

薄膜调控光纤模式转换与偏振控制方法研究

李志红^{1*}, 杨现鑫¹, 郭团²¹温州大学电气与电子工程学院, 浙江 温州 325035;²暨南大学光子技术研究院, 广东 广州 511443

摘要 基于平板波导近似模型构建了光纤基底圆环薄膜波导的模式方程, 得到离散分布的薄膜波导模式, 进一步结合全矢量模式理论, 获得了光纤模式转换的新理解。按照从高阶至低阶(而不是广泛认知的从低阶至高阶)的模式顺序, 具有一定厚度的圆环薄膜波导引起光纤包层模转变为相位匹配的薄膜包层模, 继续增大圆环薄膜波导厚度, 会破坏相位匹配条件而使该薄膜包层模再次转变为相邻的低阶光纤包层模, 并依此形成周期的模式转换过程。最后, 通过氧化锡镀膜倾斜布拉格光纤光栅的光谱变化验证上述机理, 分析发现了正交偏振薄膜波导模(P 和 S 偏振态)的同周期但非同步的激发过程及其对光纤偏振的周期调控规律, 理论分析与前期实验结果一致。研究结果为光纤矢量参数传感(振动、扭转、压力、声场等)、光纤生物传感(体折射率与面折射率区分测量)及光通信偏振滤波等研究提供新思路。

关键词 光纤光学; 薄膜波导; 模式转换; 偏振调控; 倾斜布拉格光纤光栅; 光纤传感

中图分类号 TN253

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202141.1306018

Thin-Film-Assisted Fiber-Optic Mode Transition and Polarization Modulation

Li Zhihong^{1*}, Yang Xianxin¹, Guo Tuan²¹ College of Electrical and Electronic Engineering, Wenzhou University, Wenzhou, Zhejiang 325035, China;² Institute of Photonics Technology, Jinan University, Guangzhou, Guangdong 511443, China

Abstract In this study, the mode equation of an optical fiber-assisted circular thin-film waveguide was deduced theoretically based on a planar waveguide approximate model, from which the discrete thin-film waveguide modes are obtained. Combined with the full vector mode theory, new insights into optical fiber mode transition are obtained. It is found that the fiber cladding mode is transitioned into the phase-matched thin-film cladding mode supported by the circular thin-film waveguide with a certain thickness, in the mode order from high- to low-order rather than the well-known low- to high-order. The further increase of thickness of the circular thin-film waveguide eliminates the phase-matching condition and the generated thin-film cladding mode transforms back to the adjacent low-order optical fiber cladding mode, resulting in a periodic mode conversion process. These theoretical results were validated by analyzing the spectrum evolution of an indium tin oxide film-coated tilted fiber Bragg grating. An asynchronous excitation process with the same period of the orthogonally polarized thin-film waveguide modes (P- and S-polarization) and its periodic tuning property for optical fiber polarization are realized. These results are consistent with those of previous experiments and are expected to provide a new method for fiber-optic vector parameter sensing (e. g., vibration, twisting, pressure, acoustic field, etc.), fiber-optic biosensing (discriminative sensing of volume refractive index and surface refractive index), and polarization-dependent optical communication filters.

Key words fiber optics; thin film waveguide; mode transition; polarization modulation; tilted fiber Bragg grating; optical fiber sensing

OCIS codes 060.2310; 230.7370; 240.5440; 060.3510

收稿日期: 2021-03-26; 修回日期: 2021-04-12; 录用日期: 2021-05-06

基金项目: 国家自然科学基金(61905180, 61975068, 62035006)、温州市基础研究计划(G20190005)

通信作者: * zhihong@wzu.edu.cn

1 引言

光学表面波是一种局域在金属、介质、超表面结构等材料表/界面的电磁本征模式,具有亚波长分辨和局域近场增强等奇异光学性质,在增强光透射/吸收、超分辨成像、亚波长光通讯、生化传感、偏振调控器件等方面具有重要的应用前景^[1-3]。薄膜集成光纤器件既保持了光纤体积小、抗电磁干扰、易集成复用等优异特性,又融合了薄膜材料的种类多样、结构可控、性质可调等优势,是激发光学表面波的理想器件之一^[4-6]。目前光纤辅助光学表面波的一个研究热点是在介质-金属表面激发表面等离子体^[7-9]。研究重点主要集中在表面等离子体共振峰的线宽压缩方法、表面等离子体器件镀膜材料的多样性、激发条件和调控性能的优化提升等方面^[10]。

在光纤表面引入高折射率介质圆环薄膜波导即构成光纤基底圆环薄膜波导,它可激发另一种具有优异特性的光学表面波——损耗模,即在圆环薄膜波导内传播的薄膜导模^[11-12]。相比于金属材料,介质圆环薄膜波导同时支持两个正交偏振态(P 偏振和 S 偏振)薄膜导模的激发与传播,具有广泛的材料选择、灵活的制备方式、可控的光学响应等特性。光纤辅助薄膜波导模的激发过程与薄膜诱导光纤模式转换有关。光纤模式转换这一概念由 del Villar 等^[13-14]提出,Cusano 等^[15-16]对此开展了深入研究。当光纤表面的圆环薄膜波导厚度增大至一定程度后,圆环薄膜波导会使光纤发生模式转换,从而使低阶光纤包层模转变为在圆环薄膜波导内传播的薄膜导模,其余高阶模式则依次向相邻的低一阶模式转换,即低阶模式转换为薄膜导模后,相邻的高阶模式再占据该低阶模式的位置。处于模式转换过程中的光纤包层模和薄膜导模在外界环境中具有较强的消逝场分布,可极大提高光纤器件对外界环境的光学响应,因此被广泛应用于高灵敏光纤传感领域^[17-22]。

尽管薄膜涂覆光纤的模式转换现象已得到实验验证,但模式转换机制尚缺乏理论支撑。此外,光纤表面的圆环薄膜波导会使 P 偏振和 S 偏振光纤包层模均发生模式转换,从而调控光纤偏振特性,具有重要的研究价值。在圆环薄膜波导调控光纤偏振特性方面,本课题组前期得到了圆环薄膜波导集成倾斜布拉格光纤光栅偏振周期增强现象,并将该现象应用于光纤矢量扭转测量^[23],但其产生机制有待进一步研究。鉴于此,本文对圆环薄膜波导引起的光纤模式转换机理和光纤偏振调控机制两方面进行研

究;基于平板波导近似模型建立光纤基底圆环薄膜波导的分析模型,并得到其模式方程,结合全矢量光纤模式理论,研究光纤模式转换过程及其产生机制;最后通过氧化铟锡镀膜倾斜布拉格光纤光栅光谱变化验证上述机理,分析获得了光纤正交偏振波导模的同周期但非同步的激发过程和光纤偏振调控规律。本文研究结果与前期实验报道一致。

