

手征参数对光纤中模式特性的影响

董建峰

(宁波大学物理系, 宁波 315211)

摘 要 对圆芯和包层都是手征介质的阶跃型手征光纤进行了解析求解, 导出了模式特征方程, 给出了手征光纤中模式场、光强和光功率分布的表达式。分别研究了纤芯和包层中的手征参数对模式特性的影响。

关键词 手征波导, 手征光纤, 手征包层光纤, 模式特征方程, 导模。

1 引 言

目前, 人们对一类新型的由手征介质材料构成的手征波导例如平板波导、圆波导等进行了广泛的研究^[1-8]。这些研究表明, 手征波导有新颖独特的性质, 在光纤通信和集成光学元器件及毫米波、微波等领域有广阔的应用前景。例如可用手征波导制作定向耦合器、模转换器等。本文利用文献[6]中使用的手征介质的本构关系, 对圆芯和包层都是手征介质的阶跃型手征光纤进行了解析求解, 推出了模式的特征方程, 给出了用圆偏振分量表示的手征光纤中的模式场及光强、光功率表达式。用数值方法分别研究了纤芯和包层中的手征参数对模式色散曲线、截止频率、偏振状态、光功率等特性的影响。

2 模式特征方程

对各向同性的无损耗的互易手征介质, 时谐场变化 $\exp(j\omega t)$, 本构关系可写成^[6]:

$$\mathbf{D} = \epsilon_0(\epsilon_r \mathbf{E} - j\chi Z_0 \mathbf{H}), \quad \mathbf{B} = \mu_0(\mu_r \mathbf{H} + j\chi Y_0 \mathbf{E}), \quad (1)$$

式中 $Z_0 = 1/Y_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ 为真空的本征阻抗, χ 为手征参数。显然, 当 $\chi = 0$ 时, 即为非手征介质的本构关系。由麦克斯韦方程及上述本构关系, 可以导出 \mathbf{E} 、 \mathbf{H} 满足的方程:

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

式中 $k_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$, $n = \sqrt{\mu_r \epsilon_r}$ 。令

$$\mathbf{F} = [\mathbf{E} \pm (-j\eta \mathbf{H})]/2 \quad (3)$$

其中, $\eta = \sqrt{\mu_r/\epsilon_r}$, 则由(2)式和(3)式可以得到

$$\nabla^2 \mathbf{F}_{\pm} + k_0^2(n \pm \chi)^2 \mathbf{F}_{\pm} = 0 \quad (4)$$

在柱形坐标系统中, 设沿 z 轴传播的电磁波形式为 $\exp(-j\beta z)$, 其中 β 是传播常数。令

$$\mathbf{F}_{\pm z} = \mathbf{F}_{\pm t} + z\mathbf{F}_{\pm z} \quad (5)$$

则由(4)式、(5)式可推出 \mathbf{F} 的纵向分量 $F_{\pm z}$ 满足的方程和横向分量 $\mathbf{F}_{\pm t}$ 与纵向分量 $F_{\pm z}$ 之间的关系分别为

$$\nabla^2 F_{\pm z} + h_{\pm}^2 F_{\pm z} = 0 \quad (6)$$

$$\mathbf{F}_{\pm t} = \frac{1}{h_{\pm}^2} [-j\beta \nabla_t F_{\pm z} \mp (h_{\pm}^2 + \beta^2)^{1/2} \mathbf{z} \times \nabla_t F_{\pm z}] \quad (7)$$

其中, $h_{\pm}^2 = k_0^2(n \pm \chi)^2 - \beta^2$ 。对圆芯和包层都是由各向同性的无损耗的互易手征介质组成的阶跃型手征光纤, 设纤芯和包层的相对介电常数、相对磁导率与手征参数分别为 $\epsilon_1, \mu_1, \chi_1$ 和 $\epsilon_2, \mu_2, \chi_2$, 纤芯半径为 a 。将上述结果应用于这种手征光纤, 可由(6)式及(3)式解出纤芯和包层的电磁场 \mathbf{E} 、 \mathbf{H} 的纵向分量为(省略因子 $\exp[j(\omega t - \beta z)]$)

