

全光纤型圆偏振起偏器的工作原理及理论分析

杨利, 李成, 苏觉, 钱景仁

(中国科学技术大学电子工程与信息科学系, 安徽合肥 230027)

摘要:提出了以高扭转率旋转应力型双折射光纤来实现手征光纤光栅,并进而实现易于在线制成的全光纤圆起偏器.采用耦合模理论分析表明,以小于1 mm的扭转周期旋转领结光纤或熊猫光纤可以实现圆起偏器.与已有的基于特殊光纤的手征光纤光栅不同,旋转光纤基于商用应力高双折射光纤,容易与普通光纤连接.耦合模分析还揭示了这类由旋转光纤形成的手征光纤光栅中圆偏振模相耦合的偏振选择机理和实现起偏器的必要条件.数值分析表明,对数值孔径为0.186 5、拍长为1.25 mm的熊猫光纤以右手螺旋方向进行旋转,当旋转周期和光纤长度分别为0.375 mm和33.2 mm时,该起偏器在谐振波长1 550 nm处输出左旋圆偏振光.

关键词:圆偏振;耦合模理论;旋转光纤;起偏器

中图分类号: TN253 **文献标识码:** A doi:10.3969/j.issn.0253-2778.2010.10.013

Principle and theoretical analysis of all-fiber circular polarizers

YANG Li, LI Cheng, SU Jue, QIAN Jingren

(Department of Electronic Engineering and Information Science, University of Science and Technology of China, Hefei 230027, China)

Abstract: A new suggestion of making chiral fiber gratings and all-fiber circular polarizers by spinning strain-induced high birefringence fibers was presented. By means of coupled-mode theory, it is shown that a circular polarizer might be achieved by using a spun Bow-Tie fiber or Panda fiber with short pitches of less than one millimeter. Unlike the special chiral fibers previously mentioned, these strain-induced high birefringence fibers are commercially available and are easy to be spliced with common fibers. The coupled-mode analysis also reveals the scheme of polarization-selectivity between coupled modes and the necessary conditions for achieving polarizers in these kinds of chiral fiber gratings. A numerical simulation was done on a spun Panda fiber, and it is shown that in a right-handed rotating birefringent fiber with a numerical aperture of 0.186 5, a beat length of 1.25 millimeter, a rotation pitch of 0.375 millimeter and a fiber length of 33.2 millimeter, a left-circular polarization light would output at the wavelength of 1.55 micron.

Key words: circular polarization; coupled-mode theory; spun fiber; polarizer

0 引言

圆偏振技术在光纤传感和光纤测量等领域有重要的应用^[1].圆偏振起偏器是圆偏振技术中的一个

关键器件,通常采用分立元件(线起偏器前后加 $\lambda/4$ 波片的结构)来实现,但是按这种方案实现的器件体积大,结构也不够紧凑,使得整个系统的不稳定性增加.Kopp等^[2-4]在2004年提出用间距极短(几十微

米到几百微米)的旋转光纤来实现新型的光纤光栅,他们采用特殊定制的矩形芯(或椭圆芯)结构的双折射光纤,成功地制作出与长周期光纤光栅(LPG)相对应的波长谐振型窄带圆偏振光起偏器以及宽带的起偏器.本文提出的这种全光纤圆偏振起偏器基于旋转的应力型高双折射保偏光纤,光纤不必特别定制;另一个更显著的优点是输入及输出光纤可以是扭转率较慢的保偏光纤或普通单模光纤,可与起偏光纤一体化.

Kopp 等在他们发表的文章中并未对这种特殊的光纤光栅作具体分析,他们是从与普通 LPG 结构和微波介质棒的类比之中来理解圆偏振起偏的工作原理.本文采用耦合模理论进行分析,得到了旋转线双折射光纤中描述两个正交的圆偏振主模和两个正交的圆偏振包层模之间相互耦合的耦合模方程,从而揭示了这种光栅结构中圆偏振耦合的偏振选择机理.以熊猫光纤为例的数值模拟表明,旋转的应力型双折射光纤与旋转的矩形芯子光纤一样可以完美地实现波长谐振型的圆偏振起偏器.

