

· 特邀综述 ·

# 光纤结构光场产生及应用

张文定<sup>1,2</sup>, 李鑫<sup>1,2</sup>, 白家浩<sup>1,2</sup>, 张录<sup>1,2</sup>, 梅霆<sup>1,2</sup>, 赵建林<sup>1,2\*</sup>

<sup>1</sup>西北工业大学理学院陕西省光信息技术重点实验室, 陕西 西安 710072;

<sup>2</sup>西北工业大学理学院超常条件材料物理与化学教育部重点实验室, 陕西 西安 710072

**摘要** 光纤结构光场作为光场调控的一个重要分支, 逐渐引起了研究者的广泛关注。首先基于光纤矢量模式理论, 讨论了光纤中具有空间偏振/相位奇异特性的结构光场的产生机理; 然后, 介绍了光纤结构光场的产生方法, 如长周期光纤光栅耦合法、光纤端面微结构法和轨道角动量转换法等; 最后, 介绍了光纤结构光场在超分辨成像、涡旋光通信、等离子针尖纳米聚焦和非线性频率转换等方面的一些典型应用。

**关键词** 物理光学; 光场调控; 矢量光场; 涡旋光场; 模式耦合

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201939.0126003

## Generation and Application of Fiber-Based Structured Light Field

Zhang Wending<sup>1,2</sup>, Li Xin<sup>1,2</sup>, Bai Jiahao<sup>1,2</sup>, Zhang Lu<sup>1,2</sup>, Mei Ting<sup>1,2</sup>, Zhao Jianlin<sup>1,2\*</sup>

<sup>1</sup>Shaanxi Key Laboratory of Optical Information Technology, School of Science,

Northwestern Polytechnical University, Xi'an, Shaanxi 710072, China;

<sup>2</sup>MOE Key Laboratory of Material Physics and Chemistry under Extraordinary Conditions, School of

Science, Northwestern Polytechnical University, Xi'an, Shaanxi 710072, China

**Abstract** Fiber-based structured light fields, as an important branch of light field modulation, have gradually attracted much attention of researchers. First, based on the fiber vector mode theory, the generation mechanism of fiber-based structured light fields with spatial polarization/phase singularity is discussed. Then, the generation methods of fiber-based structured light fields, such as long-period fiber grating coupling method, fiber end face microstructure method, and orbital angular momentum conversion method, are introduced. Finally, some typical applications of fiber-based structured light fields in super-resolution imaging, vortex light communication, plasmonic tip nanofocusing, nonlinear frequency conversion and so on are presented.

**Key words** physical optics; light field modulation; vector field; vortex field; mode coupling

**OCIS codes** 260.1960; 060.2310; 140.3510; 350.2770

## 1 引 言

近年来,空间结构光场引起了国内外研究者的广泛关注,并迅速发展成为光学领域的一个研究热点。空间结构光场由于具有特殊的相位及偏振态分布特性<sup>[1-2]</sup>,在精密测量<sup>[3]</sup>、超分辨成像<sup>[4]</sup>、微粒操控<sup>[5]</sup>、非线性光学<sup>[6]</sup>、量子光学<sup>[7]</sup>及大容量光通信<sup>[8]</sup>等领域有着重要的研究价值和广阔的应用前景。

一般地,可将空间结构光场分为两类:一类是自由空间结构光场,另一类是光纤结构光场。自由空

间结构光场不受边界条件约束,可利用空间光调制器<sup>[9]</sup>、Q板<sup>[10]</sup>、螺旋相位板<sup>[11]</sup>、硅基光子器件<sup>[12]</sup>、金属微纳结构<sup>[13]</sup>等实现类型多样的空间结构光场产生,如具有螺旋相位分布的涡旋光场、具有特殊偏振态分布的矢量光场及具有无衍射传输特性的贝塞尔光场等。与自由空间结构光场相比,光纤结构光场的产生受边界条件严格约束,结构光场的类型非常有限,但是光纤结构光场也具有一些无可比拟的优势。例如,不同波长、强度/偏振态分布的结构光场在光纤中自然同轴传输时,可大大提高受激发射耗

收稿日期: 2018-08-31; 修回日期: 2018-09-19; 录用日期: 2018-09-29

基金项目: 国家重点基础研究发展计划(2017YFA0303800)、国家自然科学基金(61675169, 11634010, 61675171)、中央高校基本科研业务费专项资金(3102017ZY021)、陕西省自然科学基金(2018JM6036)

\* E-mail: jlzhao@nwpu.edu.cn

损(STED)荧光显微成像照明光源的同轴性及环境稳定性<sup>[14]</sup>;光纤传输损耗低,将光纤结构光场作为光纤通信系统的一个新自由度,可极大地提高远距离光纤通信系统的信息传输容量<sup>[15]</sup>;光纤结构光场在光纤内部传输,当其用于激发光纤端面集成的金属针尖时,既可实现高功率密度纳米聚焦光源产生,也可消除远场激发的背景噪声<sup>[16-17]</sup>,其在高分辨光谱学测量方面具有非常重要的应用价值。本文首先讨论光纤结构光场的产生机理,然后介绍光纤结构光场产生的主要方法,最后介绍光纤结构光场的一些典型应用。

## 2 光纤结构光场产生机理

### 2.1 光纤柱矢量光场产生机理

角向和径向偏振矢量光场是两种典型的柱矢量光场,二者在紧聚焦情况下呈现出不同的强度及偏振分布特性。角向偏振矢量光场在紧聚焦情况下,横向电场强度呈环状分布,且无纵向电场分量<sup>[18]</sup>,其在 STED 荧光显微成像、分子取向检测等方面具有广阔的应用前景<sup>[19-20]</sup>。而径向偏振矢量光场在紧聚焦情况下,具有非常强的纵向电场分量,其在金属纳米粒子捕获、针尖增强拉曼光谱检测等方面具有重要的应用价值<sup>[21-22]</sup>。

对于阶跃型折射率分布的少模光纤,由于忽略了光纤的横向折射率梯度,求解光纤标量波动方程时只能给出图 1(a)所示的横向模场(LP<sub>01</sub>, LP<sub>11</sub>, LP<sub>21</sub>...)的强度分布,而不能给出横向模场的偏振分布特性<sup>[23]</sup>。因此,为了获得光纤中柱矢量光场的产生机理,需要考虑光纤的横向折射率梯度,并通过求解光纤矢量波动方程,以获得图 1(b)所示的光纤横向模场(HE<sub>11</sub><sup>x/y</sup>, TE<sub>01</sub>, HE<sub>21</sub><sup>even/odd</sup>, TM<sub>01</sub>, HE<sub>31</sub><sup>even/odd</sup>, EH<sub>11</sub><sup>even/odd</sup>...)的强度及偏振分布特性,其中 TE<sub>01</sub>模式具有角向偏振分布特性, TM<sub>01</sub>模式具有径向偏振分布特性。此外,根据图 1(b)中给出的光纤矢量模式的有效折射率分布可知,角向(TE<sub>01</sub>)和径向(TM<sub>01</sub>)偏振矢量模式的有效折射率不完全相同,即这两个矢量模式非严格简并,因此只要采取适当的方法实现这两个非严格简并矢量模式的有效分离,即可在光纤中实现具有角向、径向偏振分布特性的柱矢量光场产生。

### 2.2 光纤涡旋光场产生机理

弱导近似下,少模光纤中矢量模式的横向电场分布可表示为  $\mathbf{E} = F_{\ell m}(r)\Phi(\varphi)$ <sup>[24]</sup>,其中  $F_{\ell m}(r)$  为标量模式 LP<sub>ℓm</sub>(r) 的径向分布函数;  $\ell(\ell=0,1,2\cdots)$  和

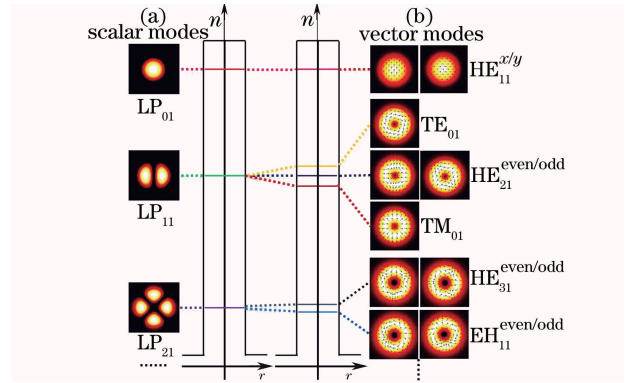


图 1 少模光纤<sup>[24]</sup>。(a)标量模式横向模场强度及有效折射率; (b)矢量模式横向模场强度、偏振和有效折射率

Fig. 1 Few-mode fiber<sup>[24]</sup>. (a) Transverse mode field intensity and effective refractive index in scalar mode; (b) transverse mode field intensity, polarization and effective refractive index in vector mode

$m(m=1,2,3\cdots)$ 分别为LP<sub>ℓm</sub>(r)模式的角向和径向数; $r$ 和 $\varphi$ 分别为径向和角向坐标; $\Phi(\varphi)$ 为场方向函数,具体表达式如表 1 所示(其中  $\hat{x}$  和  $\hat{y}$  为单位基矢)。当  $\ell=0, m=1$  时, HE<sub>ℓ+1,m</sub><sup>even/odd</sup> 为光纤矢量基模,并表示为 HE<sub>11</sub><sup>x/y</sup>。

表 1 光纤矢量模式的场方向函数

Table 1 Field direction functions of fiber-based vector modes

Vector mode	$\Phi(\varphi)$
HE <sub>ℓ+1,m</sub> <sup>even</sup> , $\ell \geq 0$	$\hat{x} \cos(\ell\varphi) - \hat{y} \sin(\ell\varphi)$
HE <sub>ℓ+1,m</sub> <sup>odd</sup> , $\ell \geq 0$	$\hat{x} \sin(\ell\varphi) + \hat{y} \cos(\ell\varphi)$
EH <sub>ℓ-1,m</sub> <sup>even</sup> , $\ell \geq 2$	$\hat{x} \cos(\ell\varphi) + \hat{y} \sin(\ell\varphi)$
EH <sub>ℓ-1,m</sub> <sup>odd</sup> , $\ell \geq 2$	$\hat{x} \sin(\ell\varphi) - \hat{y} \cos(\ell\varphi)$
TE <sub>01</sub> , $\ell=1$	$\hat{x} \sin \varphi - \hat{y} \cos \varphi$
TM <sub>01</sub> , $\ell=1$	$\hat{x} \cos \varphi + \hat{y} \sin \varphi$

根据图 1(b)中给出的少模光纤矢量模式的有效折射率分布, HE<sub>ℓ+1,m</sub><sup>even/odd</sup> ( $\ell \geq 1$ ) 为一对严格简并的矢量模式,若在该模式间引入  $\pm\pi/2$  的相位差,并利用二者叠加,可在光纤中实现稳态涡旋光场产生,其表达式为

$$\begin{aligned} \text{VM}_{\ell 1}^{\pm} &= \text{HE}_{\ell+1,1}^{\text{even}} \pm i\text{HE}_{\ell+1,1}^{\text{odd}} = \\ &\hat{\sigma}^{\pm} F_{\ell 1} \exp(\pm i\ell\varphi), \ell \geq 1, \end{aligned} \quad (1)$$

式中:单位矢量  $\hat{\sigma}^{\pm} = \hat{x} \pm i\hat{y}$  表示左/右旋圆偏振。由于 EH<sub>ℓ-1,m</sub><sup>even/odd</sup> ( $\ell \geq 2$ ) 也是一对严格简并的矢量模式,若在该模式间引入  $\pm\pi/2$  的相位差,并通过二者叠加,也可以在光纤中实现稳态涡旋光场产生,其表达式为

$$VM_{\ell 1}^{\pm} = EH_{\ell-1,1}^{\text{even}} \pm iEH_{\ell-1,1}^{\text{odd}} = \hat{\sigma}^{\pm} F_{\ell 1} \exp(\pm i\ell\varphi), \ell \geq 2. \quad (2)$$

此外,  $TE_{01} \pm iTM_{01} = \hat{\sigma}^{\pm} F_{\ell 1} \exp(\pm i\varphi)$ , 虽然二者的叠加在数学上也呈现出一阶涡旋光场的强度和相位分布特性, 但是这两个光纤矢量模式非严格简并, 即二者的有效折射率并不严格相等, 因而其叠加产生的涡旋光场在光纤中不能稳定传输。或者说, 由于两个非严格简并矢量模式间不能保持恒定的  $\pm\pi/2$  相位差, 因而二者叠加不能在光纤中实现稳态涡旋光场产生。图 2 为三组严格简并高阶矢量模式 ( $HE_{21}^{\text{even/odd}}, HE_{31}^{\text{even/odd}}, EH_{11}^{\text{even/odd}}$ ) 间引入  $\pm\pi/2$  相位差并叠加后得到的稳态涡旋光场的强度和相位分布。