2 结构与原理

2.1 光纤基底圆环薄膜波导结构

当在光纤表面引入其他介质薄膜时,前期文献主要从光纤本体角度出发,分析介质薄膜对光纤模式特性的影响。本文从介质薄膜的角度出发,将薄膜涂覆光纤等效为以光纤为基底的“圆环”薄膜波导,如图 1(a)所示。光纤基底圆环薄膜波导由光纤、圆环薄膜波导和外界环境 3 部分构成。其中,光纤由纤芯和包层构成,圆环薄膜波导涂覆在光纤包层表面。各层介质的结构参数(半径、厚度)和光学参数(折射率)定义如图 1 所示。为激发薄膜波导模,各层介质折射率应满足 $n_f > n_{co} > n_{cl} \geq n_s$,除特殊说明外, n 均指折射率的实部,虚部即消光系数仅在计算中考虑。在该集成结构中,光纤包层具有三个方面的重要作用。第一,在纤芯-包层界面和圆环薄膜波导-包层界面,通过全反射效应将光或导模分别约束在纤芯和圆环薄膜波导内传播。第二,作为光纤和圆环薄膜波导的共同包层,同时支持两种类型包层模传播:光纤包层模和薄膜包层模。第三,作为能量耦合通道,将光纤包层内满足相位匹配条件的光纤包层模耦合进入圆环薄膜波导内传播,即激发薄膜波导模。图 1 中, n_i ($i = co, cl, f, s$) 分别为纤芯、包层、圆环薄膜波导及外界环境的折射率, r_i ($i = co, cl$) 分别为纤芯和包层的半径, d 为圆环薄膜波导厚度, Δ 为光栅轴向栅距, θ 为光栅倾角, θ_i 为光纤包层模式入射角。

薄膜波导模的激发过程与光纤包层模密切相关。然而,在薄膜涂覆区域,输入光仅在纤芯内激发纤芯模,与圆环薄膜波导无相互作用。鉴于此,考虑在纤芯内引入倾斜布拉格光纤光栅(TFBG),如图 1(b)所示。通过光栅耦合效应,TFBG 可在宽波段内将纤芯模耦合至数十至数百个 P 偏振和 S 偏振光纤包层模,从而在透射光谱中产生偏振相关的梳状谐振峰。P 偏振和 S 偏振态的相邻谐振峰间接反映出光纤偏振特性。对于圆环薄膜波导而言,这些光纤包层模对应具有不同入射角 θ_i 的输入光。其中,

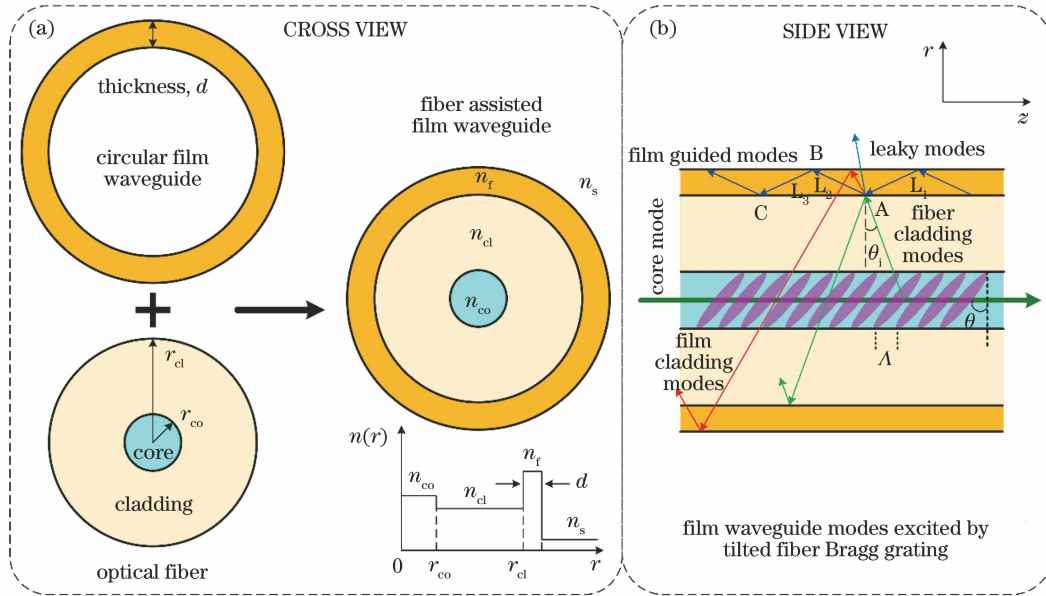


图 1 光纤基底圆环薄膜波导结构及薄膜波导模产生原理。(a)截面图,光纤基底圆环薄膜波导结构及其折射率分布;(b)侧面图,TFBG 激发薄膜波导模的模式耦合原理

Fig. 1 Configuration of optical fiber assisted circular thin film waveguide and generation mechanism of thin film waveguide modes. (a) Cross view, optical fiber assisted circular thin film waveguide and refractive index distribution; (b) side view, mode coupling principle of thin film waveguide mode excited by TFBG

只有满足相位匹配条件的光纤包层模才能进一步激发薄膜波导模。相应的相位匹配条件为

$$\text{Re}(\beta_{cl,v}) = \text{Re}(\beta_{f,m}), \quad (1)$$

式中:第 v 阶光纤包层模的传播常数 $\beta_{cl,v} = k_0 n_{eff,v}$; 第 m 阶薄膜波导模的传播常数 $\beta_{f,m} = k_0 n_{eff,m}$; $k_0 = 2\pi/\lambda$, λ 为波长; n_{eff} 为相应模式的有效折射率。显然,(1)式等效为 $\text{Re}(n_{eff,v}) = \text{Re}(n_{eff,m})$, 即有效折射率实部相等。在平板波导近似下,光纤包层模的有效折射率可进一步表示为 $\text{Re}(n_{eff}) \approx n_{cl} \sin \theta_i$ 。由于 P 偏振和 S 偏振模式的有效折射率存在一定差异,由(1)式可知,薄膜波导模的激发过程会改变光纤模式特性,从而调控光纤偏振特性。

在以下分析中,从三个不同维度对光纤基底圆环薄膜波导的模式、模场及偏振特性展开研究,并分析了三个方面的内在联系:首先,基于平板波导近似理论,构建光纤基底圆环薄膜波导的模式方程,分析平板波导近似下光纤基底圆环薄膜波导的模式分类及其传播规律;在此基础上,基于全矢量模式理论,分析光纤基底圆环薄膜波导的全矢量模式及模场变化规律;最后,利用全矢量模式耦合理论,研究圆环薄膜波导对 TFBG 透射谱及其偏振的调控特性。