1 理论分析

采用耦合模理论来分析这种全光纤圆起偏器,是基于如下原理:在熔融状态下对应力型双折射光纤以一定速率均匀扭转,旋转光纤中左旋圆偏振模与右旋圆偏振态模的传播常数不同^[5];当旋转周期为亚毫米量级时,只有左旋和右旋中的一个圆偏振态的芯层主模与某阶包层模的一个圆偏振态满足相位匹配条件,在确定的光纤长度上与包层模发生能量全转换,另一个圆偏振态的芯层主模则可无损地通过扭转后的双折射光纤,从而实现圆偏振起偏.

为分析简明,以下分析以两个条件为前提:一是光纤传输的弱导条件,即 $\frac{\epsilon_{\omega} - \epsilon_d}{\epsilon_d} \ll 1$, 其中, $\epsilon_{\omega}, \epsilon_d$ 分别为光纤芯区与包层的相对介电常数;二是双折射光纤的弱各向异性增量条件,即 $\Delta\epsilon_x/\epsilon_d \ll 1, \Delta\epsilon_y/\epsilon_d \ll 1$.

考虑一段已在熔融状态下均匀扭转的线双折射光纤;为分析方便,以匹配型的熊猫光纤为例.扭转后的熊猫光纤如图 1(a)所示.

在上述两个假定的前提下,我们将从 LP 模的耦合模理论出发^[6-7],分四步来进行分析.第一步研究固定坐标系 (x, y, z) 中不旋转、但光轴与横向坐

标轴有偏角 θ (如图 1(b)所示)的双折射光纤,求出线偏振芯层主模和包层模沿 x 和 y 方向进入双折射光纤时的耦合模方程(或称理想模的耦合模方程).第二步是在旋转坐标系 (\hat{x}, \hat{y}, z) 中研究旋转的双折射光纤,即将 $\theta = \tau z$ (τ 为扭转率)代入上述理想模的耦合模方程,考虑偏角 θ 由旋转引起的情况;并作变换将理想模变为本地模(即坐标系 (\hat{x}, \hat{y}, z) 中的线偏振模),进而得到本地模的耦合模方程.第三步,在旋转坐标系中,旋转引起了线偏振模间的耦合,将线偏振模变换为圆偏振模以消除这种耦合,进而得到超本地模的耦合模方程.此时,将看到两个椭圆偏振态的主模之间和两个圆偏振态的包层模之间已不存在耦合,因而有可能将一种偏振态的主模和一种偏振态的包层模提出来做处理.由此,多个耦合模的方程演变为可能发生相位匹配的一个主模和一个包层模间强耦合的耦合模方程;从而可以确定这两个模式满足相位匹配并发生强烈耦合的条件,并进而确定模式间发生能量全转换的长度,这是最后一步.以下分析即按这四个步骤展开.

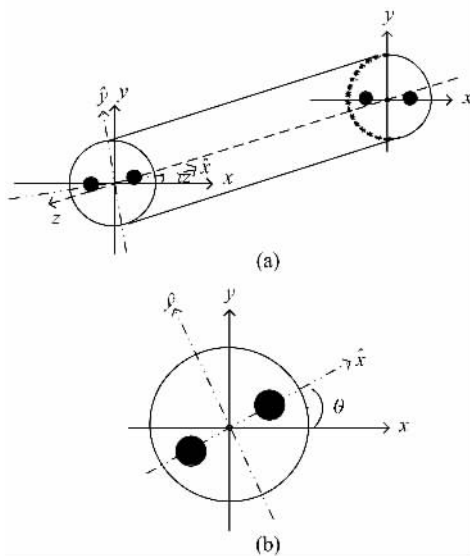


图 1 一段旋转熊猫光纤及其截面示意图

Fig. 1 Diagrams of spun fiber and its cross-section

如图 1(b)熊猫光纤的截面图所示,应力区相对于纤芯呈对称分布.当光轴与横向坐标轴夹角为 θ 时,相对介电常数增量可表示为 $\Delta\epsilon_{\theta}$ ^[8],即