### 3 光纤结构光场产生方法

#### 3.1 基于自由空间光耦合的光纤结构光场产生

光纤结构光场的产生最初是利用自由空间光场与光纤之间的耦合来实现, 此类结构光场产生方法可以分为两类: 1) 自由空间高斯光束耦合进光纤, 以实现光纤结构光场产生。2002 年, 法国贝桑松大学 Grosjean 等<sup>[25]</sup> 利用此方法实现了光纤柱矢量光场产生, 此方法需要自由空间高斯光束聚焦后与光纤端面之间倾斜耦合。虽然利用此方法可以将自由空间高斯光束耦合为光纤柱矢量光场, 但光纤柱矢量光场的能量利用率很低(1%)。2) 利用体光学器件在自由空间产生柱矢量光场, 然后将自由空间柱矢量光场耦合进光纤, 以实现光纤柱矢量光场产生。2015 年, 南非金山大学 Ndagano 等<sup>[26]</sup> 利用此方法实现了光纤柱矢量光场产生, 实验装置如图 3(a) 所示, 首先利用 Q 板在自由空间内产生柱矢量光场,

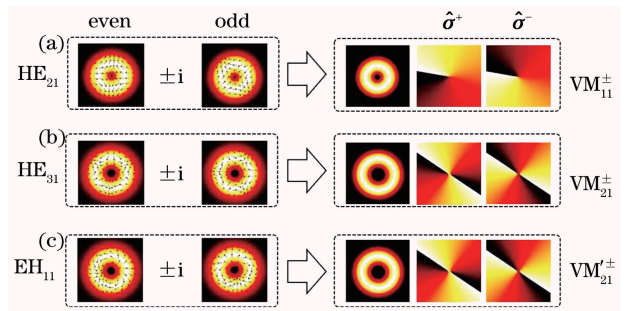


图 2 三组严格简并高阶矢量模式叠加实现涡旋光场产生的数值模拟结果<sup>[24]</sup>。(a)  $HE_{21}^{\text{even/odd}}$ ; (b)  $HE_{31}^{\text{even/odd}}$ ; (c)  $EH_{11}^{\text{even/odd}}$

Fig. 2 Numerical simulation results of vortex light field generation by superposition of three strict degenerate high-order vector modes<sup>[24]</sup>. (a)  $HE_{21}^{\text{even/odd}}$ ; (b)  $HE_{31}^{\text{even/odd}}$ ; (c)  $EH_{11}^{\text{even/odd}}$

然后利用显微物镜将自由空间柱矢量光场聚焦后耦合进光纤。该柱矢量光场产生方法需要自由空间结构光场聚焦后与光纤端面严格对准, 微小的对准误差即可导致光纤中其他类型矢量光场产生。光纤柱矢量光场产生结果如图 3(b) 所示, 自由空间中呈径向偏振分布的矢量光场耦合进光纤后, 除了在光纤中实现径向矢量光场产生 ( $TM_{01}$ ) 外, 还有部分光能量被转换为  $HE_{21}^{\text{even}}$  模式, 这会导致光纤径向矢量光场纯度降低。此外, 当把自由空间角向偏振矢量光场耦合进光纤时, 光纤中产生的  $TE_{01}$  模式(角向偏振矢量光场)的比例非常低, 绝大部分能量都被转换为  $HE_{21}^{\text{odd}}$  模式。总之, 上述两种方法可以实现光纤结构光场产生, 但是所产生光纤结构光场的能量利用率及模式纯度不高, 并且需要苛刻的空间光场-光纤对准过程, 耦合系统稳定性易受外界环境的影响。

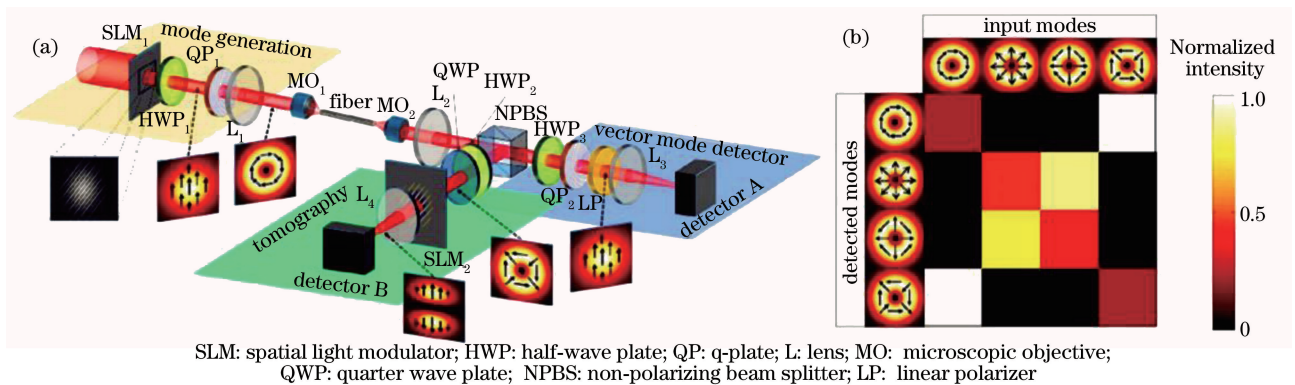


图 3 自由空间矢量光场耦合实现光纤柱矢量光场产生<sup>[25]</sup>。(a) 实验装置; (b) 横向模场强度和偏振分布

Fig. 3 Fiber-based cylindrical vector light field generated by free space vector light field coupling. (a) Experimental setup; (b) transverse mode field intensity and polarization distributions

2015 年, 美国波士顿大学 Gregg 等<sup>[27]</sup> 利用图 4(a) 所示的空芯环形光纤, 增大了光纤中相邻

高阶矢量模式间的有效折射率差  $\Delta n_{\text{eff}}$ , 如图 4(b) 所示, 该空芯环形光纤可减小相邻高阶矢量模式

间的串扰,进而可提高自由空间结构光场耦合进光纤时的模式纯度。实验装置如图 4(c)所示,空间光调制器(SLM)产生的高阶涡旋光场经显微物镜耦合进环形光纤,以实现光纤中涡旋光场产生。

因为空芯环形光纤可有效抑制相邻高阶矢量模式间的串扰,光纤涡旋光场的偏振态及螺旋相位分布能够与耦合进光纤前的涡旋光场保持一致,如图 4(d)所示。

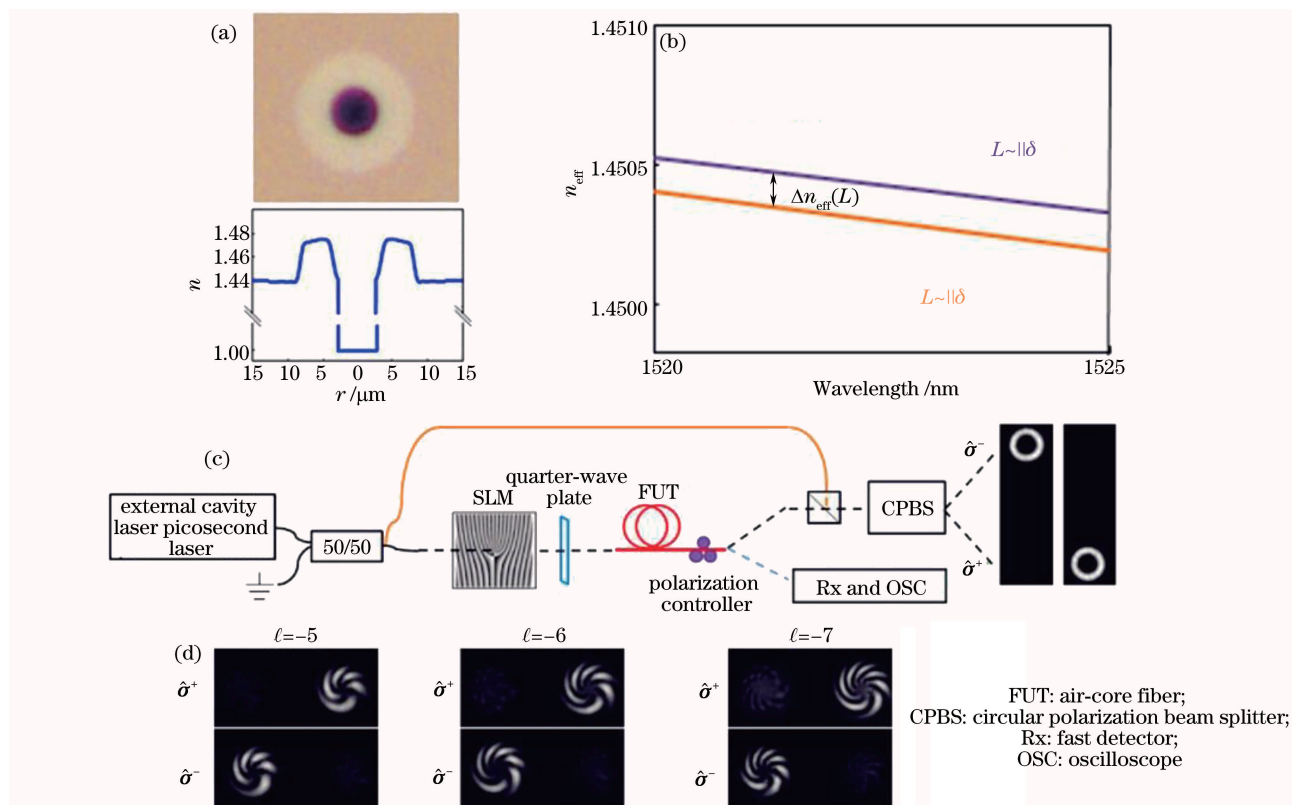


图 4 (a)空芯环形光纤横截面的光学图像及材料折射率分布;(b)空芯环形光纤支持传输的相邻高阶矢量模式间的有效折射率差;(c)自由空间涡旋光场耦合实现光纤涡旋光场产生实验装置;(d)光纤高阶涡旋光场的螺旋相位分布检测结果<sup>[27]</sup>  
 Fig. 4 (a) Optical image of cross section and refractive index distribution of materials for air-core optical fiber; (b) effective refractive index difference between adjacent high-order vector modes of air-core optical fiber; (c) experimental setup for fiber-based vortex light field generation by free-space vortex light field coupling; (d) detection results of spiral phase distribution of fiber-based high-order vortex light field<sup>[27]</sup>

### 3.2 基于机械微弯光栅的光纤结构光场产生

根据光纤光栅模式耦合理论,长周期光纤光栅可实现光纤中同向传输模式间的耦合,是实现光纤结构光场直接产生的理想器件,但并非所有类型的长周期光纤光栅都能实现光纤结构光场产生。如果长周期光纤光栅横截面上的折射率调制呈均匀分布,其只能将光纤纤芯基模转换为同向传输的同阶高次模<sup>[28]</sup>。即该类型的长周期光纤光栅只能改变模式的径向数,不能改变其角向数,而光纤结构光场对应于光纤的高阶矢量模式,因此,利用横截面上折射率调制呈均匀分布的长周期光纤光栅,无法实现光纤结构光场的直接产生。

2009年,美国波士顿大学 Ramachandran 等<sup>[29]</sup>利用具有均匀周期性变化的金属凹槽挤压空芯环形光纤,形成图 5(a)所示的机械微弯长周期光纤光

栅。由于机械微弯长周期光纤光栅在光纤中形成的折射率调制在光纤横截面上具有非均匀分布特性,并且空芯环形光纤可增加光纤高阶矢量模式间的有效折射率差,因此,利用空芯环形光纤构建的机械微弯长周期光纤光栅不仅能够将纤芯基模转换为同向传输的高阶矢量模式,还可以实现相邻高阶简并矢量模式间的有效分离。图 5(b)所示的透射光谱检测结果表明,利用空芯环形光纤构建的机械微弯长周期光纤光栅不仅具有非常高的模式转换效率,还可以实现高阶简并矢量模式的有效分离。图 5(c)所示的实验结果表明,利用机械微弯长周期光纤光栅可实现光纤中径向/角向偏振矢量光场的高效产生。此外,通过改变入射光的偏振特性,也可以利用机械微弯长周期光纤光栅实现光纤涡旋光场产生,其横向模场强度及螺旋相位分布检测结果如图 5(d)所示<sup>[30]</sup>。