2.2 平板近似薄膜波导模式方程

基于上述分析可知,光纤基底圆环薄膜波导可理解为由多层介质构成的圆柱波导。结合平板波导

近似理论,该多层圆柱波导可近似简化为多层平板波导。考虑单模光纤的情况下,光纤基底圆环薄膜波导可等效为由外界环境-薄膜波导-包层-纤芯-包层-薄膜波导-外界环境构成的多层平板波导。考虑到在近红外波段有 $n_{co} \approx n_{cl}$,纤芯和包层可视为同一介质。该多层平板波导进一步简化为由外界环境-薄膜波导-包层-薄膜波导-外界环境构成的多层平板波导,其本质上是等同于包层-薄膜波导-外界环境三层平板波导构成的复合平板波导。同时,考虑到 $r_{cl}/d > 10^2$,说明对于圆环薄膜波导而言,光纤包层可视为无限厚的介质。因此,在分析圆环薄膜波导光波传播规律时,重点考虑无限厚包层-薄膜波导-无限厚外界环境构成的三层平板波导,如图 1 (b)所示。根据射线光学理论可知,该结构支持的薄膜波导模包括薄膜导模、薄膜包层模和泄漏模。其中,薄膜导模分别在圆环薄膜波导-包层界面和圆环薄膜波导-环境界面通过全反射效应沿薄膜波导传播;薄膜包层模在圆环薄膜波导-环境界面通过全反射效应沿圆环薄膜波导和光纤包层进行传播(在圆环薄膜波导-包层界面不满足全反射条件)。当在两个界面均不满足全反射条件时,该模式对应泄漏模或辐射模。在平板波导中,这些模式具有两个正交的偏振态,分别表示 P 偏振 TM 模和 S 偏振 TE 模。

如图 1(b)所示,光纤包层模在 A 点耦合进入圆环薄膜波导并激发与之相位匹配的薄膜导模,然后在圆环薄膜波导-外界环境界面的 B 点全反射后到达圆环薄膜波导-光纤包层界面的 C 点,再次全反射后继续传播。该过程中总的相移包括界面反射相移和光波传播相移。界面反射相移表示为 $\phi_{i,j}$ ($j = s, cl$), 包括 $\phi_{i,s}$ (即圆环薄膜波导-外界环境界面的相移) 和 $\phi_{i,cl}$ (即圆环薄膜波导-光纤包层界面的相移)。根据菲涅耳反射理论,界面反射相移与界面反射系数有关,即满足^[24]

$$r_{i,j} = \exp(i\phi_{i,j}) = \frac{\exp(+i\phi_{i,j}/2)}{\exp(-i\phi_{i,j}/2)} = \frac{\cos(\phi_{i,j}/2) + i\sin(\phi_{i,j}/2)}{\cos(\phi_{i,j}/2) - i\sin(\phi_{i,j}/2)} = \frac{1 + i\text{tan}(\phi_{i,j}/2)}{1 - i\text{tan}(\phi_{i,j}/2)} \quad (2)$$

进一步换算后得到

$$\phi_{i,j} = 2\arctan\left(i \frac{1 - r_{i,j}}{1 + r_{i,j}}\right), \quad (3)$$

式中: $r_{i,j}$ 为界面反射系数。

$$r_{i,j} = \frac{k_{r,i}/n_i^{2\gamma} - k_{r,j}/n_j^{2\gamma}}{k_{r,i}/n_i^{2\gamma} + k_{r,j}/n_j^{2\gamma}}, \quad (4)$$

式中: $k_{r,i} = \sqrt{(k_0 n_i)^2 - \beta^2}$ 和 $k_{r,j} = \sqrt{\beta^2 - (k_0 n_j)^2}$ 均表示 r 方向传播常数; $\gamma = 0$ 表示 S 偏振 TE 模式, $\gamma = 1$ 表示 P 偏振 TM 模式。在全反射情况下, 有 $\beta > k_0 n_j$, 此时 $k_{r,j} = i\sqrt{\beta^2 - (k_0 n_j)^2}$ 。

将(4)式代入(3)式,得到

$$\phi_{i,j} = -2\arctan\left[\left(\frac{n_i}{n_j}\right)^{2\gamma} \frac{k_{r,j}}{k_{r,i}}\right]. \quad (5)$$

同时,光波从 A 点传播至 C 点的过程中也会产生相移。如图 1(b)所示,分别设定三条光波:入射至 A 点的光波为 L_1 、入射至 B 点的光波为 L_2 、入射至 C 点的光波为 L_3 。不考虑时间因子的变化并设初始相位为 ϕ_0 ,则光波 L_1 在 C 点的相位为

$$\phi_0 + \beta z_C, \quad (6)$$

式中: z_C 为 C 点的轴向位置。光波 L_3 在 C 点的相位等效为三部分之和:光波 L_1 在 A 点的相位 $\phi_0 + \beta z_A$ 、光波 L_2 从 A 点全反射后传播至 B 点的相移 $\phi_{i,cl} + \beta(z_B - z_A) + k_{r,i}d$ 、光波 L_3 从 B 点全反射后传播至 C 点的相移 $\phi_{i,s} + \beta(z_C - z_B) + k_{r,i}d$, 即

$$\phi_0 + \beta z_A + \beta(z_C - z_A) + 2k_{r,i}d + \phi_{i,cl} + \phi_{i,s}. \quad (7)$$

为得到传导的薄膜导模(即在圆环薄膜波导内形成稳定的场分布),光波 L_1 在 C 点的相位和光波 L_3 在 C 点的相位之间的相位差即相移需为 2π 的整

数倍,即(7)式减(6)式等于:

$$2k_{r,i}d + \phi_{i,cl} + \phi_{i,s} = 2m\pi, \quad (8)$$

式中:模式阶数 $m = 0, 1, 2, \dots$ 。(8)式等效为光波在同一界面相邻两次反射过程产生的相移应满足的条件。根据射线光学理论可知,(8)式即为平板波导近似下光纤基底圆环薄膜波导的模式方程。由(8)式可知:圆环薄膜波导模构成离散的模式集,每个模式对应不同的入射角 θ_i ;圆环薄膜波导存在与其厚度有关的离散能量状态,用于支持相应薄膜波导模的传播。在各层介质光学参数确定的情况下,该结构支持的薄膜波导模可通过改变圆环薄膜波导厚度进行调控。

尽管该模式方程是在单模光纤条件下得到的,但可方便地推广至其他多种类型光纤辅助薄膜波导的分析,如少模光纤、多模光纤、细芯光纤等,区别在于圆环薄膜波导-包层界面和圆环薄膜波导-环境界面的反射系数和反射相移不同,特别是在两个界面均应考虑多层介质反射的情况。另外,考虑到单模光纤的结构特征,以上模式方程的推导过程仅分析了子午光线。对于尺寸更大的光纤器件(如多模光纤),需结合光源输入条件,在平板波导近似分析中同时考虑子午光线和偏斜光线的影响。