$$\Delta\epsilon_{\theta} = \begin{bmatrix} \Delta\epsilon_x \cos^2\theta + \Delta\epsilon_y \sin^2\theta & \frac{1}{2}(\Delta\epsilon_x - \Delta\epsilon_y) \sin 2\theta \\ \frac{1}{2}(\Delta\epsilon_x - \Delta\epsilon_y) \sin 2\theta & \Delta\epsilon_y \cos^2\theta + \Delta\epsilon_x \sin^2\theta \end{bmatrix} \quad (1)$$

式中, $\Delta\epsilon_x, \Delta\epsilon_y$ 分别为光轴与横向坐标轴重合时, 应力区在光轴方向所引起的相对介电常数的改变量。

由式(1)可知, 由于介电常数的各向异性, 当 x 方向和 y 方向偏振的 LP 模进入光轴与坐标轴成偏角 θ 的光纤时, 不仅芯层主模的两个正交的线偏振模 LP_{01}^x 和 LP_{01}^y 间将产生耦合, 还将与角向为零阶的包层模的两个线偏振模发生耦合。假设只考虑芯层模与某一个确定的包层模发生耦合, 耦合模方程可表示为

$$\frac{d}{dz} \begin{bmatrix} A_w^x \\ A_w^y \\ A_d^x \\ A_d^y \end{bmatrix} + j \begin{bmatrix} \beta_w & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \beta_w & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \beta_d & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \beta_d \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_w^x \\ A_w^y \\ A_d^x \\ A_d^y \end{bmatrix} = -j \begin{bmatrix} k_{11} & k_{12} & k_{13} & k_{14} \\ k_{21} & k_{22} & k_{23} & k_{24} \\ k_{31} & k_{32} & k_{33} & k_{34} \\ k_{41} & k_{42} & k_{43} & k_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_w^x \\ A_w^y \\ A_d^x \\ A_d^y \end{bmatrix} \quad (2)$$

式中, β_w, β_d 分别为未扭转且无应力区的参考光纤芯层模与包层模的传播常数; A_w^x, A_w^y 为芯层模 LP_{01}^x 和 LP_{01}^y 的幅度; A_d^x, A_d^y 分别为某一阶包层模 LP_{0n}^x, LP_{0n}^y 的幅度 ($n=2, 3, 4, 5, \dots$)^[9]; k_{pq} 为不同线偏振模之间的耦合系数 (p 和 q 分别取 1, 2, 3, 4, 代表耦合系数矩阵中相应位置上的对应模式)。根据线偏振模的耦合模理论^[6-7], 耦合系数的表达式为

$$k_{pq} = \omega\epsilon_0 \int_{A_{\infty}} \tilde{e}_p^* \cdot \Delta\epsilon_\theta \cdot \tilde{e}_q dS \quad (3)$$

式中, \tilde{e}_p 与 \tilde{e}_q 分别为模式 p 与 q 的归一化标量模函数。

将式(1)代入式(3), 可依下式依次求得线偏振模之间的耦合模系数:

$$k_{pq} = \omega\epsilon_0 \iint [(e_{px}^* e_{qx} \Delta\epsilon_x \cos^2\theta + e_{py}^* e_{qy} \Delta\epsilon_y \sin^2\theta) +$$

$$\frac{1}{2}(e_{px}^* e_{qy} + e_{py}^* e_{qx})(\Delta\epsilon_x - \Delta\epsilon_y) \sin 2\theta] dS \quad (4)$$