纤芯:
$$\begin{aligned} E_{1z} &= [A_m J_m(h_{1+} \rho) + B_m J_m(h_{1-} \rho)] \exp(jm\varphi), \\ H_{1z} &= (j/\eta_1) [A_m J_m(h_{1+} \rho) - B_m J_m(h_{1-} \rho)] \exp(jm\varphi), \end{aligned} \quad (8)$$

包层:
$$\begin{aligned} E_{2z} &= [C_m K_m(h_{2+} \rho) + D_m K_m(h_{2-} \rho)] \exp(jm\varphi), \\ H_{2z} &= (j/\eta_2) [C_m K_m(h_{2+} \rho) - D_m K_m(h_{2-} \rho)] \exp(jm\varphi), \end{aligned} \quad (9)$$

式中 $h_{1\pm} = (\gamma_{1\pm}^2 - \beta^2)^{1/2}$, $\gamma_{1\pm} = k_0(n_1 \pm \chi_1)$, $h_{2\pm} = (\beta^2 - \gamma_{2\pm}^2)^{1/2}$, $\gamma_{2\pm} = k_0(n_2 \pm \chi_2)$, A_m, B_m, C_m, D_m 是待定常数, 它们之间的关系可由边界条件决定。由(7)式和(3)式可以得到 $E_{1\varphi}, H_{1\varphi}, E_{2\varphi}, H_{2\varphi}, E_{1\rho}, H_{1\rho}, E_{2\rho}, H_{2\rho}$ 的表达式(为节省篇幅, 本文从略)。根据 $\rho = a$ 处切向分量连续的边界条件, 可推出模式特征方程为:

$$\begin{vmatrix} -a_1 & 0 & \eta_+ b_1 & \eta_- b_2 \\ a_3 & 0 & \eta_+ b_3 & \eta_- b_4 \\ 0 & -a_2 & \eta_- b_1 & \eta_+ b_2 \\ 0 & a_4 & \eta_- b_3 & \eta_+ b_4 \end{vmatrix} = 0 \quad (10)$$

式中参数定义为:

$$\begin{aligned} a_1 &= J_m(h_{1+} a), & a_2 &= J_m(h_{1-} a), & b_1 &= K_m(h_{2+} a), & b_2 &= K_m(h_{2-} a), \\ &= (\beta m/h_{1+}^2 a) J_m(h_{1+} a) - (\gamma_{1+}/h_{1+}) J_m'(h_{1+} a), & a_4 &= (\beta m/h_{1-}^2 a) J_m(h_{1-} a) + (\gamma_{1-}/h_{1-}) J_m'(h_{1-} a), \\ &= (\beta m/h_{2+}^2 a) K_m(h_{2+} a) - (\gamma_{2+}/h_{2+}) K_m'(h_{2+} a), & b_4 &= (\beta m/h_{2-}^2 a) K_m(h_{2-} a) + (\gamma_{2-}/h_{2-}) K_m'(h_{2-} a), \\ \eta_{\pm} &= 1 \pm \eta_1/\eta_2. \end{aligned}$$

3 模式场的圆偏振分量及光强和光功率分布

为了方便地分析阶跃型手征光纤中模式场的偏振特性及光强和光功率分布, 本文采用圆偏振分量来表示模式场横向分量, 横向场可写成^[9]:

$$\mathbf{E}_t = \mathbf{E}_+ + \mathbf{E}_-, \quad \mathbf{H}_t = \mathbf{H}_+ + \mathbf{H}_- \quad (11)$$

其中

$$\mathbf{E}_{\pm} = E_{\pm} (\hat{\mathbf{x}} \mp j\hat{\mathbf{y}}), \quad \mathbf{H}_{\pm} = H_{\pm} (\hat{\mathbf{x}} \mp j\hat{\mathbf{y}}) \quad (12)$$

式中 $\mathbf{E}_{\pm}, \mathbf{H}_{\pm}$ 分别为横向电、磁场矢量的左、右旋(逆 z 轴方向观察)圆偏振分量, 等号右边的电磁场量是与这两个圆偏振分量旋转矢量幅值对应的复标量。圆偏振分量复振幅的模值 $|E_{\pm}|$ 决定了横向电场偏振椭圆的长轴和短轴长度, 长轴 = $|E_+| + |E_-|$, 短轴 = $|E_+| - |E_-|$, 而 $|E_+|$ 和 $|E_-|$ 的相对大小决定了横向电场端迹的旋转方向, 若 $|E_+| > |E_-|$, 则属左旋椭圆偏振, $|E_+| < |E_-|$ 属右旋椭圆偏振, 若 $|E_+| = |E_-|$, 则变成线偏振。