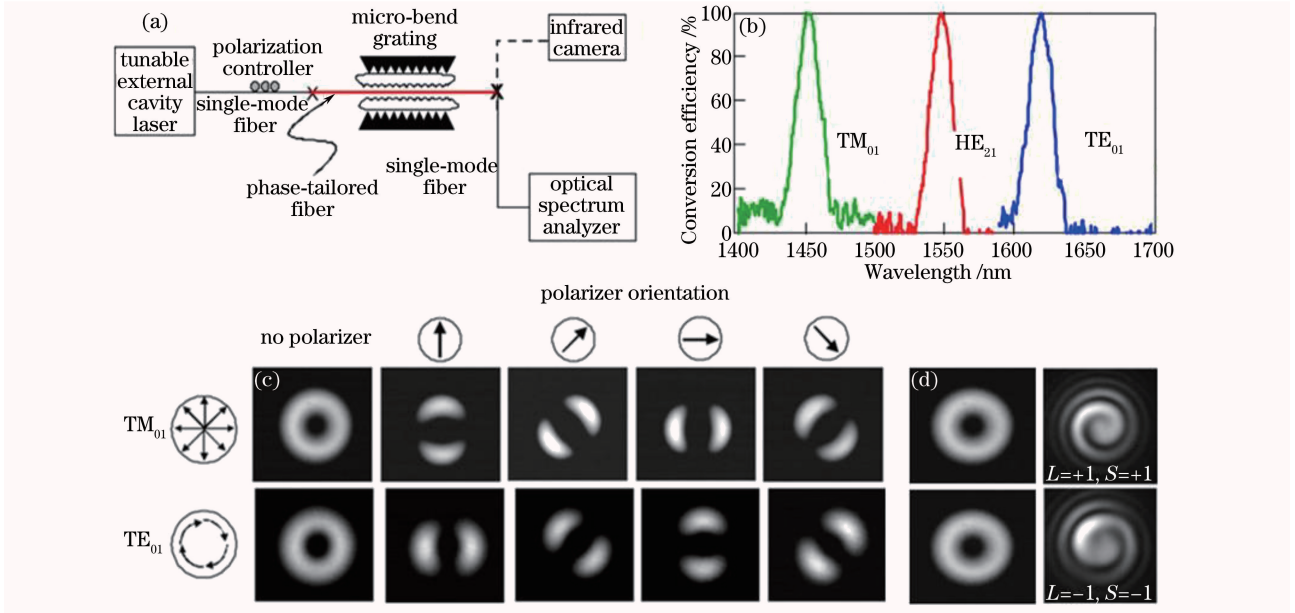


图 5 (a)机械微弯长周期光纤光栅实现光纤柱矢量/涡旋光场产生实验装置；(b)机械微弯长周期光纤光栅透射光谱；(c)光纤柱矢量光场产生及偏振分布检测结果；(d)光纤涡旋光场产生及螺旋相位分布检测结果<sup>[29]</sup>

Fig. 5 (a) Experimental setup for cylindrical vector beams and first-order vortex beams via a micro-bend long period fiber grating; (b) transmission spectra of micro-bend long period fiber grating; (c) fiber-based cylindrical vector light field generation and detection results of polarization distribution; (d) fiber-based vortex light field generation and detection results of spiral phase distribution<sup>[29]</sup>

2016年,华中科技大学的Li等<sup>[31]</sup>也利用机械微弯长周期光纤光栅实现了光纤中一阶涡旋光场产生。实验原理如图6(a)所示,采用机械微弯长周期光纤光栅,首先实现一阶标量模式(LP<sub>11</sub>)产生,然后利用模式旋转器将一阶标量模式的强度分布旋转45°,其可分解为强度分布沿竖直和水平方向的一个一阶标量模式(LP<sub>11a</sub>, LP<sub>11b</sub>),当强度分布正交的两个标量模式通过金属平板挤压的少模光纤时,通过

调整加载在金属板上的压力,可以在强度分布正交的两个一阶标量模式间引入 $\pm\pi/2$ 的相位差,此时两个具有恒定 $\pm\pi/2$ 相位差的标量模式叠加,可以实现光纤中一阶涡旋光场(LP<sub>11a</sub>  $\pm$  iLP<sub>11b</sub>)产生,图6(b)和图6(c)为利用机械微弯长周期光纤光栅产生的 $\pm 1$ 阶涡旋光场模场强度分布;图6(d)和图6(e)为 $\pm 1$ 阶涡旋光场与高斯光同轴干涉获得的螺旋状干涉条纹。

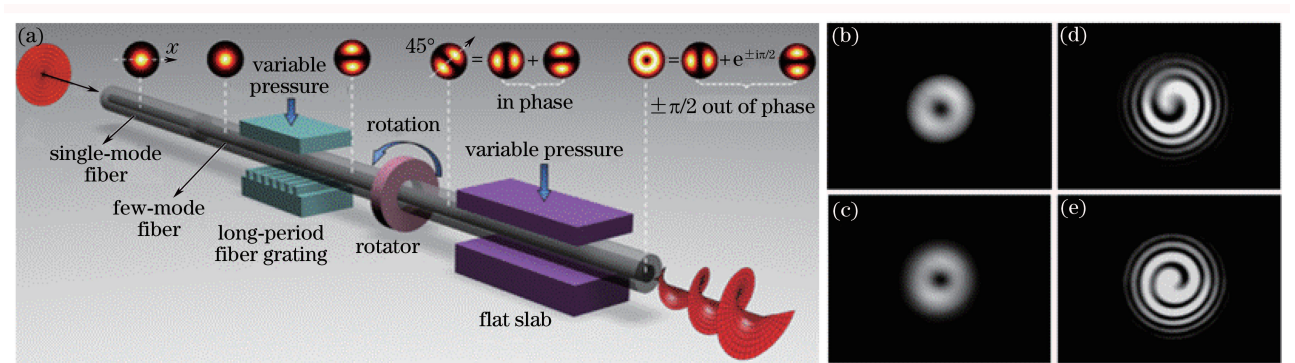


图 6 (a)机械微弯长周期光纤光栅实现一阶涡旋光场产生原理；(b)(c)  $\pm 1$ 阶涡旋光场模场强度分布；(d)(e)  $\pm 1$ 阶涡旋光场与高斯光同轴干涉产生的螺旋状干涉条纹<sup>[31]</sup>

Fig. 6 (a) Principle of first-order vortex light field generation by micro-bend long period fiber grating; (b)(c) mode field intensity distributions of  $\pm 1$ -order vortex light fields; (d)(e) spiral interference fringes generated by coaxial interference between  $\pm 1$ -order vortex light fields and Gaussian light<sup>[31]</sup>

### 3.3 基于声致光纤光栅的光纤结构光场产生

近期,利用声致光纤光栅(AIFG)实现了光纤结构光场产生。光纤是一种柱状波导,不仅可以传输光学模式,还可以传输声学模式。当具有线偏振特性的最低阶声弯曲波  $F_{11}$  在去掉涂覆层的光纤中传输时<sup>[32]</sup>,光纤轴向会出现周期性微弯,如图 7(a)所示,其可在光纤轴向产生周期性折射率调制,并且折射率调制周期与声弯曲波的波长相同。最低阶声弯曲模式  $F_{11}$  的横向模场强度分布如图 7(b)所示,根据弹光效应,该声学模式可在光纤横截面上产生具有反对称分布的折射率调制。图 7(c)所示的光纤线偏振矢量基模  $HE_{11}$  具有近似线偏振分布特性,当光纤矢量基模经过 AIFG 的声光耦合区域时,通过调整光纤矢量基模  $HE_{11}$  偏振方向与最低阶声弯曲模式  $F_{11}$  偏振方向间的夹角  $\phi$ ,如图 7(d)所示,可以调整 AIFG 的耦合系数  $\kappa$ ,如图 7(e)~(h)所示。当线偏振光纤矢量基模与线偏振声弯曲波的偏振方向平行时( $\phi = 0^\circ$ ),线偏振矢量基模( $HE_{11}$ )可以被转换为  $HE_{21}^{even}$  或  $TM_{01}$  模式。同理,当线偏振光纤矢量基模与线偏振声弯曲波的偏振方向垂直( $\phi = 90^\circ$ )时,线偏振矢量基模( $HE_{11}$ )可以被转换为  $HE_{21}^{odd}$  或  $TE_{01}$  模式。在此基础上,通过调整 AIFG 的周期,使

光纤矢量基模  $HE_{11}$  与某一高阶矢量模式( $TM_{01}$ ,  $TE_{01}$ )满足相位匹配条件,即可实现光纤中具有特殊偏振分布的柱矢量光场产生。

图 8(a1)~(a5)和图 8(b1)~(b5)显示了在 632.8 nm 波长情况下,利用 AIFG 实现光纤径向/角向偏振矢量光场产生及偏振态检测结果<sup>[33]</sup>。此外,由于 AIFG 的光栅周期及折射率调制度可以通过射频驱动信号的频率及振幅调控,因此利用 AIFG 可实现可见/近红外波段径向/角向偏振矢量光场的便捷高效产生。图 8(c1)~(c5)和图 8(d1)~(d5)为利用 AIFG 在 532 nm 波长下实现光纤径向/角向偏振矢量光场产生及偏振态检测结果,图 8(e1)~(e5)和图 8(f1)~(f5)为利用 AIFG 在 1550 nm 波长下实现光纤中径向/角向偏振矢量光场产生及偏振态检测结果。

根据图 7(f)、(g)所示的 AIFG 耦合系数  $\kappa$  与  $\phi$  之间的关系,在圆偏振矢量基模( $CP^\pm = HE_{11}^\pm \pm iHE_{21}^\pm$ )入射情况下,通过调整 AIFG 的周期,使圆偏振矢量基模与严格简并的矢量模式  $HE_{21}^{even/odd}$  满足耦合所需的相位匹配条件,则可以在光纤中实现  $\pm 1$  阶涡旋光场( $VM_{11}^\pm = HE_{11}^{even} \pm iHE_{21}^{odd}$ )产生。此外,通过调整 AIFG 的周期,可以在光纤中实现波长可

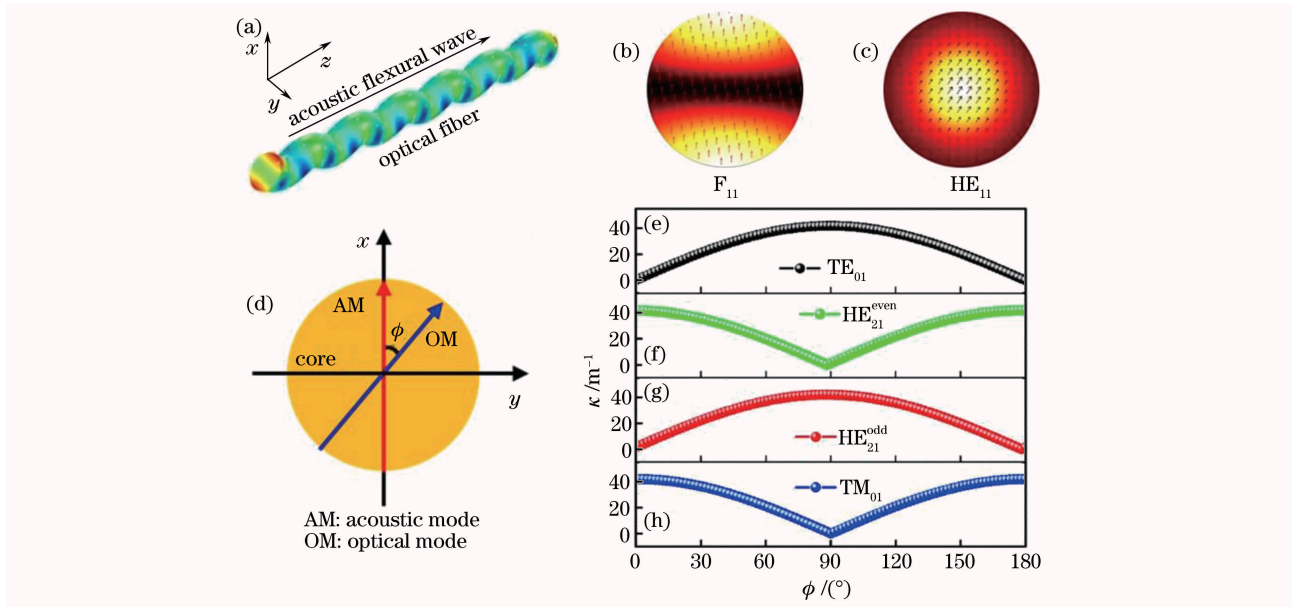


图 7 (a)模式  $F_{11}$  在光纤中的传输示意图; (b)模式  $F_{11}$  的横向模场强度分布; (c)模式  $HE_{11}$  的横向模场强度分布; (d)光纤横截面上模式  $HE_{11}$  与  $F_{11}$  偏振方向之间的夹角  $\phi$ ; (e)~(h)模式  $HE_{11}$  与第 1 组高阶矢量模式( $TE_{01}$ ,  $HE_{21}^{even/odd}$ ,  $TM_{01}$ )的耦合系数  $\kappa$  随  $\phi$  的变化<sup>[32]</sup>

Fig. 7 (a) Schematic of transmission of mode  $F_{11}$  in fiber; (b) transverse mode field intensity distribution of mode  $F_{11}$ ; (c) transverse mode field intensity distribution of mode  $HE_{11}$ ; (d) included angle  $\phi$  between polarization directions of modes  $HE_{11}$  and  $F_{11}$  on cross section of optical fiber; (e)-(h) coupling coefficient  $\kappa$  between mode  $HE_{11}$  and first group high-order vector modes ( $TE_{01}$ ,  $HE_{21}^{even/odd}$ ,  $TM_{01}$ ) versus  $\phi$ <sup>[32]</sup>