由于熊猫光纤应力作用区域主要在纤芯, 而包层模的场分布主要在包层, 因此包层模的两个偏振模之间的耦合极小, 可以忽略, 即 $k_{33} = k_{34} = k_{43} = k_{44} = 0$ 。考虑芯层模 LP_{01}^x 和 LP_{01}^y 之间耦合, 由式(4)可得

$$\begin{bmatrix} k_{11} & k_{12} \\ k_{21} & k_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Delta\beta_1 + C_1 \cos 2\theta & C_1 \sin 2\theta \\ C_1 \sin 2\theta & \Delta\beta_1 - C_1 \cos 2\theta \end{bmatrix} \quad (5)$$

其中 $\Delta\beta_1$ 与 C_1 由下式表示:

$$\left. \begin{aligned} \Delta\beta_1 &= \frac{\omega\epsilon_0}{2} \iint (\Delta\epsilon_x + \Delta\epsilon_y) e_{01}^2 dS \\ C_1 &= \frac{\omega\epsilon_0}{2} \iint (\Delta\epsilon_x - \Delta\epsilon_y) e_{01}^2 dS \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

式中, $e_{01} = \tilde{e}_{01,x} = \tilde{e}_{01,y}$, 表示芯层模归一化标量模函数; 推导中利用了无损圆光纤中的模式特性。再考虑包层模与芯层模之间的耦合, 可得到

$$\begin{bmatrix} k_{13} & k_{14} \\ k_{23} & k_{24} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Delta\beta_2 + C_2 \cos 2\theta & C_2 \sin 2\theta \\ C_2 \sin 2\theta & \Delta\beta_2 - C_2 \cos 2\theta \end{bmatrix} \quad (7)$$

其中 $\Delta\beta_2$ 与 C_2 可表示为

$$\left. \begin{aligned} \Delta\beta_2 &= \frac{\omega\epsilon_0}{2} \iint (\Delta\epsilon_x + \Delta\epsilon_y) e_{01} e_{02} dS \\ C_2 &= \frac{\omega\epsilon_0}{2} \iint (\Delta\epsilon_x - \Delta\epsilon_y) e_{01} e_{02} dS \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

式中, $e_{02} = \tilde{e}_{02,x} = \tilde{e}_{02,y}$ 表示包层模 LP_{02} 的归一化标量模函数。

由式(5)与式(7), 并考虑耦合模方程中耦合系数之间所满足的关系^[10], 可得到线偏振模以偏角 θ 进入熊猫光纤时的耦合模方程:

$$\frac{d}{dz} \begin{bmatrix} A_w^x \\ A_w^y \\ A_d^x \\ A_d^y \end{bmatrix} = -j \begin{bmatrix} \beta_0 + C_1 \cos 2\theta & C_1 \sin 2\theta & \Delta\beta_2 + C_2 \cos 2\theta & C_2 \sin 2\theta \\ C_1 \sin 2\theta & \beta_0 - C_1 \cos 2\theta & C_2 \sin 2\theta & \Delta\beta_2 - C_2 \cos 2\theta \\ \Delta\beta_2 + C_2 \cos 2\theta & C_2 \sin 2\theta & \beta_d & 0 \\ C_2 \sin 2\theta & \Delta\beta_2 - C_2 \cos 2\theta & 0 & \beta_d \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_w^x \\ A_w^y \\ A_d^x \\ A_d^y \end{bmatrix} \quad (9)$$

式中, $\beta_0 = \Delta\beta_1 + \beta_w$ 。

上述分析中选用的模式是在固定坐标系 (x, y, z) 中定义的, 由式(9), 可直观看出芯层模与包层模之间的耦合系数在一般情况下是偏角 θ 的函数。当以扭转率 τ 对熊猫光纤进行旋转时, 偏角 θ 由旋转引入, 即 $\theta =$

τz 。这里考虑光纤沿右手螺旋方向旋转的情况, τ 为正。旋转方向为左手螺旋方向时, 可用类似的方法处理。

为求出旋转光纤中的本征模式, 可如图 1(a) 所示以光轴为基准建立旋转坐标系 (\hat{x}, \hat{y}, z), 由固定坐标系下的理想模的耦合模方程变换得到旋转坐标