横向场圆偏振分量 E_{\pm}, H_{\pm} 与柱坐标分量 $E_{\rho}, E_{\varphi}, H_{\rho}, H_{\varphi}$ 的关系为^[9]:

$$E_{\pm} = (1/2) (E_{\rho} \pm jE_{\phi}) \exp(\pm j\varphi), \quad H_{\pm} = (1/2) (H_{\rho} \pm jH_{\phi}) \exp(\pm j\varphi), \quad (13)$$

将 $E_{1\varphi}$ 、 $H_{1\varphi}$ 、 $E_{2\varphi}$ 、 $H_{2\varphi}$ 、 $E_{1\rho}$ 、 $H_{1\rho}$ 、 $E_{2\rho}$ 、 $H_{2\rho}$ 的表达式代入(13)式, 并利用贝塞耳函数和变型贝塞耳函数的递推关系, 可以推出纤芯和包层中横向场圆偏振分量表达式分别为:

$$\begin{cases} E_{1\pm} = \frac{1}{2j} [A_m \frac{\gamma_{1+} \pm \beta}{h_{1+}} J_{m\pm 1}(h_{1+} \rho) + B_m \frac{-\gamma_{1-} \pm \beta}{h_{1-}} J_{m\pm 1}(h_{1-} \rho)] \exp[j(m \pm 1)\varphi] \\ H_{1\pm} = \frac{1}{2\eta_1} [-A_m \frac{\gamma_{1+} \pm \beta}{h_{1+}} J_{m\pm 1}(h_{1+} \rho) + B_m \frac{-\gamma_{1-} \pm \beta}{h_{1-}} J_{m\pm 1}(h_{1-} \rho)] \exp[j(m \pm 1)\varphi] \end{cases} \quad (14)$$

$$\begin{cases} E_{2\pm} = -\frac{1}{2j} [C_m \frac{\beta \pm \gamma_{2+}}{h_{2+}} K_{m\pm 1}(h_{2+} \rho) + D_m \frac{\beta \mp \gamma_{2-}}{h_{2-}} K_{m\pm 1}(h_{2-} \rho)] \exp[j(m \pm 1)\varphi] \\ H_{2\pm} = \frac{1}{2\eta_2} [C_m \frac{\beta \pm \gamma_{2+}}{h_{2+}} K_{m\pm 1}(h_{2+} \rho) - D_m \frac{\beta \mp \gamma_{2-}}{h_{2-}} K_{m\pm 1}(h_{2-} \rho)] \exp[j(m \pm 1)\varphi] \end{cases} \quad (15)$$

模式场光强分布与圆偏振分量具有关系^[9]:

$$S_z = \text{Im} (E_- H_-^* - E_+ H_+^*) \quad (16)$$

则纤芯和包层中光强分布表达式分别为:

$$\begin{aligned} S_{z1} = & \frac{A_m^2}{4\eta_1 h_{1+}^2} [(\gamma_{1+} + \beta)^2 J_{m+1}^2(h_{1+} \rho) - (\gamma_{1+} - \beta)^2 J_{m-1}^2(h_{1+} \rho)] \\ & - \frac{B_m^2}{4\eta_1 h_{1-}^2} [(\gamma_{1-} - \beta)^2 J_{m+1}^2(h_{1-} \rho) - (\gamma_{1-} + \beta)^2 J_{m-1}^2(h_{1-} \rho)] \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} S_{z2} = & \frac{C_m^2}{4\eta_2 h_{2+}^2} [(\beta + \gamma_{2+})^2 K_{m+1}^2(h_{2+} \rho) - (\beta - \gamma_{2+})^2 K_{m-1}^2(h_{2+} \rho)] \\ & - \frac{D_m^2}{4\eta_2 h_{2-}^2} [(\beta - \gamma_{2-})^2 K_{m+1}^2(h_{2-} \rho) - (\beta + \gamma_{2-})^2 K_{m-1}^2(h_{2-} \rho)] \end{aligned} \quad (18)$$