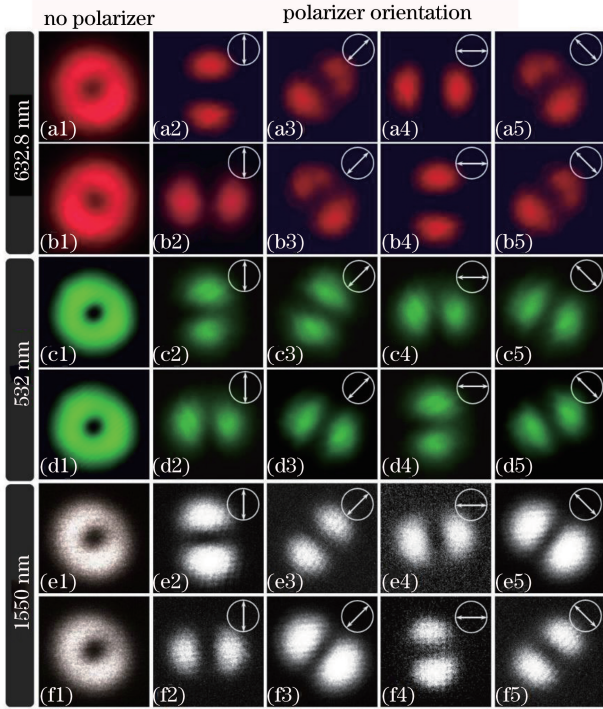


图 8 632.8, 532, 1550 nm 波长情况下, (a1)~(a5)、(c1)~(c5)、(e1)~(e5) 光纤径向/(b1)~(b5)、(d1)~(d5)、(f1)~(f5) 角向偏振矢量光场产生及偏振态检测结果<sup>[33]</sup>

Fig. 8 Polarization vector light field generation and detection results of polarization of (a1)-(a5), (c1)-(c5), (e1)-(e5) radial/(b1)-(b5), (d1)-(d5), (f1)-(f5) azimuthal fiber-based vector fields at wavelengths of 632.8, 532, 1550 nm<sup>[33]</sup>

调谐涡旋光场产生。图 9 给出了利用 AIFG 的周期可调谐特性, 在 1540~1560 nm 波长范围内实现光纤 ±1 阶涡旋光场产生[图 9(a1)~(e1)和图 9(a3)~(e3)]及螺旋相位检测结果[图 9(a2)~(e2)和图 9(a4)~(e4)]<sup>[32]</sup>。

图 9 中给出的实验结果表明, 利用 AIFG 的偏振依赖矢量模式耦合效应, 可以在光纤中实现波长可调谐一阶涡旋光场直接产生。但理论分析表明<sup>[24]</sup>, 利用单一的 AIFG 无法在光纤中直接实现高阶涡旋光场产生, 若要在光纤中实现高阶涡旋光场产生, 需要利用 AIFG 的级联矢量模式耦合效应, 原理如图 10 所示。图 10(a)和图 10(b)显示, 圆偏振矢量基模 ( $CP^\pm = HE_{11}^\pm \pm iHE_{11}^\pm$ ) 经第 1 个 AIFG (AIFG1) 转换为圆偏振 ±1 阶涡旋光场 ( $VM_{11}^\pm = HE_{21}^{\text{even}} \pm iHE_{21}^{\text{odd}}$ ), 该圆偏振 ±1 阶涡旋光场经第 2 个 AIFG (AIFG2) 再转换为圆偏振 ±2 阶涡旋光场 ( $VM_{21}^\pm = HE_{31}^{\text{even}} \pm iHE_{31}^{\text{odd}}$ )。同理, 更高阶涡旋光场 ( $VM_{\ell 1}^\pm = HE_{\ell+1, 1}^{\text{even}} \pm iHE_{\ell+1, 1}^{\text{odd}}, \ell > 2$ ) 也可以利用此级

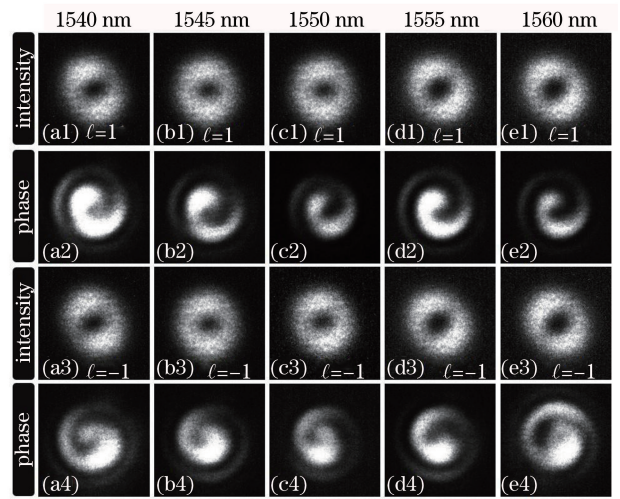


图 9 1540, 1545, 1550, 1555, 1560 nm 波长情况下, (a1)~(e1), (a3)~(e3) 光纤 ±1 阶涡旋光场的模场强度分布和 (a2)~(e2), (a4)~(e4) 产生的 ±1 阶涡旋光场与高斯光同轴干涉产生的螺旋状干涉条纹<sup>[32]</sup>

Fig. 9 (a1)-(e1), (a3)-(e3) Mode field intensity distributions of fiber-based ±1-order vortex light fields and (a2)-(e2), (a4)-(e4) spiral interference fringes generated by coaxial interference between ±1-order vortex light fields and Gaussian light at wavelengths of 1540, 1545, 1550, 1555, 1560 nm<sup>[32]</sup>

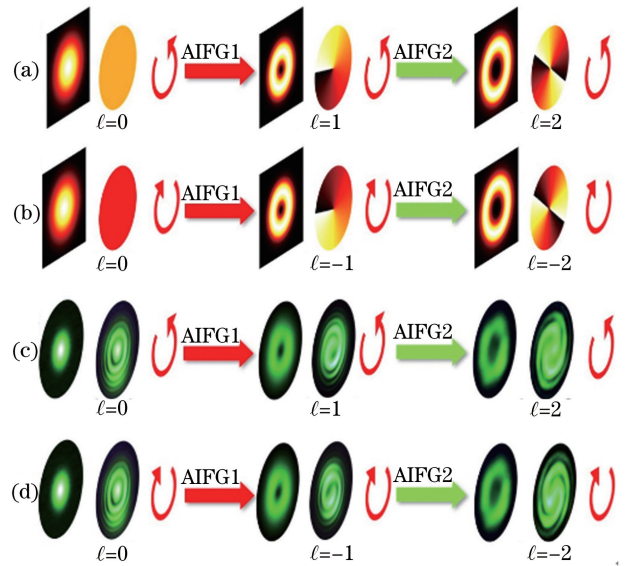


图 10 AIFG 级联矢量模式耦合在光纤中产生的高阶涡旋光场的模场<sup>[24]</sup>。(a)(b) 原理图; (c)(d) 模场强度分布及螺旋干涉条纹

Fig. 10 Fiber-based high-order vortex light field generation by cascaded vector mode coupling of AIFG<sup>[24]</sup>. (a)(b) Schematic diagrams; (c)(d) mode field intensity distributions and spiral interference fringes

联矢量模式耦合方式产生。图 10(c)为利用 AIFG 的级联矢量模式耦合效应在光纤中产生  $\pm 2$  阶涡旋光场的实验结果,这里,左旋圆偏振矢量基模经 AIFG1 转换为 1 阶涡旋模式,进而利用 AIFG2 转换为 2 阶涡旋模式。与此同时,通过改变入射圆偏振矢量基模的偏振方向,可以对涡旋光场的拓扑荷进行转换,实验结果如图 10(d)所示。

下面介绍如何借助 AIFG 的宽光谱耦合特性实现光纤中超快光纤涡旋光场的直接产生。图 11(a)为所用飞秒激光脉冲的自相关曲线,其光谱分布如图 11(b)中黑色曲线所示。图 11(b)中的蓝色曲线反映了 AIFG 的透射光谱,其与飞秒激光脉冲光谱的带宽完全吻合。此外,飞秒激光脉冲的光谱宽度

远大于 AIFG 实现矢量基模与第 1 组高阶矢量模式 ( $TE_{01}, HE_{21}^{even/odd}, TM_{01}$ ) 耦合的谐振波长间隔,如图 11(c)所示。当圆偏振飞秒激光脉冲通过 AIFG 的耦合区域时,  $HE_{11}^+$  模式将被转换为  $TM_{01} + HE_{21}^{even} = 2\hat{x}F_{11}(r)\cos\varphi$ 。同理,模式  $HE_{11}^-$  将被转换为  $TE_{01} + HE_{21}^{odd} = 2\hat{x}F_{11}(r)\sin\varphi$ ,其中  $\hat{x}$  代表沿  $x$  轴方向的线偏振基矢,  $F_{11}(r)$  为相应标量模式  $LP_{11}$  的径向分布函数。因此,当圆偏振飞秒涡旋 ( $CP^\pm = HE_{11}^\pm \pm iHE_{11}^\mp$ ) 脉冲通过 AIFG 的耦合区域时,模式  $CP^\pm$  将被转换为线偏振  $\pm 1$  阶涡旋模式  $VM_{11}^\pm = 2\hat{x}F_{11}(r)\exp(\pm i\varphi)$ ,基于  $VM_{11}^\pm$  计算的线偏振飞秒涡旋模式的强度及相位分布如图 11(d)~(g)所示。

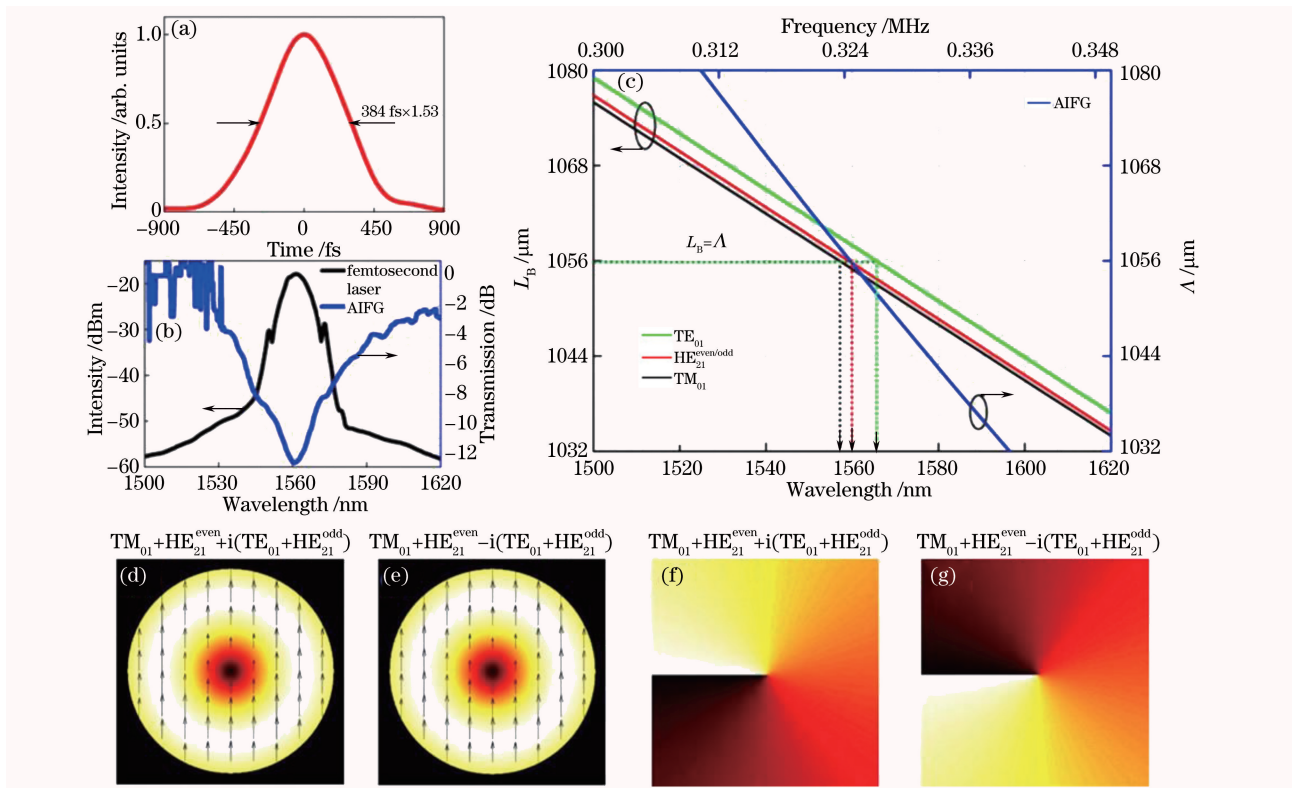


图 11 (a)飞秒脉冲自相关曲线; (b)飞秒脉冲光谱及 AIFG 的透射光谱; (c) AIFG 实现矢量基模与第 1 组高阶矢量模式耦合的相位匹配关系; (d)(e)飞秒涡旋光场的强度及线偏振特性数值计算结果; (f)(g)飞秒涡旋光场的螺旋相位分布计算结果<sup>[34]</sup>