系下本地模的耦合模方程. 变换矩阵如下:

$$\begin{bmatrix} A_{\omega}^x \\ A_{\omega}^y \\ A_d^x \\ A_d^y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \tau z & -\sin \tau z & 0 & 0 \\ \sin \tau z & \cos \tau z & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \tau z & -\sin \tau z \\ 0 & 0 & \sin \tau z & \cos \tau z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{\omega}^{\prime x} \\ A_{\omega}^{\prime y} \\ A_d^{\prime x} \\ A_d^{\prime y} \end{bmatrix} \quad (10)$$

式中, $A_{\omega}^{\prime x}$ 和 $A_{\omega}^{\prime y}$ 分别为电场方向为 \hat{x} 和 \hat{y} 的芯层模的幅度; $A_d^{\prime x}$ 和 $A_d^{\prime y}$ 分别为电场方向为 \hat{x} 和 \hat{y} 的包层模的幅度.

将式(10)代入式(9), 且令式(10)中的 $\theta = \tau z$, 即得到旋转熊猫光纤中本地模的耦合模方程:

$$\frac{d}{dz} \begin{bmatrix} A_{\omega}^{\prime x} \\ A_{\omega}^{\prime y} \\ A_d^{\prime x} \\ A_d^{\prime y} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -j(\beta_0 + C_1) & \tau & -j(\Delta\beta_2 + C_2) & 0 \\ -\tau & -j(\beta_0 - C_1) & 0 & -j(\Delta\beta_2 - C_2) \\ -j(\Delta\beta_2 + C_2) & 0 & -j\beta_d & \tau \\ 0 & -j(\Delta\beta_2 - C_2) & -\tau & -j\beta_d \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{\omega}^{\prime x} \\ A_{\omega}^{\prime y} \\ A_d^{\prime x} \\ A_d^{\prime y} \end{bmatrix} \quad (11)$$

为了消除式(11)中由于旋转本身引起的耦合 τ , 可通过变换^[11], 将线偏振模转换为圆偏振模:

$$\begin{bmatrix} A_{\omega}^{\prime x} \\ A_{\omega}^{\prime y} \\ A_d^{\prime x} \\ A_d^{\prime y} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} j\cos \psi & \sin \psi & 0 & 0 \\ \sin \psi & j\cos \psi & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1/\sqrt{2} & 1/\sqrt{2} \\ 0 & 0 & 1/\sqrt{2} & j/\sqrt{2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} W_1 \\ W_2 \\ W_3 \\ W_4 \end{bmatrix} \quad (12)$$

式中, $\psi = \arctan(\tau/C_1)/2$. 进而得到超本地模的耦合模方程:

$$\frac{d}{dz} \begin{bmatrix} W_1 \\ W_2 \\ W_3 \\ W_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -j(\beta_0 + \sqrt{C_1^2 + \tau^2}) & 0 & X_{13} & X_{14} \\ 0 & -j(\beta_0 - \sqrt{C_1^2 + \tau^2}) & X_{23} & X_{24} \\ X_{31} & X_{32} & -j(\beta_d + \tau) & 0 \\ X_{41} & X_{42} & 0 & -j(\beta_d - \tau) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} W_1 \\ W_2 \\ W_3 \\ W_4 \end{bmatrix} \quad (13)$$

式中, W_1 和 W_2 分别为旋转光纤中左旋和右旋椭圆偏振的芯层模幅度; W_3 和 W_4 分别为左旋和右旋椭圆偏振的包层模幅度. 式(13)中 4×4 矩阵中的对角元素为旋转坐标系中超本地模的传播常数, 而式中互耦合系数 X_{mn} ($m, n = 1, 2, 3, 4$) 由下式表示:

$$\left. \begin{aligned} X_{13} &= X_{31} = -j\Delta\beta_2 \sin(\psi + \pi/4) - jC_2 \cos(\psi + \pi/4) \\ X_{32} &= -X_{23} = \Delta\beta_2 \cos(\psi + \pi/4) - C_2 \sin(\psi + \pi/4) \\ X_{14} &= -X_{41} = \Delta\beta_2 \cos(\psi + \pi/4) + C_2 \sin(\psi + \pi/4) \\ X_{24} &= X_{42} = -j\Delta\beta_2 \sin(\psi + \pi/4) + jC_2 \cos(\psi + \pi/4) \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