根据纤芯和包层中光功率的定义:

$$P_1 = \iint_0^{2\pi a} S_{z1} \rho \, d\rho d\varphi, \quad P_2 = \iint_0^{2\pi \infty} S_{z2} \rho \, d\rho d\varphi \quad (19)$$

将(17)、(18)式代入, 并利用贝塞耳函数和变型贝塞耳函数的积分关系, 可求出纤芯和包层中的光功率分别为:

$$\begin{aligned} P_1 = & \frac{\pi a^2 A_m^2}{4\eta_1 h_{1+}^2} \{(\gamma_{1+} + \beta)^2 [J_{m+1}^2(h_{1+} a) - J_m(h_{1+} a) J_{m+2}(h_{1+} a)] \\ & - (\gamma_{1+} - \beta)^2 [J_{m-1}^2(h_{1+} a) - J_m(h_{1+} a) J_{m-2}(h_{1+} a)]\} \\ & - \frac{\pi a^2 B_m^2}{4\eta_1 h_{1-}^2} \{(\gamma_{1-} - \beta)^2 [J_{m+1}^2(h_{1-} a) - J_m(h_{1-} a) J_{m+2}(h_{1-} a)] \\ & - (\gamma_{1-} + \beta)^2 [J_{m-1}^2(h_{1-} a) - J_m(h_{1-} a) J_{m-2}(h_{1-} a)]\} \end{aligned} \quad (20)$$

$$\begin{aligned} P_2 = & \frac{\pi a^2 C_m^2}{4\eta_2 h_{2+}^2} \{(\beta + \gamma_{2+})^2 [K_m^2(h_{2+} a) K_{m+2}(h_{2+} a) - K_{m+1}^2(h_{2+} a)] \\ & - (\beta - \gamma_{2+})^2 [K_m(h_{2+} a) K_{m-2}(h_{2+} a) - K_{m-1}^2(h_{2+} a)]\} \\ & - \frac{\pi a^2 D_m^2}{4\eta_2 h_{2-}^2} \{(\beta - \gamma_{2-})^2 [K_m(h_{2-} a) K_{m+2}(h_{2-} a) - K_{m+1}^2(h_{2-} a)] \\ & - (\beta + \gamma_{2-})^2 [K_m(h_{2-} a) K_{m-2}(h_{2-} a) - K_{m-1}^2(h_{2-} a)]\} \end{aligned} \quad (21)$$

4 数值结果和讨论

对特征方程(10)式进行数值求解, 可得到传播常数 β 。本文着重分别研究手征光纤中纤芯和包层的手征参数对模式色散曲线、截止频率、偏振状态、光功率等特性的影响。这只要在前面的公式中分别令 $\chi_1 = 0$ 或 $\chi_2 = 0$ 即可。在下面的数值计算中, 取 $\epsilon_{r1} = 4$, $\epsilon_{r2} = 3$, $\mu_{r1} = \mu_{r2} = 1$ 。

4.1 色散曲线

图 1 给出手征光纤中最低几个导模的色散关系曲线, 其中图 1(a) 是纤芯为手征介质而包层为非手征介质的情形 ($\chi_1 = 0.1$), 图 1(b) 是包层为手征介质而纤芯为非手征介质的情形 ($\chi_2 = 0.1$), 图中虚线表示非手征光纤的情形, 点线表示 γ_{2+}/k_0 。从图可知, 在非手征光纤中简并的 HE_{11} 模, 在手征光纤中简并被解除, 随 m 符号的不同, 色散曲线分成两支。非手征光纤中靠得很近的 TE_{01} 模和 TM_{01} 模, 在手征光纤中也分得较开(分别用 EM_{01} 模和 ME_{01} 模^[5]表示), 且两者的截止频率也不同。计算还发现, 随纤芯或包层中手征参数的增大, 分开的两个模的传播常数 β 的差别越来越大。