在以下分析中,考虑单模 TFBG 和氧化铟锡(ITO)构成的光纤基底圆环薄膜波导。作为一种典型的高折射率透明传导薄膜材料,ITO 被广泛应用于包括光电传感、平板显示器、触摸屏、电子纸、太阳能电池和抗静电镀膜等在内的诸多领域。在计算中考虑 Corning SMF-28e 单模光纤,参数为 $r_{co} = 4.1 \mu\text{m}$, $r_{cl} = 62.5 \mu\text{m}$, n_{co} 和 n_{cl} 通过 Sellmeier 系数得到^[25]。ITO 的复数光学常数与制备工艺有关,本文计算中引用文献报道的实验数据^[26]。外界环境为空气,折射率 $n_s = 1.0$ 。TFBG 参数为光栅倾角 $\theta = 10^\circ$,轴向周期 $\Lambda = 558.5 \text{ nm}$,折射率调制幅度为 5.0×10^{-4} ,光栅长度为 15 mm 。

3 结果与讨论

3.1 平板近似薄膜波导模式分布

求解模式方程(8)式,可得到平板波导近似下光纤基底圆环薄膜波导所支持的模式。考虑以上参数并取波长为 $1.55 \mu\text{m}$ (以下结论适用于光纤通信近红外波段),图 2 给出了在不同圆环薄膜波导厚度时的模式分布。如图 2(a)所示,随着圆环薄膜波导厚度增大,该平板波导周期性地依次激发了离散的 S 偏振 TE 模式和 P 偏振 TM 模式,且模式有效折射率($n_{\text{eff}} = \beta/k_0$,除特殊说明外,仅考虑 n_{eff} 的实部)

逐渐增大至接近圆环薄膜波导折射率(在 $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ 处, $n_f \approx 1.91$)。模式阶数越高,所需的圆环薄膜波导厚度越大,说明较厚的圆环薄膜波导可

以容纳更多的能量状态用于支持高阶模传播。图 2 中, d_{TE} , d_{TM} 分别表示激发相邻 TE 或 TM 薄膜导模所需的圆环薄膜波导厚度。

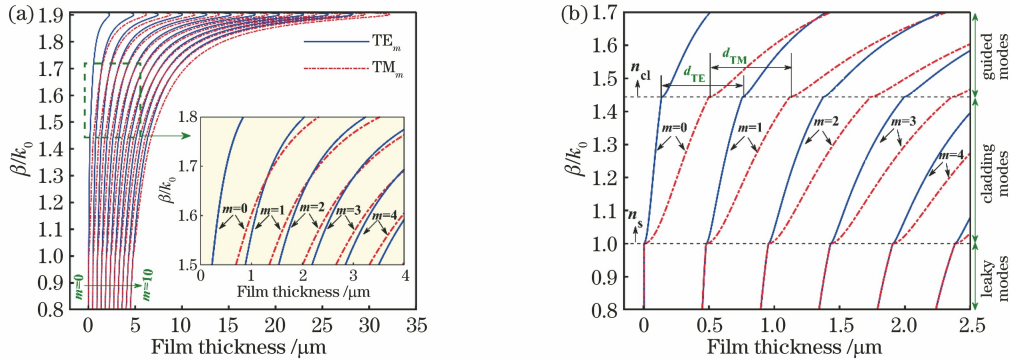


图 2 平板波导近似薄膜波导模式分布随圆环薄膜波导厚度的变化。(a)前 11 个模式的传播常数,插图为圆环薄膜波导折射率附近的传播常数变化;(b)截止区域附近的传播常数

Fig. 2 Mode distribution of approximation-based planar waveguide varying with thickness of circular thin film waveguide.

(a) Propagation constant of the first 11 modes, inset gives the variation of propagation constant around refractive index of circular thin film waveguide; (b) propagation constant around cutoff region

图 2(b)给出了截止区域附近的模式变化规律。可知,模式分布包括三个性质各异的区间,以有效折射率表示: $n_{\text{eff}} < n_{\text{s}} = 1.0$; $n_{\text{s}} < n_{\text{eff}} < n_{\text{cl}}$; $n_{\text{cl}} < n_{\text{eff}} < n_{\text{f}}$ 。根据有效折射率与各层介质折射率的对比,这三个区间分别对应三种类型离散薄膜波导模:泄漏模或辐射模向外界环境损耗能量,模场分布在外界环境;薄膜包层模在包层内传播,模场主要分布在包层内并延伸至圆环薄膜波导内,同时以倏逝场形式延伸至外界环境;薄膜导模在圆环薄膜波导内传播,模场主要分布在圆环薄膜波导内,并以倏逝场形式延伸至包层和外界环境。

由图 2(b)可知, S 偏振 TE 泄漏模和 P 偏振 TM 泄漏模的有效折射率近似相等,说明 TE、TM 泄漏模具有非常小的偏振差异,这与光纤全矢量泄漏模特性一致^[27]。随着圆环薄膜波导厚度增大, S 偏振 TE 泄漏模和 P 偏振 TM 泄漏模均逐渐转变为薄膜包层模,但 TE 模具有更快速的转变过程(即曲线斜率更大),从而导致 TE、TM 模式之间的偏振差异逐渐增大。当圆环薄膜波导厚度增大至超过薄膜导模激发厚度,相应的 S 和 P 偏振薄膜包层模依次转变为相应的薄膜导模,说明此时圆环薄膜波导已有足够的能量状态来支持薄膜导模的传播。此外,圆环薄膜波导厚度增大使相邻 TE、TM 模的偏振差异增大,但激发同一偏振态的相邻两个模式所需的圆环薄膜波导厚度间隔保持一致。以截止区域为例,激发相邻 TE 或 TM 薄膜导模所需的圆环薄膜

波导厚度 d_{TE} 或 d_{TM} 均为 620 nm。这说明随着圆环薄膜波导厚度的变化,三种类型薄膜波导模的两个偏振态依次周期性产生,且偏振越强,周期越大。

3.2 全矢量薄膜波导模的激发与分析

平板近似波导可以直观地得到光纤基底圆环薄膜波导的离散模式分布,但不能揭示薄膜波导模产生机制以及模式激发过程对光纤模式的影响(即薄膜波导模与光纤模式的相互作用规律)。鉴于此,本文基于全矢量模式理论(即全矢量有限差分解模算法^[28])求解得到光纤基底圆环薄膜波导全矢量模式及模场分布随圆环薄膜波导厚度的变化。该数值分析算法的核心内容包括三个方面:首先,通过引入匹配层和反射层,将光纤器件置于封闭的空间内,从而将所有模式离散化;其次,将光纤器件沿半径方向划分网格;最后,结合中心有限差分算法、泰勒展开公式、边界连续条件展开电磁场分布。这种数值解模算法是目前高效精确求解光纤器件模式本征方程和模场分布的主要方法之一。基于该算法,图 3 给出了波长为 $1.55 \mu\text{m}$ 的模式有效折射率和模场分布随圆环薄膜波导厚度的变化规律,其中,图 3(a)对应截止区域附近的低阶光纤包层模的变化,图 3(b)对应高阶光纤包层模的变化。为便于和平板波导近似模型对比,图中仅考虑了 S 偏振 TE 模和 P 偏振 TM 模, HE 和 EH 模式具有近似一致的变化规律而未给出。另外,在 $n_{\text{eff}} \approx n_{\text{s}}$ 即截止区域附近,光纤包层模是由光纤泄漏模转变而来的^[29],本文不再展开分析。