由式(14)可见, 在均匀扭转的旋转光纤中, 耦合系数均为与 z 值无关的常数, 即不存在周期性耦合, 不同于普通的光纤光栅.

当光纤旋转周期较小时(即 $\tau \gg C_1$ 时), $\psi \approx 45^\circ$, 式(14)可写为

$$\left. \begin{aligned} X_{13} &= X_{31} = -j\Delta\beta_2; X_{24} = X_{42} = -j\Delta\beta_2 \\ X_{32} &= -X_{23} = -C_2; X_{14} = -X_{41} = C_2 \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

此时, 由式(12)可知, W_1 和 W_2 亦为圆偏振模.

同时, 由式(13)可见, 当光纤旋转方向为右手螺旋方向时, τ 为正, 只有右旋的圆偏振芯层模与左旋的圆偏振包层模可能满足相位匹配条件. 该条件在 $\tau \gg C_1$ 时, 可写为

$$\beta_0 - \beta_d = 2\tau = \frac{4\pi}{P} \quad (16)$$

式中, P 表示旋转周期. 可见, 选择合适的周期 P , 芯层模可与某一确定的包层模实现相位匹配.

要实现圆起偏, 除了模式间要满足相位匹配条件以外, 还必须具有足够的耦合. 由式(15)可见, 耦合的大小为 C_2 . 从式(8)中的 C_2 的表达式可知, C_2 与光纤芯区的各向异性成正比, 也即光纤旋转前的线双折射越高越有利于圆偏振模间的耦合. 另外, 从式(9)可见, C_2 也是两个偏振方向相垂直的线偏振主模和包层模间的耦合(见式(7)中 k_{14} 与 k_{23}), 就是这一部分耦合转换成两个旋转方向相反的圆偏振主模和包层模之间的耦合, 两个方向相同的线偏振主模和包层模间的耦合对此却毫无贡献.

以右手螺旋方向旋转的光纤为例, 在满足相位匹配条件式(16)的情况下, 式(13)中可仅保留 W_2

和 W_3 对应的两个模,于是式(13)的耦合模方程可进一步简化为

$$\frac{d}{dz} \begin{bmatrix} W_2 \\ W_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -j(\beta_0 - \tau) & C_2 \\ -C_2 & -j(\beta_d + \tau) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} W_2 \\ W_3 \end{bmatrix} \quad (17)$$

由初始条件 $W_2=1$ 和 $W_3=0$,以及式(17),可得芯层模与包层模能量全耦合的最短长度 l 为

$$l = \frac{\pi}{2C_2} \quad (18)$$

在这一长度上, $W_2=0$,即右旋的圆偏振光将完全转换成包层模.如果该包层模与后续光纤中的模式没有耦合,则将在后续传输过程中逐渐在包层中和包层外损耗掉.与此同时,左旋圆偏振光则可无损地通过,从而实现了左旋圆偏振的起偏.同样,若采用左手螺旋方向的旋转熊猫光纤,则可得到右旋光的起偏器.

上述分析仅考虑了主模与某一阶的包层模 LP_{0n} 的耦合,对一确定旋转周期的熊猫光纤,左旋或右旋的圆偏振态主模将在不同的波长上与不同阶包层模实现相位匹配而形成强耦合.我们将在下面的模拟中讨论这种情况.