从图 1(a) 还可看到, 在纤芯为手征介质而包层为非手征介质的手征光纤中, HE_{11} 模和 EM_{01} 模的色散曲线有交叉, 即第一个高阶模随 χ_1 和 k_0a 的不同会有变化。随归一化频率 k_0a 的增大, 两个非简并模的传播常数 β 的差别越来越大。但对纤芯为非手征介质而包层为手征介质的手征光纤, 模式没有交叉, 两个非简并模的传播常数 β 的差别, 随归一化频率 k_0a 的增大而越来越小, 如图 1(b) 所示。

4.2 截止频率

图 1 中实线和虚线的交点即为该模式的截止点, 即当 $\beta \rightarrow \gamma_{2+}$ 时模式截止。计算发现, 当纤芯是手征介质但包层是非手征介质时, HE_{-11} 和 EM_{01} 模的截止频率满足公式 $J_m(k_0a \sqrt{(n_1 + \chi_1)^2 - n_2^2}) = 0$ 的第一个根, 而 HE_{11} 模和 ME_{01} 模的截止频率满足公式 $J_m(k_0a \sqrt{(n_1 - \chi_1)^2 - n_2^2}) = 0$ 的第一个根。 HE_{-11} 模和 HE_{11} 模虽然发生分岔, 但截止频率都是零, 即都不会截止。 EM_{01} 模和 ME_{01} 模的截止频率 $(k_0a)_c$ 与纤芯手征参数 χ_1 的关系如图 2(a) 所示。 ME_{01} 模的截止频率从 $(k_0a)_c = 2.405$ 开始单调增大。 EM_{01} 模的截止频率从 $(k_0a)_c = 2.405$ 开始单调减小。

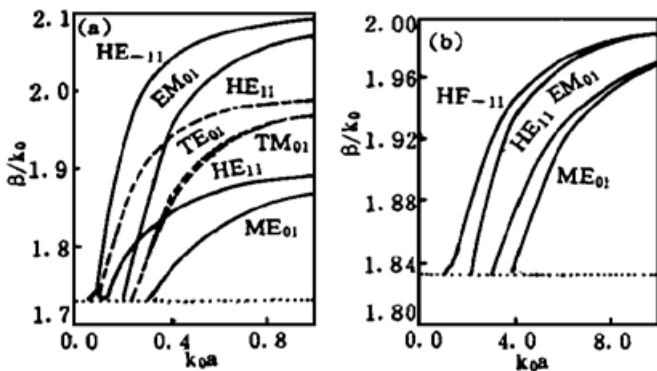


Fig. 1 Dispersion curves of several lower-order modes in the chiral fiber

(a) $\chi_1 = 0.1$, $\chi_2 = 0$ (dashed curves correspond to the non-chiral fiber), (b) $\chi_1 = 0$, $\chi_2 = 0.1$

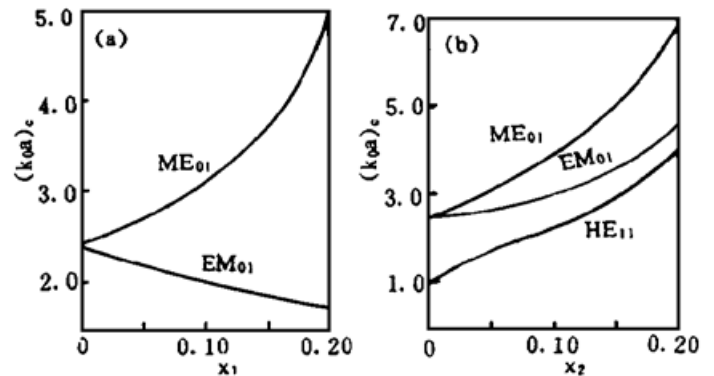


Fig. 2 Relations of cutoff frequency $(k_0a)_c$ and chirality for several lower-order modes in the chiral fiber ($k_0a = 3.0$)