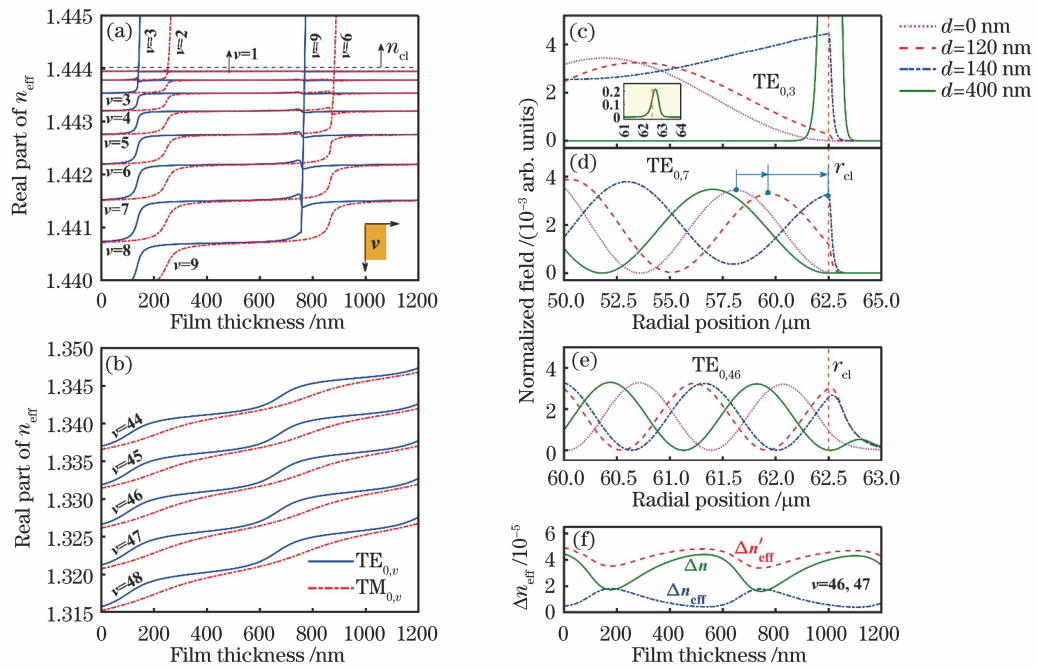


图 3 光纤基底圆环薄膜波导的全矢量模式及其模场分布随圆环薄膜波导厚度的变化。(a)低阶包层模的有效折射率;(b)高阶包层模的有效折射率;(c) $TE_{0,3}$ 模式的模场分布,插图为第一个薄膜导模的模场分布;(d) $TE_{0,7}$ 模式的模场分布;(e) $TE_{0,46}$ 模式的模场分布;(f)相邻偏振模式的有效折射率间隔

Fig. 3 Full-vector modes of fiber assisted circular thin film waveguide and mode field distribution varying with thickness of circular thin film waveguide. (a) Effective refractive index of low-order modes; (b) effective refractive index of high-order modes; (c) mode field of $TE_{0,3}$, inset shows mode field of the first thin film guided mode; (d) mode field of $TE_{0,7}$; (e) mode field of $TE_{0,46}$; (f) difference in effective refractive index of adjacent TE or TM modes

对于裸光纤(即 $d = 0$ nm),有效折射率满足 $n_s < n_{eff} < n_{cl}$ 条件的模式为光纤包层模,其模场主要分布于光纤包层内。由图 3(a)和(b)可知,随着圆环薄膜波导厚度的增大,光纤包层模(从高阶模到低阶模)逐渐出现模式转换现象,即有效折射率逐渐增大至相邻低阶光纤包层模的位置。同时,低阶光纤包层模的两个偏振态(即 P 偏振 TM 模和 S 偏振 TE 模)转换过程出现较大差异,即有效折射率曲线明显非同时变化,如图 3(a)所示;高阶光纤包层模的两个偏振态近似同时出现模式转换,即有效折射率曲线近似同时变化但 S 偏振具有更大的变化幅度,如图 3(b)所示。例如,低阶光纤包层模如 $TE/TM_{0,7}$ 的有效折射率在 $d = 50 \sim 100$ nm 时才开始变化(尽管具有更快速的变化过程),而高阶光纤包层模如 $TE/TM_{0,48}$ 在圆环薄膜波导厚度较小时就开始出现模式转换(尽管具有较平缓的变化过程)。由于光纤包层仅能容纳有限的能量状态用于支持包层模的传播,随着高阶模逐渐通过模式转换占据相邻低阶模的能量状态,某个低阶模的有效折射率则增大至超过光纤包层折射率 n_{cl} 并逐渐接近圆环薄

膜波导折射率 n_f ,即转变为在圆环薄膜波导内传导的薄膜导模。另外,由图 3(a)可知,低阶光纤包层模的模式转换包括两种类型:模间模式转换,即由高阶模式转换为相邻的低一阶模式(即 $TE/TM_{0,v}$ 转换为 $TE/TM_{0,v-1}$),如圆环薄膜波导厚度介于 50 nm 至 500 nm 时, $TE_{0,8}$ 通过模间模式转换变为 $TE_{0,7}$;模内模式转换,即模式转换前后不改变模式阶数,如圆环薄膜波导厚度介于 600 nm 至 900 nm 时, $TE_{0,7}$ 发生模式转换后仍然是 $TE_{0,7}$ 。处于模间模式转换和模内模式转换之间的光纤包层模(如 $v = 2, 3, 6, 9$)会直接转变为在圆环薄膜波导内传导的薄膜导模,这与前期文献报道的结果一致^[14]。主要原因在于圆环薄膜波导具有复折射率,导致某个较低阶光纤包层模而非最低阶即第一个光纤包层模转换为薄膜导模。

从以上分析可知,通过调控圆环薄膜波导厚度,所有光纤包层模都将经历从高阶到低阶的模式转换过程,然后周期性地转变为在圆环薄膜波导内传导的薄膜导模。这与图 2 中平板近似波导的模式分布规律相吻合。二者最大的区别在于激发 TE 和 TM

薄膜导模(即 $n_{\text{eff}} \approx n_{\text{cl}}$ 处)所需的圆环薄膜波导厚度有较大差异。主要原因在于:平板波导近似模型中对光纤包层进行无限厚处理;圆柱波导支持简并的 TE/TM 和 HE/EH 模式,而平板近似波导仅支持非简并的 TE/TM 模式,意味着平板波导扩大了 TE 和 TM 模式之间的差异。