Fig. 11 (a) Autocorrelation curve of femtosecond pulse; (b) spectrum of femtosecond pulse and transmission spectrum of AIFG; (c) phase matching relationship between fundamental vector mode and first group high-order vector mode coupling achieved by AIFG; (d)(e) numerical calculation results of intensity and linear polarization characteristics of femtosecond vortex light field; (f)(g) calculation results of spiral phase distribution of femtosecond vortex light field<sup>[34]</sup>

图 12(a)和图 12(b)分别为基于 AIFG 的宽光谱耦合特性在光纤中产生的  $\pm 1$  阶飞秒涡旋光场的横向模场强度分布<sup>[34]</sup>,图 12(c)和图 12(d)为相应涡旋光场沿某一径向的强度分布曲线,该实验结果

表明利用 AIFG 产生的飞秒涡旋光场具有高质量的环状强度分布。图 12(e)和图 12(f)显示了  $\pm 1$  阶飞秒涡旋光场与线偏振高斯基模离轴干涉产生的叉形干涉条纹,其说明图 12(a)和图 12(b)中显示的环状



光场具有相反的螺旋相位分布。图 12(g) 显示了对 1 阶飞秒涡旋光场偏振态分布的检测结果, 其与马吕斯定律  $I(\theta) = I_1 \cos^2 \theta + I_0$ , 其中  $\theta$  为线偏振涡旋 VM11 的偏振方向与检偏器 (P) 主轴之间的夹角, 如图 12(g) 中插图所示,  $I_1$  和  $I_0$  为拟合参数]完

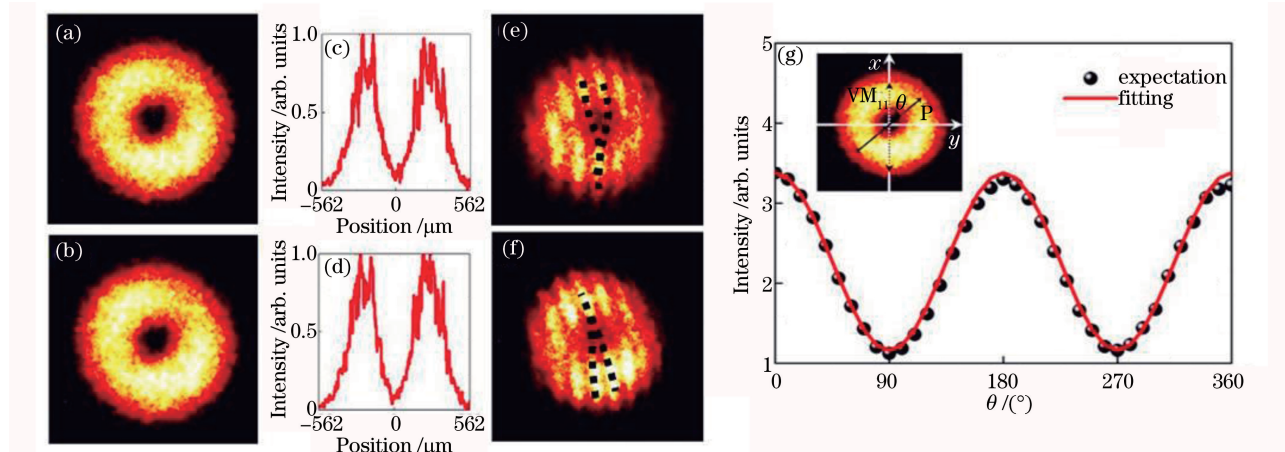


图 12 (a)(b)  $\pm 1$  阶飞秒涡旋光场的横向模场强度分布; (c)(d) 通过图 12(a)、(b) 中心的水平强度曲线; (e)(f) 飞秒涡旋光场与高斯光离轴干涉产生的叉形干涉条纹; (g) 1 阶飞秒涡旋光场线偏振特性检测结果<sup>[34]</sup>

Fig. 12 (a)(b) Transverse mode field intensity distributions of  $\pm 1$ -order femtosecond vortex light fields; (c)(d) horizontal intensity curves through centers of Fig. 12 (a) and Fig. 12 (b); (e)(f) fork-shaped interference fringes generated by off-axis interference between femtosecond vortex light field and Gaussian light; (g) detection results of linear polarization characteristics of 1-order femtosecond vortex light field<sup>[34]</sup>

### 3.4 基于光纤端面微结构的光纤结构光场产生

螺旋相位板和叉形光栅是实现自由空间涡旋光场产生的两种常用体光学器件。2016 年, 印度理工学院马德拉斯分校的 Vayalamkuzhi 等<sup>[36]</sup> 利用聚焦粒子束刻蚀方法在光纤端面加工了螺旋相位板 [图 13(a)、(b)] 和叉形光栅 [图 13(c)、(d)] 结构, 并利用光纤高斯基模照射光纤端面的螺旋相位板和叉形光栅结构, 实现了波长为 632.8 nm 的  $\pm 1$  阶涡旋光场产生, 其模场强度分布如图 13(e) 和图 13(f) 所示, 用于涡旋光场螺旋相位检测的叉形干涉条纹如图 13(g) 和图 13(h) 所示。随后, 葡萄牙波尔图大学的 Ribeiro 等<sup>[37]</sup> 利用聚焦离子束刻蚀方法也在光纤端面制备了螺旋相位板, 实现了波长为 980 nm 的  $\pm 1$  阶涡旋光场产生。2017 年, 德国斯图加特大学的 Weber 等<sup>[38]</sup> 在光纤端面加工螺旋相位板, 实现了波长为 785 nm 的高阶涡旋光束产生 ( $\ell = \pm 2, \pm 3$ )。总之, 螺旋相位板的高度  $h$  与涡旋光场的拓扑荷阶数和波长之间的关系可表示为  $h(\theta) = \ell\theta\lambda / [2\pi(n - n_0)]$ ,  $\theta \in [0, 2\pi]$ , 其中  $\ell$  和  $\lambda$  分别为涡旋光场的拓扑荷数和波长,  $n$  和  $n_0$  分别为螺旋相位板和周围环境介质的折射率。由于螺旋相位板的高度与涡旋光场的波长和拓扑荷数密切相关, 光纤端

面加工的螺旋相位板只能实现特定波长及固定拓扑荷数的涡旋光场产生。另一方面, 叉形光栅基于衍射原理实现涡旋光场产生, 此方法虽然对光波长没有限制, 但所产生涡旋光场的拓扑荷数不能随意改变, 并且实际需要的是叉形光栅的  $\pm 1$  级衍射光束, 激光能量利用率较低。

### 3.5 基于手征光纤光栅的光纤结构光场产生

手征光纤光栅是一种轴向具有螺旋状折射率调制的周期性结构。此类光纤光栅的结构类似于螺旋相位板, 具有类似固定拓扑荷数涡旋光场所携带的轨道角动量 (OAM), 其实现光纤涡旋光场产生的本质是将自身携带的 OAM 耦合到通过光栅区域的高斯光束, 进而实现光纤中特定拓扑荷数涡旋光场产生。关于利用手征光纤光栅实现光纤涡旋光场产生的矢量模式耦合机理, 国内外已有很多文献进行了报道<sup>[39-41]</sup>, 但其难点是如何在实验上精准控制手征光纤光栅结构的周期, 以满足手征光栅结构实现涡旋光场产生的相位匹配条件。

2006 年, 美国加利福尼亚大学尔湾分校的 Dashti 等<sup>[42-43]</sup> 利用两束偏振方向正交的最低阶声弯曲波在双模色散补偿光纤中的传输构建了如图 14(a) 所示的手征光纤光栅实验装置, 其手征光

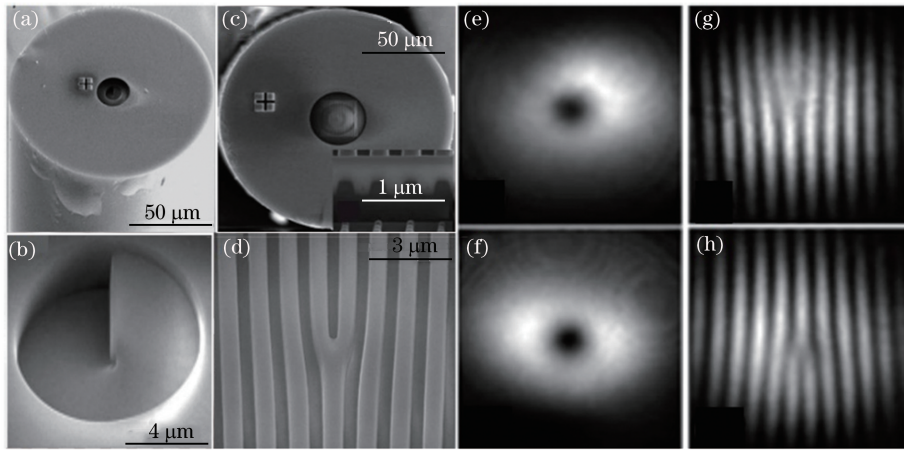


图 13 (a) 光纤端面加工的螺旋相位扫描电子显微镜 (SEM) 图; (b) 螺旋相位板局部放大图; (c) 光纤端面加工的叉形光栅 SEM 图; (d) 叉形光栅局部放大图; (e)(f) 螺旋相位板和叉形光栅产生的涡旋光场的强度分布; (g)(h) 螺旋相位板和叉形光栅产生的涡旋光场与高斯光离轴干涉产生的叉形干涉条纹<sup>[36]</sup>

Fig. 13 (a) Scanning electron microscope (SEM) image of spiral phase plate patterned on a fiber core; (b) local amplification image of spiral phase plate; (c) SEM image of fork-shaped grating patterned on a fiber core; (d) local amplification image of fork-shaped grating; (e)(f) intensity distributions of vortex light field generated by spiral phase plate and fork-shaped grating; (g)(h) fork-shaped interference fringes generated by off-axis interference between Gaussian light and vortex light field generated by spiral phase plate and fork-shaped grating<sup>[36]</sup>

纤光栅的周期可通过声弯曲波的频率调谐。利用该类型手征光纤光栅结构,在双模色散补偿光纤中实现了手征光栅与光学高斯模式之间的 OAM 转换,并且实现了通信波段  $\pm 1$  阶涡旋光场产生。图 14(b) 给出了所产生涡旋光场的横向模场强度分布,图 14(c) 和图 14(d) 为相应光场螺旋相位的检测结果。

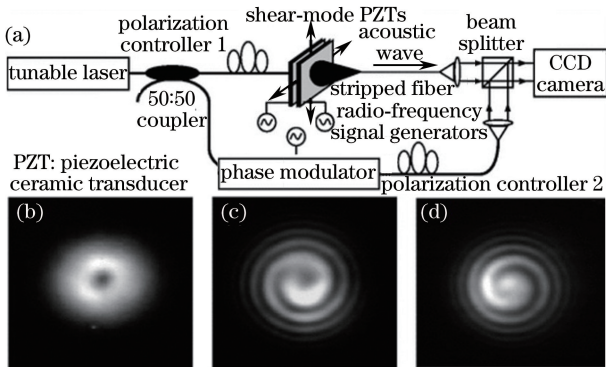


图 14 (a) 手征光纤光栅构建及涡旋光场产生实验装置; (b) 涡旋光场模场强度分布; (c)(d)  $\pm 1$  阶涡旋光场与线偏振高斯光同轴干涉产生的螺旋状干涉条纹<sup>[39]</sup>

Fig. 14 (a) Experimental setup for chiral fiber grating construction and vortex light field generation; (b) mode field intensity distribution of vortex light field; (c)(d) spiral interference fringes generated by coaxial interference between  $\pm 1$ -order vortex light field and linearly polarized Gaussian light<sup>[39]</sup>

近期,利用声学手征光纤光栅在常规少模光纤中实现了可见光波段  $\pm 1$  阶涡旋光场产生<sup>[44]</sup>。图 15(a) 所示为利用两束偏振方向正交的声弯曲波在常规少模光纤中传输而构建的手征光纤光栅产生装置。图 15(b)~(e) 所示为常规少模光纤横截面上涡旋声场的横向模场强度及相位分布。图 15(f)~(i) 为利用声学手征光纤光栅与光学高斯模式之间的 OAM 转换实现光纤中涡旋光场产生及螺旋相位分布的检测结果。

### 3.6 基于 CO<sub>2</sub> 激光器写入长周期光栅的光纤结构光场产生

常规长周期光纤光栅由于折射率调制在光纤横截面上呈均匀分布,只能用以实现光纤中纤芯基模 (LP<sub>01</sub>) 与同向传输的零阶高次模 (LP<sub>0m</sub>,  $m > 1$ ) 之间的耦合,而光纤中柱矢量光场和涡旋光场的产生,需要将纤芯基模转换为同向传输的高阶模式,即若要利用长周期光纤光栅实现光纤中柱矢量光场及涡旋光场产生,需要找到合适的长周期光纤光栅制备方法,只有打破光纤光栅横截面上折射率的均匀分布特性,才有可能在光纤中实现柱矢量光场和涡旋光场产生。