(a) $\chi_1 \neq 0$, $\chi_2 = 0$, (b) $\chi_1 = 0$, $\chi_2 \neq 0$

当纤芯是非手征介质但包层是手征介质时，HE₋₁₁模和EM₀₁模的截止频率满足公式 $J_m(k_0 a \sqrt{n_1^2 - (n_2 + \chi_2)^2}) = 0$ 的第一个根，即HE₋₁₁模也不会截止。而HE₁₁模和ME₀₁模的截止频率与包层手征参数 χ_2 的关系如图 2(b) 所示，图中也画出了EM₀₁模的曲线。当 χ_2 增大时，HE₁₁模的截止频率从 $(k_0 a)_c = 0$ 开始单调增加，EM₀₁模和ME₀₁模的截止频率从 $(k_0 a)_c = 2.405$ 开始也单调增大，但EM₀₁模比ME₀₁模增加得慢。

4.3 偏振状态

计算了非手征光纤和手征光纤(纤芯是手征介质但包层是非手征介质和纤芯是非手征介质但包层是手征介质两种情形)的 $|E_+|$ 和 $|E_-|$ 数值，对EM₀₁和ME₀₁模，在非手征光纤中都是线偏振的(分别为TE₀₁和TM₀₁模)，但在手征光纤中都变成了椭圆偏振，ME₀₁是右旋椭偏的，EM₀₁是左旋椭偏的。HE₁₁和HE₋₁₁模在非手征光纤中是右旋和左旋椭偏，但椭偏度(长短轴之比)相同，传播常数相同，可合成稳定的线偏振光。而在手征光纤中，虽然都仍为右旋和左旋椭偏，但椭偏度不同，传播常数也不同，即在非手征光纤中简并的两个模，在手征光纤中分成两个不同偏振状态的模。

4.4 光功率

图 3 表示手征光纤中几个低阶模留在纤芯中的光功率 P_1/P_T 随归一化频率 $k_0 a$ 的变化关系，其中 $P_T = P_1 + P_2$ ，虚线表示非手征光纤中的相应曲线。在纤芯为手征介质而包层为非手征介质的手征光纤中($\chi_1 = 0.1$)， P_1/P_T 随 $k_0 a$ 的变化关系与非手征光纤中的类似。对相同的归一化频率 $k_0 a$ ，HE₋₁₁模和EM₀₁模留在纤芯中的光功率比在非手征光纤中的多，但HE₁₁和ME₀₁模留在纤芯中的光功率要比在非手征光纤中的少，接近截止频率时都趋向于零，如图 3(a) 所示。

对包层为手征介质而纤芯为非手征介质的情形($\chi_2 = 0.1$)，当归一化频率 $k_0 a$ 一定时，HE₋₁₁模和EM₀₁模留在纤芯中的光功率比在非手征光纤中的少，接近截止频率时趋向于零，但HE₁₁和ME₀₁模留在纤芯中的光功率要比在非手征光纤中的多，接近截止频率时还有相当大一部分功率留在纤芯，这与非手征光纤中高阶模的情形类似，如图 3(b) 所示。

手征光纤中几个低阶模留在纤芯中的光功率 P_1/P_T 随手征参数的变化关系如图 4(a)、图 4(b) 所示，随着纤芯(包层)中手征参数的增大，HE₁₁模和ME₀₁模(HE₋₁₁模和EM₀₁模)留在纤芯中的光功率逐渐减小，当模式接近截止时趋向于零，而HE₋₁₁模和EM₀₁模(HE₁₁模和ME₀₁模)留在纤芯中的光功率则缓慢增加。

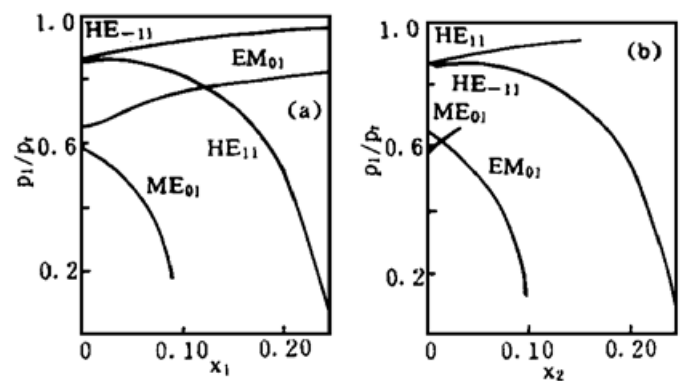
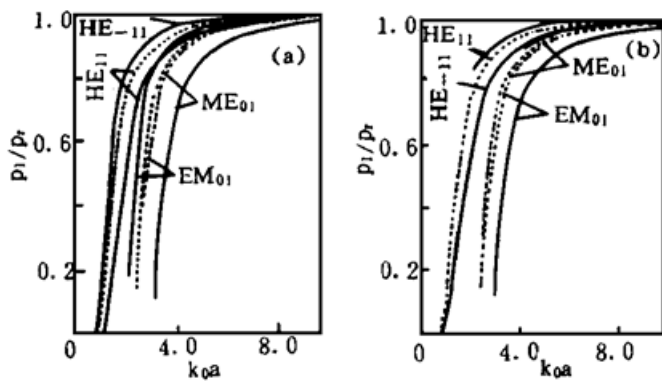