2 模拟结果

模拟中设旋转光纤的参数如下:包层为纯 SiO_2 ,芯层为 7.9% GeO_2 , 92.1% SiO_2 (百分比为摩尔分数)的材料;包层和芯层半径分别为 $62.5 \mu\text{m}$ 和 $4.25 \mu\text{m}$;熊猫光纤双折射拍长为 1.25 mm ;旋转方向为右手螺旋方向.

首先假设起偏器工作波长 λ 为 $1.55 \mu\text{m}$,起偏由主模与第一阶包层模 LP_{02} 的全耦合实现.通过模拟,由式(16)与式(18)可得到:满足相位匹配时的扭转率 τ 为 $16\,732.33 \text{ rad/m}$ 、旋转周期 P 为 0.375 mm ,实现能量全转换的最短长度 l 为 33.2 mm .由此,在谐振波长 $1\,550 \text{ nm}$ 处,右旋圆偏振光被强烈损耗掉,而左旋的圆偏振光无损地通过,从而很好地实现了圆偏振起偏效果.右旋圆偏振光的功率传输系数曲线如图 2 所示.

同时,这种起偏器的工作波长可通过改变旋转周期等参数而调节.另一方面,当旋转周期等参数一定时,芯层模还可在其他波长处与其他阶次的包层模耦合.改变上例中的旋转周期至 0.327 mm ,芯层模与一阶包层模 LP_{02} 发生相位匹配的谐振波长移至 $1\,421.0 \text{ nm}$.此外,芯层模还分别在 $1\,435.6 \text{ nm}$

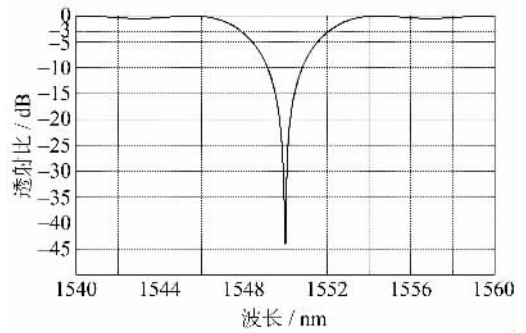


图 2 右旋圆偏振光的透射谱

Fig. 2 Transmission spectrum of right-handed circular polarization

和 $1\,462.2 \text{ nm}$ 处与二阶和三阶包层模 LP_{03} 和 LP_{04} 发生相位匹配.图 3 给出了芯层模与前三阶包层模相耦合的谐振波长及对应波长上的耦合系数,由此可获悉基于旋转熊猫光纤的圆起偏器的频谱特性.

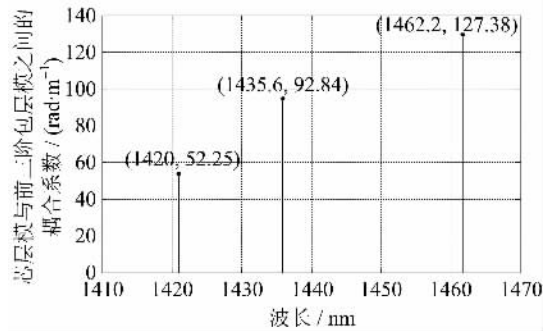


图 3 芯层模与前三阶包层模相耦合的谐振波长及对应波长上的耦合系数

Fig. 3 Resonant wavelengths and coupling coefficients of the couplings between the core mode and the three lowest cladding modes

3 结论

理论分析和模拟表明,在熔融状态下扭转成形的旋转应力型高线双折射光纤,其旋转周期小于毫米量级时,具有类似于光纤光栅的特性;当光纤旋转方向与右手(或左手)螺旋方向一致时,左旋(或右旋)的圆偏振主模可低损耗通过,而右旋(或左旋)的主模将在一定长度上被完全吸收,从而实现了圆偏振起偏的目的.值得提出的是,上述圆偏振起偏器有波长谐振特性,为了加宽起偏器的频带,可以借助于光纤光栅中许多行之有效的办法,比如啁啾光栅,采用更短的旋转周期使主模与辐射模耦合^[2]也将是一种更有效的方法. (下转第 1 100 页)