2015 年,香港城市大学 Dong 等<sup>[45]</sup> 利用 CO<sub>2</sub> 激光侧向曝光通信波段双模光纤,在光纤中制备了长周期光纤光栅。由于利用 CO<sub>2</sub> 激光侧向曝光在光纤纤芯中形成的折射率调制在纤芯横截面上呈非均匀分布,利用此类长周期光纤光栅可以实现光纤

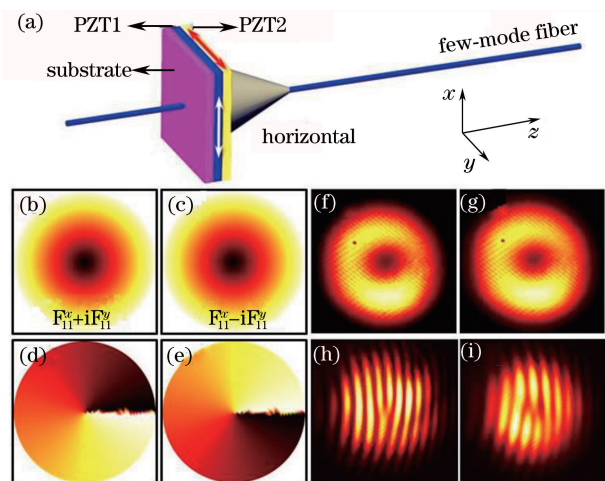


图 15 (a)利用两束偏振方向正交的声弯曲波叠加实现手征光纤光栅产生实验装置；(b)~(e)光纤中涡旋声场的横向模场强度及相位分布；(f)~(i)光纤涡旋光场的模场强度分布及螺旋相位检测结果<sup>[44]</sup>

Fig. 15 (a) Experimental setup for chiral fiber grating generation by superposition of two perpendicularly polarized acoustic flexural waves; (b)-(e) transverse mode field intensity and phase distributions of fiber-based vortex acoustic field; (f)-(i) detection results of mode field intensity distribution and spiral phase of fiber-based vortex light field

径向/角向偏振矢量光场产生,其横向模场强度分布及偏振态检测结果如图 16(a)所示。2016 年,上海大学 Zhao 等<sup>[46]</sup>利用 CO<sub>2</sub> 激光侧向曝光,在双模光纤中写制了如图 16(b)所示的倾斜长周期光纤光栅,此类光栅耦合效率和带宽可通过倾斜光栅的倾角进行调整,其中  $\Lambda$  为周期。利用此光栅结构的偏振敏感特性,该小组实现了光纤中通信波段  $\pm 1$  阶

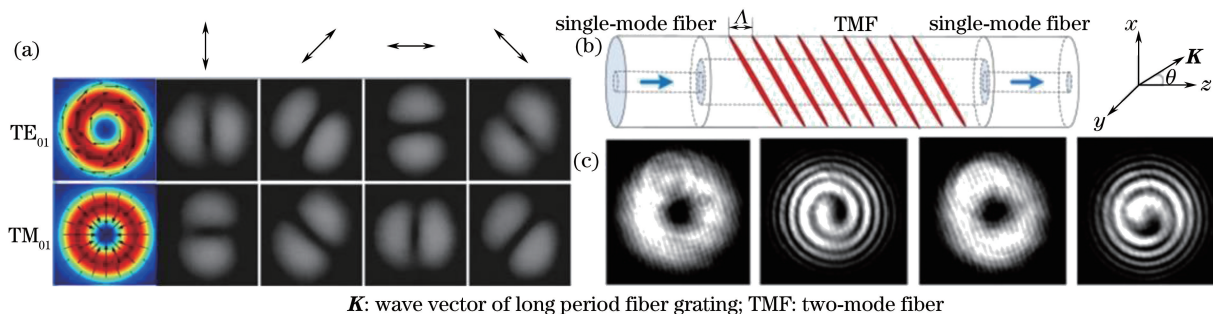


图 16 (a)光纤径向/角向偏振矢量光场产生及偏振态检测结果；(b)倾斜长周期光纤光栅结构示意图；(c)光纤涡旋光场产生及螺旋相位分布检测结果<sup>[45-46]</sup>

Fig. 16 (a) Detection results of fiber-based radial/angular polarization vector light field generation and polarization state; (b) structural diagram of tilted long-period fiber grating; (c) detection results of fiber-based vortex light field generation and spiral phase distribution<sup>[45-46]</sup>

涡旋光场产生,实验结果如图 16(c)所示。此外,深圳大学 Fu 等<sup>[47]</sup>利用此方法在光子晶体光纤中制备了长周期光纤光栅,并利用此类光栅在光子晶体光纤中实现了高阶涡旋光场产生。总之,尽管横截面上折射率调制呈非均匀分布的长周期光纤光栅可以实现光纤柱矢量光场和涡旋光场产生,但由于光纤光栅的周期在写入后不能改变,其只能在特定波长下实现光纤结构光场产生,并且只能改变入射光波长,以匹配光栅的谐振波长。

### 3.7 基于光纤耦合器的光纤结构光场产生

2017 年,英国南安普顿大学的 Pidishety 等<sup>[48]</sup>利用常规单模光纤与空芯少模光纤制备了如图 17(a)所示的光纤耦合器,实现了空芯少模光纤中径向/角向偏振矢量光场产生,其横向模场强度分布及偏振态检测结果如图 17(b)和图 17(c)所示。在锥形光纤的均匀束腰区域,常规单模光纤的矢量基模与空芯光纤的径向/角向矢量模式的有效折射率在特定波长情况下相等,单模光纤中的基模与空芯光纤的径向和角向矢量模式进行耦合,进而实现空芯光纤中径向和角向偏振矢量光场产生。此类型的光纤耦合器利用两种不同类型的光纤制备,单模光纤的基模与空芯光纤的径向/角向偏振矢量模式间为相位失配耦合,即该耦合器只能在特定的波长范围内实现单模光纤基模与空芯光纤的径向/角向偏振矢量模式耦合,且光纤耦合器一旦制备完成,其耦合效率和波长范围即固定。

## 4 光纤结构光场的典型应用

### 4.1 STED 成像

STED 荧光显微成像使用两束不同波长、不同能量分布且严格共轴的激光,一束为高斯光束,用作

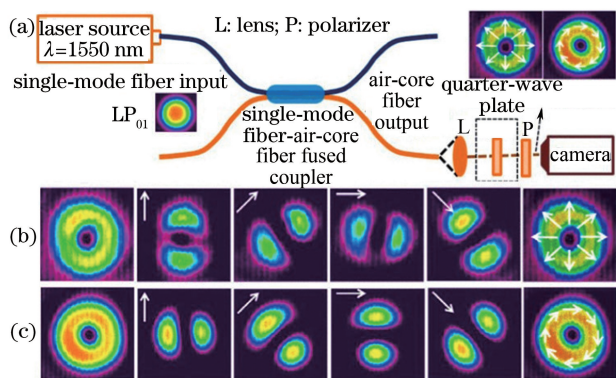


图 17 (a) 光纤耦合器实现柱矢量光场产生实验装置；  
(b)(c) 光纤径向/角向偏振矢量光场的横向模场强度分布及偏振态检测结果<sup>[48]</sup>

Fig. 17 (a) Experimental setup for cylindrical vector light field generation by fiber coupler; (b)(c) detection results of transverse mode field intensity distribution and polarization state of fiber-based radial/angular polarization vector light field<sup>[48]</sup>

激发光；另一束为环状光束，用作损耗光。激发光使艾里斑范围内的荧光分子被激发，其电子从基态跃迁到激发态。损耗光使激发光斑外围的激发态分子以受激辐射的方式回到基态，而位于激发光斑内部区域的激发态分子则不受损耗光的影响，仍以自发

荧光方式回到基态。此同轴照明方式可将自发荧光区域限制在小于艾里斑的区域内，极大地提高了成像分辨率<sup>[49-52]</sup>，并在生物医学等领域得以广泛应用。

常规 STED 照明光源利用体光学器件在自由空间搭建，为了确保激发光与损耗光高度同轴，需要苛刻的双光束同轴校准过程，系统稳定性易受外界环境影响。而光纤中不同波长和不同强度分布的两束光自然同轴<sup>[53]</sup>，无需苛刻的双光束同轴校准过程，且不易受外界环境影响，在构建 STED 照明光源方面非常便捷。2014 年，澳大利亚斯文本理工学院的 Gu 等<sup>[54]</sup>利用光纤角向偏振矢量光场构建了如图 18(a)所示的 STED 照明光源，激发和抑制光在聚焦区域高度同轴[图 18(b)]，且激发和抑制光在焦点处具有高斯[图 18(c)、(d)]及环状[图 18(e)、(f)]强度分布。利用该照明光源获得的荧光微球成像结果如图 18(g)所示，其分辨率为 310 nm。该系统中使用角向偏振矢量光场作为损耗光，角向偏振矢量光场在紧聚焦情况下，聚焦光斑横向模场强度呈环状分布且没有纵向分量，可以用作 STED 照明光源的损耗光。此外，光纤中传输的激发光与损耗光严格同轴，避免了复杂的双光束同轴校准过程。

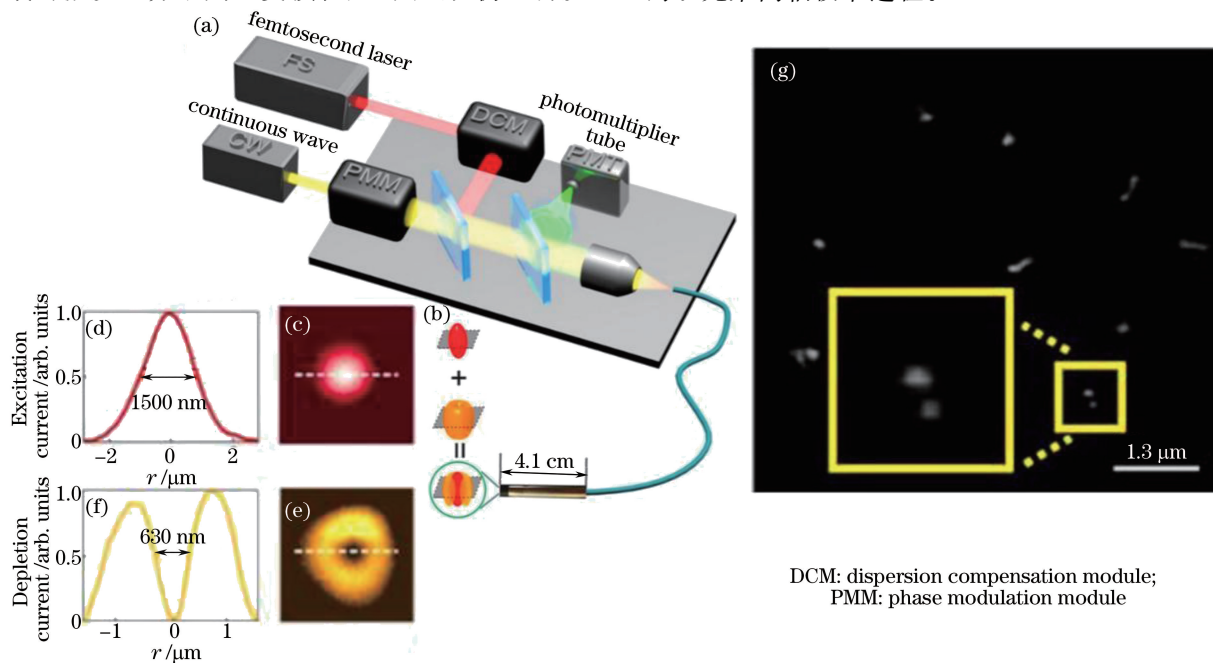


图 18 (a) 光纤 STED 荧光显微成像系统；(b) 激发和损耗光束在聚焦区域的重叠实现焦斑 3D 绘图；(c)(d) 激发光焦点的图像及横截面上的强度分布；(e)(f) 损耗光束的环形焦点的图像及横截面上的强度分布；(g) 纳米荧光微球 STED 成像<sup>[54]</sup>

Fig. 18 (a) Fiber-based STED fluorescence microscopic imaging system; (b) 3D plots of the focal spot achieved by the overlapping of the excitation and depletion beams in the focal region; (c)(d) image and cross-section of the focal spot of the excitation beam; (e)(f) image and cross-section of a doughnut shaped focal spot of the depletion beam; (g) STED imaging of nanofluorescence microspheres<sup>[54]</sup>

4.2 长距离、大容量光纤 OAM 通信

目前, OAM 通信引起了国内外研究者的广泛关注。光波的振幅、相位、偏振、波长和时间维度作为光纤通信系统的自由度, 如图 19(a)所示, 已经被广泛地用来增加光纤通信系统的信息传输容量。光纤 OAM 光束用作光纤通信系统的一个新自由度, 可以进一步提高光纤通信系统的信息传输速率。