Fig. 3 P_1/P_T versus $k_0 a$ of several lower-order modes in the chiral fiber (dashed curves correspond to the non-chiral fiber)
(a) $\chi_1 = 0.1, \chi_2 = 0$, (b) $\chi_1 = 0, \chi_2 = 0.1$

Fig. 4 P_1/P_T versus the chirality of several lower-order modes in the chiral fiber ($k_0 a = 3.0$)
(a) $\chi_1 \neq 0, \chi_2 = 0$, (b) $\chi_1 = 0, \chi_2 \neq 0$

结 论 本文解析求解了纤芯和包层都是手征介质的阶跃型手征光纤, 推出了模式特征方程, 给出了用圆偏振分量表示的手征光纤中的模式场及光强、光功率表达式。用数值方法着重分别研究了手征光纤中纤芯和包层的手征参数对模式色散曲线、截止频率、偏振状态、光功率等特性的影响。发现纤芯或包层中手征的引入不仅解除了非手征光纤中模式的简并, 而且引起模式截止频率的改变, 非简并的两个模的偏振状态也不同, 留在纤芯中的光功率也随手征光纤中手征参数的变化而改变。手征光纤的这些独特性质在集成光学元器件和光纤通信等领域有潜在的应用前景。

参 考 文 献

- [1] N. Engheta, P. Pelet, Modes in chirowaveguide. *Opt. Lett.*, 1989, **14**(11) : 593~ 595
- [2] C. Eftimiu, L. W. Rearson, Guided electromagnetic waves in chiral media. *Radio Sci.*, 1989, **24**(3) : 351~ 359
- [3] J. A. M. Svedin, Propagation analysis of chirowaveguides using the finite-element method. *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, 1990, **38**(10) : 1488~ 1496
- [4] N. Engheta, P. Pelet, Surface waves in chiral layers. *Opt. Lett.*, 1991, **16**(10) : 723~ 725
- [5] H. Cory, T. Tamir, Coupling processes in circular open chirowaveguides. *IEE Proceedings-H*, 1992, **139**(2) : 165~ 170
- [6] C. R. Pavia, A. L. Topa, A. M. Barbosa, Semileaky waves in dielectric chirowaveguides. *Opt. Lett.*, 1992, **17**(23) : 1670~ 1672
- [7] A. K. Singh, Kh. S. Singh, P. Khasigin *et al.*, Model cutoff condition of an optical chiral fiber with different chiralities in the core and the cladding. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1994, **11**(7) : 1283~ 1287
- [8] H. Cory, E. Segall, Coupling between parallel circular open chirowaveguides. *J. Mod. Opt.*, 1994, **41**(4) : 777~ 790
- [9] 朱世国, 傅克祥编著, 纤维光学原理及实验研究. 成都, 四川大学出版社, 1992, 64~ 88

Effects of Chirality on Guided Modes in the Chiral Fiber

Dong Jianfeng

(Department of Physics, Ningbo University, Ningbo 315211)

(Received 27 September 1996; revised 9 December 1996)

Abstract Analytical solutions of electromagnetic fields in the step-index chiral fiber which both the core and the cladding are chiral media have been presented. The modal characteristic equation is derived. The expressions of electromagnetic field components, intensities and powers of guided modes in the chiral fiber are given. Effects of chirality on guided modes in the chiral fiber are investigated.

Key words chirowaveguide, chiral fibers, chiral medium cladding fibers, modal characteristic equation, guided modes.