结合图 2 和图 3 可清晰地得到,随着圆环薄膜波导厚度增大,光纤模式转换是按照从高阶到低阶的模式顺序逐渐进行,而不是广泛认知的从低阶到高阶的顺序,即低阶光纤包层模(通常为第一个光纤包层模)首先转变为薄膜导模(部分文献将薄膜导模定义为损耗模^[11-12]),然后相邻的高阶光纤包层模再通过模式转换占据该低阶光纤包层模的能量状态^[13,16]。尽管具有相同的模式转换现象,但二者的认知是有本质区别。主要体现在三个方面:1)由于薄膜导模的模场分布局限在圆环薄膜波导内(包层中仅有较小的倏逝场),因此圆环薄膜波导只有达到一定的厚度时,才有足够的能量状态用于支持在圆环薄膜波导内传播的薄膜导模,说明薄膜导模是最后激发的;2)薄膜包层模的模场分布在包层区域并延伸至圆环薄膜波导内(但不是倏逝场),因此只要在光纤包层表面引入高折射率薄膜,其就会对光纤包层模产生较大影响,且模阶越高即 n_{eff} 越小,包层外的模场越强,则影响越大,说明最高阶光纤包层模会最先发生模式转换;3)圆环薄膜波导越厚,对模场的约束能力越强,随着圆环薄膜波导厚度增大,光纤包层模的能量逐渐被圆环薄膜波导吸收。由于光纤包层模构成一个离散非连续的模式空间,因此在圆环薄膜波导的影响下,高阶光纤包层模的模场分布逐渐转变为相邻的低阶包层模模场分布并依次继续变化,直至最低阶光纤包层模转变为在圆环薄膜波导内传播的薄膜导模。

图 3(c)~(e)为不同光纤包层模在圆环薄膜波导调控下的模场分布变化规律。为方便对比,所有模式的场强分布都归一化至裸光纤纤芯导模场强分布的最大值,即 $I(r) = \frac{1}{2I_{\text{co}}} \text{Re}(E_r H_{\phi}^* - H_r E_{\phi}^*)$,其中 E_r 和 E_{ϕ} 分别表示电场的径向和角向分量, H_r 和 H_{ϕ} 分别表示磁场的径向和角向分量, I_{co} 表示裸光纤纤芯模的场强最大值。对于裸光纤($d = 0 \text{ nm}$),光纤包层模的模场主要分布于光纤包层内并以弱倏逝场的形式延伸至外界环境。在模式转换过程中(如 $d = 120 \text{ nm}$ 和 140 nm),第 v 阶光纤包层模的模场在圆环薄膜波导的影响下逐渐向其移动

并在其内部产生较强的场分布,同时在光纤包层内仍然保持着稳定的模场分布,即转变为受扰光纤包层模。如图 3(d)所示,以 $\text{TE}_{0,7}$ 模为例(同样适用于其他模式),随着圆环薄膜波导厚度增大,光纤包层内模场分布逐渐向圆环薄膜波导移动。这说明在模式转换过程中,第 v 阶光纤包层模逐渐转变为第 m 阶薄膜包层模,此时光纤包层模和相对应的薄膜包层模满足相位匹配条件 $\text{Re}(n_{\text{eff},v}) = \text{Re}(n_{\text{eff},m})$ 。当完成一次模式转换后(如 $d = 400 \text{ nm}$),此时 $\text{Re}(n_{\text{eff},v}) < \text{Re}(n_{\text{eff},m}) \rightarrow \text{Re}(n_{\text{eff},v-1})$ 即偏离相位匹配条件,模场分布靠近圆环薄膜波导的波峰已完全进入圆环薄膜波导内,但此时圆环薄膜波导没有相应的能量状态用于支持该模场波峰的传播,导致模场分布损失这个波峰,此时模场对应第 $v-1$ 阶光纤包层模的模场分布(模场分布的波峰个数与模式阶数相对应),即第 m 阶薄膜包层模转变为第 $v-1$ 阶光纤包层模。显然,一次完整的模式转换过程为光纤包层模首先激发或转变为相位匹配的薄膜包层模,然后再转变为相邻的低阶光纤包层模。对于图 3(c)所示的 $\text{TE}_{0,3}$ 光纤包层模,在模式转换过程中先转变为第 0 阶薄膜包层模,然后转变为第 0 阶薄膜导模 TE_0 ,其模场分布在圆环薄膜波导内并以倏逝场形式延伸至光纤包层和外界环境中。

以上模式转换规律同样适用于 P 偏振 TM 模式,但 TE 和 TM 模式的转变过程不同步,即发生模式转换所需的圆环薄膜波导厚度有差异,且模阶越低,差异越大(与图 2 吻合),这说明薄膜波导模的激发过程会调控光纤偏振特性。以 $\text{TE}/\text{TM}_{0,46}$ 光纤包层模为例,图 3(f)给出了相邻两个模式在模式转换过程的偏振特性,其中各参量定义为 $\Delta n_{\text{eff}} = n_{\text{eff},v}^{\text{TE}} - n_{\text{eff},v}^{\text{TM}}$, $\Delta n'_{\text{eff}} = n_{\text{eff},v}^{\text{TM}} - n_{\text{eff},v+1}^{\text{TE}}$ 以及 $\Delta n = |\Delta n'_{\text{eff}} - \Delta n_{\text{eff}}|$ 。由图 3(f)可知,这三个参量呈现出明显的周期变化特性。在变化过程中, Δn 越小,则偏振越强。

3.3 圆环薄膜波导调控光纤偏振特性

在实际应用中,科研人员通常采用检测光纤器件的谐振光谱来反映光纤偏振特性。TFBG 能在宽波段内分别产生正交偏振(P 和 S 偏振)梳状光谱,为研究圆环薄膜波导调控光纤偏振特性提供了有效方法。本文基于复域全矢量模式耦合理论计算得到 TFBG 的透射谱^[30]。复域全矢量模式耦合理论的核心是复模展开法,即在复域内使用全矢量模式集展开光纤器件内的场分布,而全矢量模式可通过全矢量有限差分解模算法求解得到。基于该理论,图

4 给出了圆环薄膜波导集成 TFBG 偏振光谱随圆环薄膜波导厚度的变化规律。根据 TFBG 相位匹配条件, 波长在 $1.549 \mu\text{m}$ 附近的谐振峰对应 TE/TM_{0,46} 光纤包层模。需要说明的是, 光谱计算同时考虑了 HE/EH 模式, 即每个谐振峰实际为 TE/TM 模和 HE/EH 模谐振峰的叠加。如图 4 所示, 在宽波段内, TFBG 谐振峰与模式色散曲线具有一

致的周期变化规律: 随着圆环薄膜波导厚度增大, P 和 S 偏振谐振波长均向长波方向移动, 但 S 偏振具有更快速的漂移, 从而相邻的 P 和 S 偏振谐振峰的波长间隔 ($\delta\lambda$ 和 $\delta\lambda'$) 呈现周期性的增大和减小变化, 即周期性调控光纤偏振特性。其本质原因在于同周期但非同步的 P 和 S 偏振薄膜波导模的激发过程 (如图 2 和图 3 所示)。