2013 年, 美国波士顿大学的 Bozinovic 等<sup>[55]</sup> 利用如图 19(b)所示的可实现简并矢量模式高度分离的涡旋光纤, 将 OAM 光束作为光纤通信系统的一个新自由度, 搭建了如图 19(c)所示的 OAM 光纤通信系统, 在 1.1 km 长的涡旋光纤中实现了 1.6 Tbit/s 的信息传输, 如图 19(d)所示, 该研究工作作为 OAM 光束用于长距离、大容量光纤通信提供

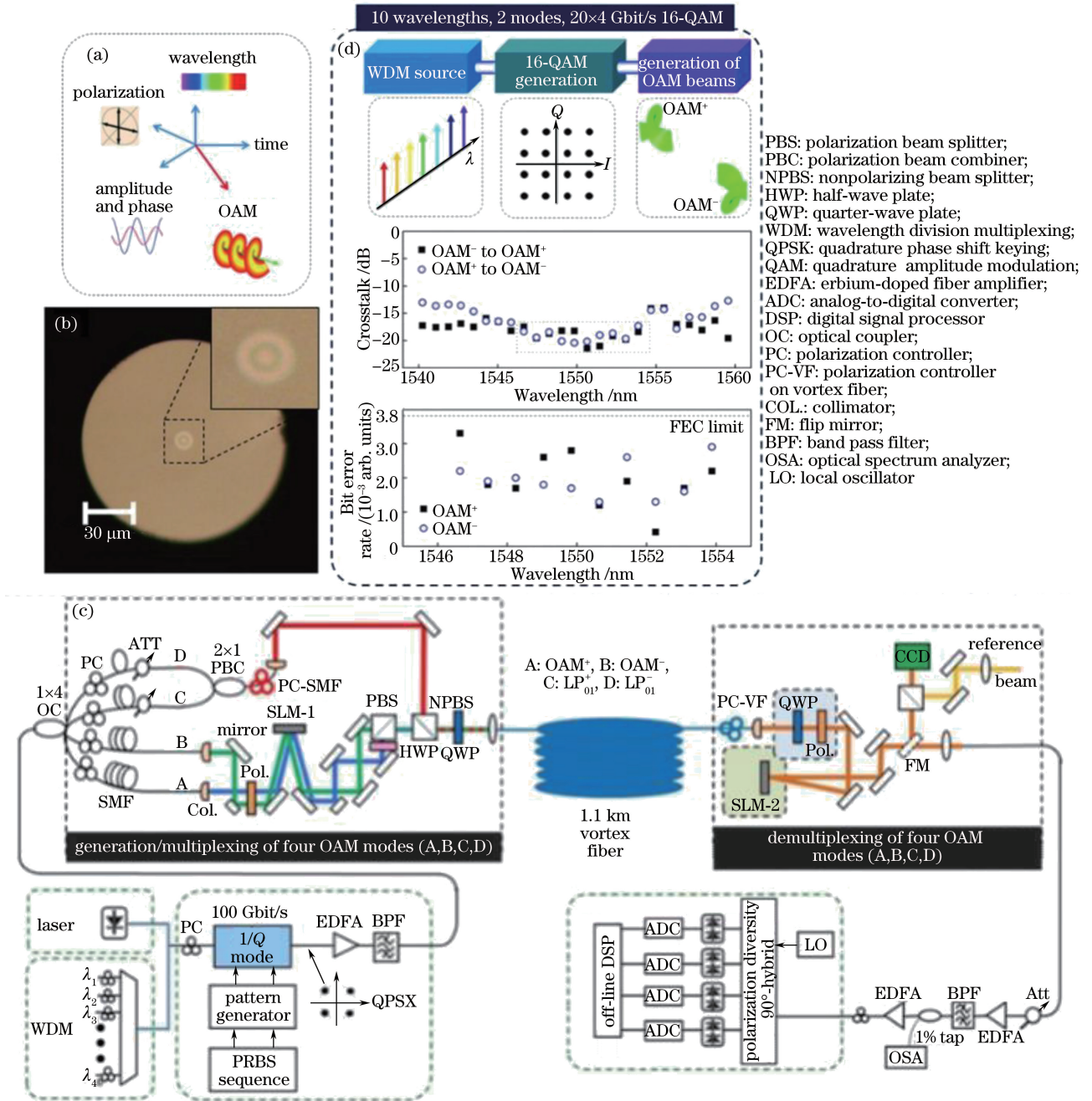


图 19 (a) OAM 作为数据复用的一个新自由度; (b) 涡旋光纤光学显微图像; (c) 光纤 OAM 通信实验配置; (d) 涡旋光纤承载两种涡旋模式的 10 波长、20×4 Gbit/s 及 16-QAM 信号传输框图<sup>[55]</sup>

Fig. 19 (a) OAM as new degree of freedom for data multiplexing; (b) optical microscopic image of vortex fiber; (c) experimental configuration of fiber OAM communication; (d) block diagram of 20×4 Gbit/s 16-QAM signal transmission over 10 wavelengths carrying two vortex modes in vortex fiber

了实验基础。随后,国内外的众多研究者在光纤 OAM 和光纤柱矢量光通信方面开展了大量研究工作,如华中科技大学 Li 等<sup>[56]</sup>和中山大学 Li 等<sup>[57]</sup>,增大了光纤通信系统的传输距离和容量。

### 4.3 等离子体针尖纳米聚焦

等离子体针尖纳米聚焦可打破常规光学系统衍射极限,将光能量局域在针尖尖端纳米尺度范围内,其在针尖增强拉曼光谱学<sup>[58-61]</sup>及纳米非线性光谱学领域<sup>[62-65]</sup>具有重要的应用价值。通常情况下,利用激发光远场照明金属针尖实现针尖尖端等离子体纳米聚焦,但激发光的聚焦光斑尺寸远大于金属针尖,在激发金属针尖实现纳米聚焦的同时,还会产生很大的背景噪声,这将降低针尖拉曼/纳米非线性光谱检测系统的灵敏度和分辨率。

2015年,德国耶拿大学的 Tugchin 等<sup>[66]</sup>提出利用光纤径向偏振矢量光场内激发镀金属膜光纤针尖,既可实现等离子体针尖纳米聚焦,又可消除远场激发背景噪声。当光纤径向偏振矢量光场内激发镀金属膜光纤针尖时,如图 20(a)所示,光纤径向偏振矢量模式( $TM_{01}^{WG}$ )和金属膜表面径向偏振矢量表面等离子体激元(SPP)模式( $TM_{01}^{SPP}$ )在针尖特定区域满足波矢匹配条件,如图 20(b)所示, $TM_{01}^{WG}$ 模式可在金属膜表面激发 $TM_{01}^{SPP}$ 模式,由于 $TM_{01}^{SPP}$ 模式随针尖直径的减小永不截止,其可沿金属表面传输到光纤针尖尖端,进而实现高功率密度纳米聚焦光源产生。图 20(c)为镀金属膜光纤针尖的 SEM 图,图 20(d)为针尖尖端的局部放大图,其中  $D_{a1}$  为针尖直径。利用 $TM_{01}^{WG}$ 模式内激发该镀金属膜光纤针尖,实现了如图 20(e)所示的针尖尖端光场的纳米聚焦。进一步,镀金属膜针尖尖端纳米聚焦光源被用于激发如图 20(g)所示的环状金属纳米结构。如图 20(f)所示,针尖纳米聚焦光源垂直激发环状金属纳米结构,可在环状金属纳米结构表面产生如图 20(h)所示的径向偏振 SPP 模式,图 20(i)为 SPP 模式偏振态分布检测结果,该结果表明镀金属膜针尖尖端纳米聚焦光源具有径向偏振分布特性。

### 4.4 非线性频率转换

光纤中的受激拉曼散射(SRS)效应是非线性光纤光学领域的重要研究热点之一。利用 SRS 效应可以构建光纤拉曼激光器及光纤拉曼放大器,二者在光纤通信领域具有重要的应用价值。此外,光纤通信系统中的 SRS 效应产生的新频率成分,会导致光纤通信系统的信道功率分配失衡,从而降低通信系统的信息承载容量。光纤通信系统中,虽然光纤

结构光场作为一个新自由度,可以极大地提高系统的信息承载容量,然而,结构光场在光纤中长距离传输时引起的 SRS 效应对通信系统数据传输的影响并不清楚,因此对空间结构光场在光纤中传输时引起的 SRS 效应的研究显得至关重要。

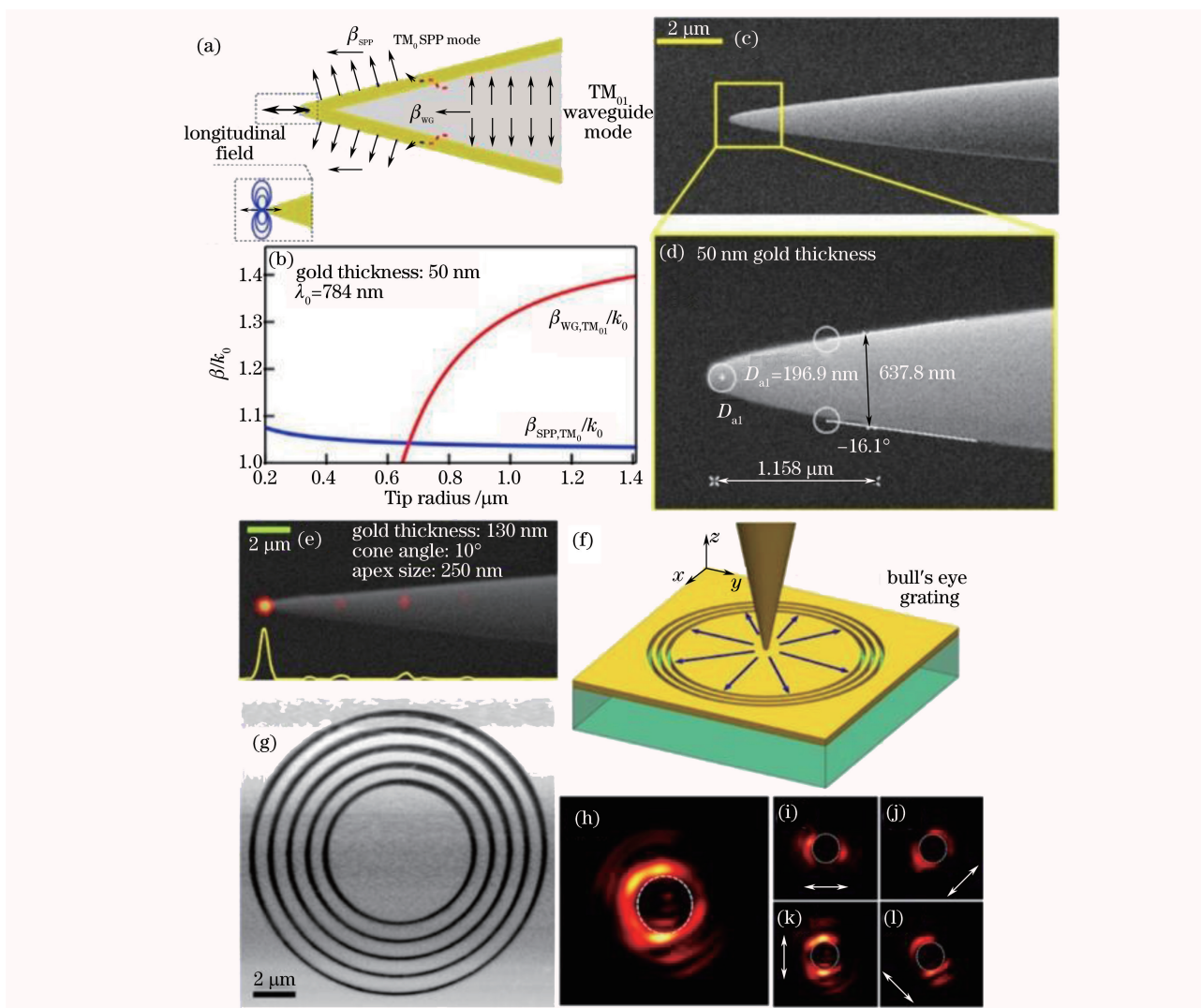
美国波士顿大学的 Ramachandran 等<sup>[67]</sup>利用如图 21(a)所示的实验装置在涡旋光纤中产生了纳秒径向偏振矢量光场(1064 nm, 22 ns, 10 Hz),并测量了纳秒径向矢量光场在 100 m 长的涡旋光纤中传输时 SRS 光谱强度与抽运脉冲功率之间的关系,实验结果如图 21(b)所示。随着抽运功率的增加,可清晰地观察到频率间隔约为 13 THz 的斯托克斯谱线。图 21(c)为抽运光、一阶和二阶斯托克斯谱线的光谱及相应的横向模场强度分布的偏振态检测结果,由图可知,一阶和二阶斯托克斯谱线的横向环状模场强度分布依然保持径向偏振分布特性。

## 5 展 望

光纤结构光场作为光场调控的一个重要分支,在诸多领域引起广泛关注。截至目前,研究者在光纤结构光场的产生机理和方法等方面开展了大量工作,并取得了一系列研究进展;此外,基于结构光场在光纤中长距离、同轴及稳态传输等特性,研究者在 STED 成像、光纤涡旋光通信、无背景纳米聚焦光源产生和非线性频率转换等方面开展了一系列探索。经过十几年坚持不懈的努力,光纤结构光场调控得以长足发展,但仍有许多问题亟待解决。

