018 *Nanoscale* **10** 1245
- [9] Zhou H L, Fu D Z, Dong J J, Pei Z, Chen D X, Cai X L, Li F L, Zhang X L 2017 *Light-Sci. Appl.* **6** e16251
- [10] Stefani A, Lwin R, Kuhlmeier B T, Fleming S C 2018 *Novel Optical Materials & Applications* Zurich, Switzerland, July 2–5, 2018 NoTh1D.2
- [11] Liang F, Padgett M J, Jian W 2017 *Laser Photon. Rev.* **11** 1700183
- [12] Lin M, Yue G, Liu P, Liu J 2017 *IEEE Trans. Antenn. Propag.* **65** 3510
- [13] Efron U 1994 *Spatial Light Modulator Technology: Materials, Devices, and Applications* (Vol. 47) (Florida: CRC Press) pp287–349
- [14] Willner A E, Huang H, Yan Y, Ren Y, Ahmed N, Xie G, Bao C, Li L, Cao Y, Zhao Z, Wang J, Lavery M P J, Tur M, Ramachandran S, Molisch A F, Ashrafi N, Ashrafi S 2015 *Adv. Opt. Photon.* **7** 66
- [15] Cheng C, Zhou G, Gai Z, Xu M, Hou Z, Xia C, Yuan J J 2016 *Opt. Commun.* **368** 27
- [16] McGloin D, Simpson N B, Padgett M J 1998 *Appl. Opt.* **37** 469
- [17] Ramachandran S 2010 *IEEE Photonic Societys Meeting* Denver, CO, USA, November 7–11, 2010 p679
- [18] Alexeyev C N 2012 *Appl. Opt.* **51** 6125
- [19] Swan M C, Liu C H, Guertin D, Jacobsen N, Tankala K, Galvanauskas A 2008 *Conference on Optical Fiber Communication/National Fiber Optic Engineers Conference* San Diego, CA, USA, February 24–28, 2008 paper OWU2
- [20] Ma X, Liu C H, Chang G, Galvanauskas A 2011 *Opt. Express* **19** 26515
- [21] Du C, Chen W, Li S Y, Mo Q, Zhang T, Ke Y L 2013 *CN Patent* CN103204629B (in Chinese) [杜城, 陈伟, 李诗愈, 莫琦, 张涛, 柯一礼 2013 中国专利 CN103204629B]
- [22] Nicolet A, Zolla F, Guenneau S 2004 *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* **28** 153
- [23] Xu H 2013 *Ph. D. Dissertation* (Hefei: University of Science and Technology of China) (in Chinese) [许华醒 2013 博士论文 (合肥: 中国科学技术大学)]
- [24] Zheng S, Wang J 2017 *Opt. Express* **25** 18492
- [25] Li S, Wang J 2014 *Sci. Rep.* **4** 3853

Modulation of orbital angular momentum in long periodchirally-coupled-cores fiber*

Cui Can¹⁾ Wang Zhi¹⁾²⁾ Li Qiang¹⁾ Wu Chong-Qing¹⁾ Wang Jian^{1)†}

1) (*Institute of Optical Information, School of Science, Beijing Jiaotong University, Key Laboratory of Luminescence and Optical Information, Ministry of Education, Beijing 100044, China*)

2) (*State Key Laboratory on Integrated Optoelectronics, Beijing 100083, China*)

(Received 15 November 2018; revised manuscript received 3 January 2019)

Abstract

A type of fiber-based orbital angular momentum (OAM) modulator is designed according to transformation relation between OAM beam and optical fiber vector mode, together with mode-coupling theory, which is based on the combination of multimode fiber structure and chirally-coupled-cores structure. Instead of applying external force or grating etching to the fiber in the system, chirally-coupled-cores fiber can realize the modulation of any optical OAM by using single fiber at 1550 nm. Therefore, the test system is relatively simple. From the equation $\text{OAM}_{\pm l, n}^{\pm \sigma} = \text{HE}_{l+1, n}^{\text{even}} \pm i \times \text{HE}_{l+1, n}^{\text{odd}}$, it can be seen that the OAM mode generated by long period chirally-coupled-cores fiber depends on the higher-order modes supported by the central fiber core. Therefore, the generation and modulation of any order OAM beam can be realized by changing the diameter of the central fiber core in theory. Through theoretical analysis and numerical simulation, the effects of different structure parameters on OAM modes are analyzed, including mode purity, mode transmission loss and effective refractive index. By keeping the propagation constants of the center core and side cores unchanged, the number of side cores has no effect on mode purity nor effective refractive index, but which is not for mode transmission loss. The loss of mode transmission increases with the increase of the number of side cores. However, it does not mean that the less number of side cores is a better case, in that the fiber symmetry and processing technology should also be considered. And the pitch calculated by the formula of phase matching condition can change in value within a certain numerical range without strongly affecting the mode purity and mode transmission loss. Pitch has a great influence on the effective refractive index of modes, therefore the pitch can be under control to change the difference in effective refractive index between OAM modes and reduce crosstalk between disparate modes. The distance between the center core and side cores of fiber has little effect on mode purity, great effect on mode transmission loss, but no effect on effective refractive index. Theoretically, the mode purity and mode transmission loss perform better with the distance between two kinds of cores increasing. But it will be limited by the fiber integration level.

Keywords: orbital angular momentum, fiber, optical vortex, mode

PACS: 42.81.Qb, 52.35.Mw

DOI: 10.7498/aps.68.20182036

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61571035, 61401017, 61775012) and the Opened Fund of the State Key Laboratory of Integrated Optoelectronics, China (Grant No. IOSKL2018KF22).

† Corresponding author. E-mail: jwang@bjtu.edu.cn