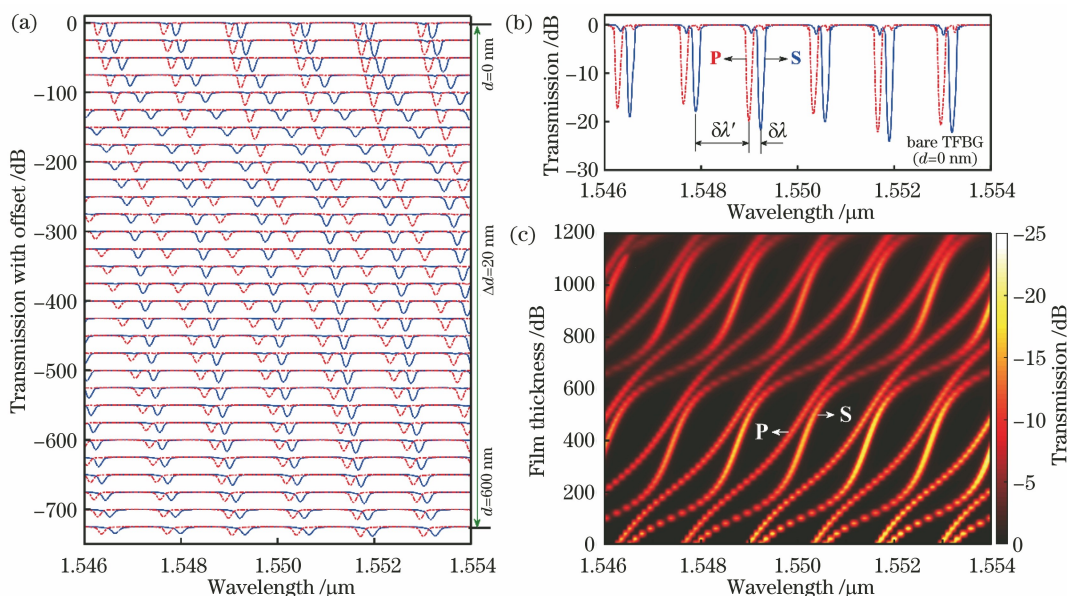


图 4 圆环薄膜波导集成 TFBG 透射谱随圆环薄膜波导厚度的变化。(a)透射谱的变化; (b) P、S 偏振态相邻谐振波长间隔的定义; (c) 谐振波长及幅度的变化

Fig. 4 Transmission spectra of TFBG integrated circular thin film waveguide. (a) Evolution of transmission spectrum; (b) definition of wavelength separation between two adjacent P- and S-polarized resonances; (c) change of resonance wavelength and amplitude

以波长 $1.548 \mu\text{m}$ 附近的谐振峰为例, 图 5 给出了圆环薄膜波导调控 TFBG 的周期偏振调控特性。结合上文分析可知, 光纤偏振特性与 $\Delta\lambda$ 有关, Δn 越小, 则 $\Delta\lambda$ 越小, 从而偏振越强。当 $\Delta\lambda \approx 0$, 此

时光纤偏振达到最强, TFBG 光谱中 P 和 S 偏振谐振峰被最大限度分离。对比图 3(f) 和图 5(b) 可知, 尽管相邻的 P 和 S 偏振波长间隔 ($\delta\lambda$ 和 $\delta\lambda'$) 具有与 Δn_{eff} 和 $\Delta n'_{\text{eff}}$ 相同的变化规律, 但 $\Delta\lambda$ 的变化过程与

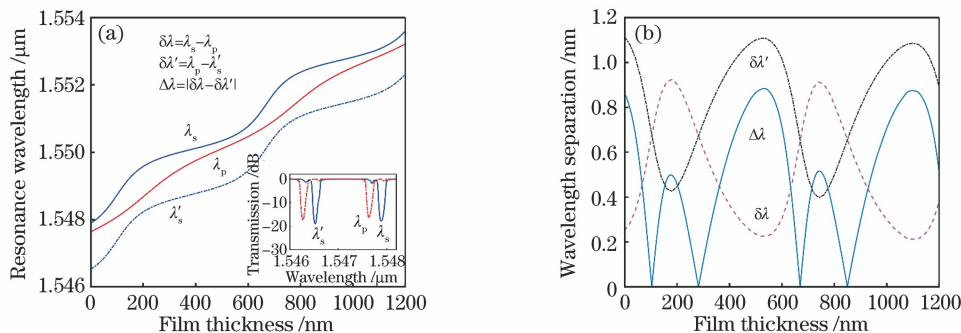


图 5 圆环薄膜波导引起的光纤偏振增强效应。(a) P、S 偏振相邻谐振波长随圆环薄膜波导厚度的变化, 插图为选择的谐振峰; (b) P、S 偏振态相邻谐振波长间隔的周期变化规律

Fig. 5 Enhanced polarization effect of optical fiber induced by circular thin film waveguide. (a) Resonance wavelength of adjacent P- and S-polarized state varying with thickness of circular thin film waveguide, inset shows the selected resonance bands; (b) periodic change of wavelength separation of adjacent P- and S-polarized state

Δn 有部分差异(二者变化周期一致)。在一个变化周期内,出现了两阶 $\Delta\lambda \approx 0$, 但 $\Delta n \neq 0$, 主要原因在于 Δn 仅考虑了相邻两个 TE/TM 模式, 而 $\Delta\lambda$ 是多个 TE/TM 和 HE/EH 模式谐振峰的叠加。

由于 $\delta\lambda$ 和 $\delta\lambda'$ 具有相反的变化规律, 相邻 P、S 偏振峰将呈现出反向漂移变化, 这为光纤矢量传感(面向不同方向的应变、扭转、测压、振动等结构监测)、光纤生物学检测(如何实现背景溶液‘体折射率’与光纤表面生物分子作用‘面折射率’的区分测量)、光通信滤波与光谱调制等应用提供了新方法。

4 结 论

从两个维度研究分析了圆环薄膜波导引起的光纤模式转换现象的产生机制及其对光纤偏振的周期调控特性。基于平板波导近似模型, 建立了光纤基底圆环薄膜波导的模式方程, 得到了其离散的偏振模式分布(包括薄膜导模、薄膜包层模及泄漏模), 结果与全矢量模式分布规律一致。研究发现, 光纤模式转换的实际过程为: 光纤包层模在圆环薄膜波导的影响下首先转变为与之相位匹配的薄膜包层模, 继续增大圆环薄膜波导厚度会破坏相位匹配条件, 而使该薄膜包层模转变为相邻的低阶光纤包层模, 并依此产生周期模式转换。进一步得到, 光纤包层模阶越高(或越低), 发生模式转换所需的圆环薄膜波导厚度越小(或越大), 即随着圆环薄膜波导厚度增大, 模式转换是按照从高阶至低阶而不是广泛认知的从低阶至高阶的模式顺序发生。同时发现了 P 与 S 正交偏振薄膜波导模的同周期但非同步的激发规律及其周期性光纤偏振调控特性, 并基于圆环薄膜波导集成 TFBG 光纤器件验证了分析理论与实验结果的一致性。

参 考 文 献

- [1] Moskovits M. Surface-enhanced spectroscopy [J]. *Reviews of Modern Physics*, 1985, 57(3): 783-826.
- [2] Polo J, Mackay T, Lakhtakia A. Electromagnetic surface waves: a modern perspective [M]. Amsterdam: Elsevier Science and Technology Books, 2013: 1-36.
- [3] Xu Y, Bai P, Zhou X D, et al. Optical refractive index sensors with plasmonic and photonic structures: promising and inconvenient truth [J]. *Advanced Optical Materials*, 2019, 7(9): 1801433.
- [4] Xu Y, Zhang L, Tong L M. Optofluidic micro-

- nanofiber sensors [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2019, 56(17): 170614.
- 许悦, 张磊, 童利民. 光流控微纳光纤传感器 [J]. *激光与光电子学进展*, 2019, 56(17): 170614.
- [5] Tan T, Yuan Z Y, Chen Y F, et al. Graphene-based fiber functional sensors and laser devices [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2019, 56(17): 170613.
- 谭腾, 袁中野, 陈远富, 等. 基于石墨烯的光纤功能化传感器件和激光器件 [J]. *激光与光电子学进展*, 2019, 56(17): 170613.
- [6] Xing Z K, Song Q G, Mou C B, et al. Linear polarized tunable fiber laser based on radiation mode of 45°-tilted fiber grating [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(12): 1201007.
- 邢志坤, 宋青果, 牟成博, 等. 基于 45° 倾斜光纤光栅辐射模的线偏振调谐光纤激光器 [J]. *中国激光*, 2020, 47(12): 1201007.
- [7] Guo T. Review on plasmonic optical fiber grating biosensors [J]. *Acta Optica Sinica*, 2018, 38(3): 0328006.
- 郭团. 等离子体共振光纤光栅生物传感器综述 [J]. *光学学报*, 2018, 38(3): 0328006.
- [8] Zhao J, Wang Y, Wang Y P. Graphene-oxide-enhanced surface plasmon resonance fiber sensor [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2019, 56(23): 230601.
- 赵静, 王英, 王义平. 氧化石墨烯增强型表面等离子体共振光纤传感器 [J]. *激光与光电子学进展*, 2019, 56(23): 230601.
- [9] Chen Q H, Han W Y, Kong X Y, et al. Detection of solution refractive index variation based on optical fiber surface plasmon resonance [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(8): 0804003.
- 陈强华, 韩文远, 孔祥悦, 等. 基于光纤表面等离子体共振检测溶液折射率变化 [J]. *中国激光*, 2020, 47(8): 0804003.
- [10] Piliarik M, Homola J. Surface plasmon resonance (SPR) sensors: approaching their limits? [J]. *Optics Express*, 2009, 17(19): 16505-16517.
- [11] del Villar I, Arregui F J, Zamarréno C R, et al. Optical sensors based on lossy-mode resonances [J]. *Sensors and Actuators B: Chemical*, 2017, 240: 174-185.
- [12] Ozcariz A, Ruiz-Zamarreno C, Arregui F J. A comprehensive review: materials for the fabrication of optical fiber refractometers based on lossy mode resonance [J]. *Sensors*, 2020, 20(7): 1972.
- [13] del Villar I, Matias I R, Arregui F J, et al. Optimization of sensitivity in long period fiber gratings with overlay deposition [J]. *Optics Express*, 2005, 13(1): 56-69.

- [14] del Villar I, Matias I R, Arregui F J, et al. Nanodeposition of materials with complex refractive index in long-period fiber gratings [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2005, 23(12): 4192-4199.
- [15] Cusano A, Iadicicco A, Pilla P, et al. Cladding mode reorganization in high-refractive-index-coated long-period gratings: effects on the refractive-index sensitivity[J]. *Optics Letters*, 2005, 30(19): 2536-2538.
- [16] Cusano A, Iadicicco A, Pilla P, et al. Mode transition in high refractive index coated long period gratings[J]. *Optics Express*, 2006, 14(1): 19-34.
- [17] Pilla P, Trono C, Baldini F, et al. Giant sensitivity of long period gratings in transition mode near the dispersion turning point: an integrated design approach[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(19): 4152-4154.
- [18] Bandyopadhyay S, del Villar I, Basumallick N, et al. Long period fiber grating for biosensing: an improved design methodology to enhance add-layer sensitivity [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2018, 36(4): 1178-1184.
- [19] Li Z H, Luo Q Q, Yan B T, et al. Titanium dioxide film coated excessively tilted fiber grating for ultra-sensitive refractive index sensor [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2018, 36(22): 5285-5297.
- [20] del Villar I. Ultrahigh-sensitivity sensors based on thin-film coated long period gratings with reduced diameter, in transition mode and near the dispersion turning point [J]. *Optics Express*, 2015, 23(7): 8389-8398.
- [21] Gu Z T, Lan J L. Mode transition in absorption film coated long-period fiber grating and response characteristics of refractive index [J]. *Acta Optica Sinica*, 2013, 33(7): 0706003.
顾铮天, 蓝锦龙. 镀吸收型膜长周期光纤光栅模式转换与折射率响应特性[J]. *光学学报*, 2013, 33(7): 0706003.
- [22] Jiang X L, Gu Z T, Ling Q, et al. Optimal design and experiments of coated dual-peak resonance long-period fiber grating refractive index sensing [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2016, 43(5): 0505003.
蒋秀丽, 顾铮天, 凌强, 等. 镀膜双峰谐振长周期光纤光栅折射率传感的优化设计与实验[J]. *中国激光*, 2016, 43(5): 0505003.
- [23] Wang R L, Li Z H, Chen X, et al. Mode splitting in ITO-nanocoated tilted fiber Bragg gratings for vector twist measurement [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2020: 99.
- [24] Born M, Wolf E. Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light [M]. 7th ed. Cambridge: Cambridge University Press, 1999: 58-74.
- [25] Li Z H, Bao Q K, Zhu J Y, et al. Generation of leaky mode resonance by metallic oxide nanocoating in tilted fiber-optic gratings [J]. *Optics Express*, 2020, 28(7): 9123-9135.
- [26] Arregui F J, del Villar I, Zamarreño C R, et al. Giant sensitivity of optical fiber sensors by means of lossy mode resonance[J]. *Sensors and Actuators B: Chemical*, 2016, 232: 660-665.
- [27] Li Z H, Ruan X K, Dai Y X. Simultaneous excitation of leaky mode resonance and surface plasmon resonance in tilted fiber Bragg grating [J]. *Applied Physics Express*, 2019, 12(11): 112005.
- [28] Lu Y C, Yang L, Huang W P, et al. Improved full-vector finite-difference complex mode solver for optical waveguides of circular symmetry [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2008, 26(13): 1868-1876.
- [29] Li Z H, Chiavaioli F. In-fiber comb-like linear polarizer with leaky mode resonances [J]. *Optics & Laser Technology*, 2021, 133: 106518.
- [30] Lu Y C, Huang W P, Jian S S. Full vector complex coupled mode theory for tilted fiber gratings [J]. *Optics Express*, 2010, 18(2): 713-726.