1) 光纤结构光场分束/合束。光纤中能量的分束/合束是构建全光纤通信系统的关键,常规光纤耦合器利用单模光纤制备,基于锥形光纤的倏逝波耦合,即可实现光纤能量分束。然而,光纤结构光场是高阶矢量模式,其只能在少模光纤中传输,若要实现光纤结构光场的分束/合束,需要在实现能量分束/合束的同时,还要确保耦合到其他光纤中的能量仍然与原有光场保持相同的相位和偏振分布,该部分研究工作尚缺乏理论和实验支持。

2) 支持结构光场稳态传输的少模光纤制备。光纤结构光场大都利用常规少模光纤产生,此类光纤通过增加纤芯直径以提高支持传输的矢量模式数,但其不能实现简并矢量模式的有效分离。虽然利用此类光纤可实现结构光场产生,但由于同组高阶矢量模式的有效折射率非常接近,光纤结构光场的相位/偏振分布易受外界扰动影响。此外,虽然已有研究工作报道利用涡旋光纤实现了长距离、大容量光



$\beta_{SPP}$ : propagation constant of SPP mode;  $\beta_{WG}$ : propagation constant of waveguide mode;  $k_0$ : wave number in vacuum

图 20 (a) 径向偏振矢量光场内激发镀金属膜光纤针尖结构示意图; (b) 光学径向偏振矢量模式与 SPP 径向偏振矢量模式的有效折射率随针尖直径的变化; (c) 镀金属膜光纤针尖 SEM 图; (d) 针尖局部放大图; (e) 光纤径向偏振矢量模式内激发镀金属膜光纤针尖实现针尖尖端纳米聚焦光源产生; (f) 针尖纳米聚焦光源激发环状金属纳米结构示意图; (g) 环状金属纳米结构 SEM 图; (h) 金属环表面 SPP 模式的横向模场强度分布; (i)~(l) SPP 模式偏振态分布检测结果<sup>[66]</sup>

Fig. 20 (a) Structural diagram of metal-coated optical fiber tip excited by radially polarized vector light field; (b) relationship between effective refractive index of optical radial polarization vector mode and SPP radial polarization vector mode with tip diameter; (c) SEM image of metal-coated optical fiber tip; (d) local enlargement of tip; (e) generation of nanofocusing light source at tip of metal-coated optical fiber by excitation in radial polarization vector mode of optical fiber; (f) schematic of ring metal nanostructure excited by tip nanofocusing light source; (g) SEM image of ring metal nanostructure; (h) transverse mode field intensity distribution of SPP mode on metal ring surface; (i)-(l) detection results of SPP mode polarization distribution<sup>[66]</sup>

通信,但此类光纤只能实现第一组高阶简并矢量模式的有效分离,不支持更高阶简并矢量模式的传输及有效分离。而支持更高阶简并矢量模式有效分离及稳态传输的少模光纤的制备,必将极大地提高光纤模分复用系统的信息传输容量。

3) 光纤结构光场的精准波长操控。光纤结构光

场产生主要集中在通信波段展开,通过调谐激光波长虽然可以满足光栅的波矢匹配条件,以实现光纤结构光场产生,但许多后续应用,如 STED 成像、无背景纳米聚焦光源等,都需在特定波长实现光纤结构光场的高效产生。目前,已有的制备方法只能写制周期固定的光栅结构,缺乏实现特定波长结构光

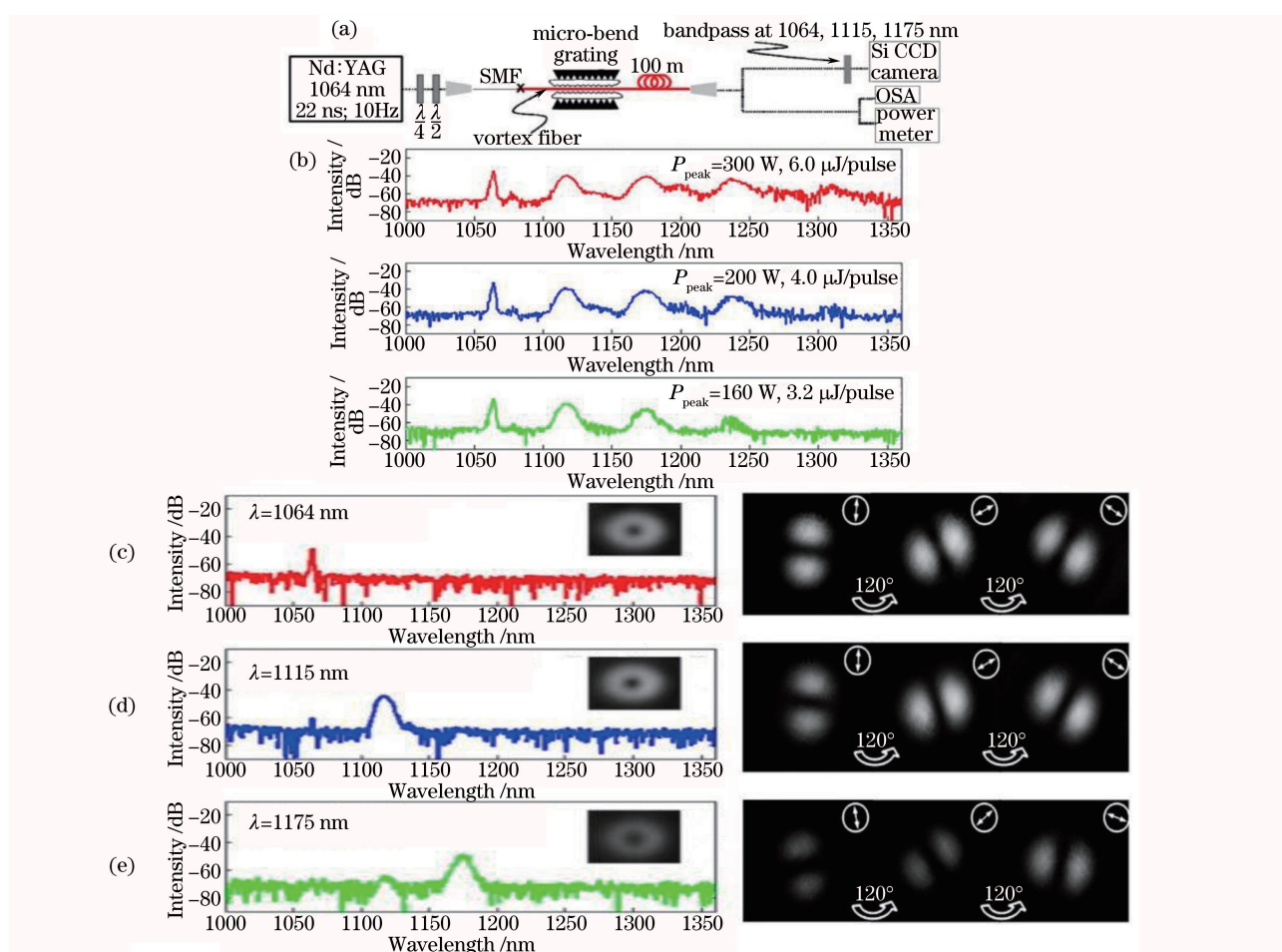


图 21 (a) 光纤径向偏振矢量光场产生及 SRS 测量装置; (b) 不同抽运功率下的 SRS 光谱; (c) 抽运光、(d) 一阶斯托克斯谱线及 (e) 二阶斯托克斯谱线的光谱及横向模场强度分布的偏振态检测结果<sup>[67]</sup>

Fig. 21 (a) Fiber-based radially polarized vector field generation and SRS measurement setup; (b) SRS spectra at different pumping powers; spectra and polarization state detection results of transverse mode field intensity distributions of (c) pumping light, (d) first-order and (e) second-order Stokes lines<sup>[67]</sup>

场产生的能力。因此需要找到更合适的方法或者提高现有光栅制备工艺, 以实现光纤结构光场的精准波长操控。总之, 光纤结构光场调控尚有许多问题亟待解决, 相关理论及技术的突破, 不但能够丰富光纤结构光场调控的手段, 也能极大地促进其在生物光子学、大容量光纤通信、纳米光子学和非线性光谱学等领域中的应用。

### 参 考 文 献

- [1] Dorn R, Quabis S, Leuchs G. Sharper focus for a radially polarized light beam[J]. Physical Review Letters, 2003, 91(23): 233901.
- [2] Lavery M P J, Speirits F C, Barnett S M, *et al.* Detection of a spinning object using light's orbital angular momentum[J]. Science, 2013, 341(6145): 537-540.
- [3] Vitullo D L P, Leary C C, Gregg P, *et al.* Observation of interaction of spin and intrinsic orbital angular momentum of light [J]. Physical Review Letters, 2017, 118(8): 083601.
- [4] Wiesbauer M, Wollhofen R, Vasic B, *et al.* Nanoanchors with single protein capacity produced with STED lithography[J]. Nano Letters, 2013, 13(11): 5672-5678.
- [5] Padgett M, Bowman R. Tweezers with a twist[J]. Nature Photonics, 2011, 5(6): 343-348.
- [6] Patchkovskii S, Spanner M. Nonlinear optics: high harmonics with a twist[J]. Nature Physics, 2012, 8(10): 707-708.
- [7] Parigi V, D'Ambrosio V, Arnold C, *et al.* Storage and retrieval of vector beams of light in a multiple-degree-of-freedom quantum memory[J]. Nature Communications, 2015, 6: 7706.
- [8] Willner A E, Huang H, Yan Y, *et al.* Optical communications using orbital angular momentum beams[J]. Advances in Optics and Photonics, 2015,



- 7(1): 66-106.
- [9] Curtis J E, Grier D G. Structure of optical vortices[J]. *Physical Review Letters*, 2003, 90(13): 133901.
- [10] Yan L, Gregg P, Karimi E, *et al.* Q-plate enabled spectrally diverse orbital-angular-momentum conversion for stimulated emission depletion microscopy[J]. *Optica*, 2015, 2(10): 900-903.
- [11] Apurv Chaitanya N, Chaitanya Kumar S, Devi K, *et al.* Ultrafast optical vortex beam generation in the ultraviolet[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(12): 2715-2718.
- [12] Cai X, Wang J, Strain M J, *et al.* Integrated compact optical vortex beam emitters [J]. *Science*, 2012, 338(6105): 363-366.
- [13] Yang Y M, Wang W Y, Moitra P, *et al.* Dielectric meta-reflectarray for broadband linear polarization conversion and optical vortex generation [J]. *Nano Letters*, 2014, 14(3): 1394-1399.
- [14] Klauss A, König M, Hille C. Upgrade of a scanning confocal microscope to a single-beam path STED microscope[J]. *PLoS ONE*, 2015, 10(6): e0130717.
- [15] Gregg P, Kristensen P, Ramachandran S. 13. 4 km OAM state propagation by recirculating fiber loop [J]. *Optics Express*, 2016, 24(17): 18938-18947.
- [16] Berweger S, Atkin J M, Olmon R L, *et al.* Adiabatic tip-plasmon focusing for nano-Raman spectroscopy[J]. *The Journal of Physical Chemistry Letters*, 2010, 1(24): 3427-3432.
- [17] Barthes J, des Francs G C, Bouhelier A, *et al.* A coupled lossy local-mode theory description of a plasmonic tip[J]. *New Journal of Physics*, 2012, 14(8): 083041.
- [18] Hayazawa N, Saito Y, Kawata S. Detection and characterization of longitudinal field for tip-enhanced Raman spectroscopy[J]. *Applied Physics Letters*, 2004, 85(25): 6239-6241.
- [19] Bretschneider S, Eggeling C, Hell S W. Breaking the diffraction barrier in fluorescence microscopy by optical shelving [J]. *Physical Review Letters*, 2007, 98(21): 218103.
- [20] Mino T, Saito Y, Yoshida H, *et al.* Molecular orientation analysis of organic thin films by  $z$ -polarization Raman microscope[J]. *Journal of Raman Spectroscopy*, 2012, 43(12): 2029-2034.
- [21] Min C J, Shen Z, Shen J F, *et al.* Focused plasmonic trapping of metallic particles[J]. *Nature Communications*, 2013, 4: 2891.
- [22] Saito Y, Verma P. Polarization-controlled Raman microscopy and nanoscopy[J]. *The Journal of Physical Chemistry Letters*, 2012, 3(10): 1295-1300.
- [23] Ramachandran S, Kristensen P. Optical vortices in fiber[J]. *Nanophotonics*, 2013, 2(5/6): 455-474.
- [24] Zhang W D, Huang L G, Wei K Y, *et al.* High-order optical vortex generation in a few-mode fiber via cascaded acoustically driven vector mode conversion[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(21): 5082-5085.
- [25] Grosjean T, Courjon D, Spajer M. An all-fiber device for generating radially and other polarized light beams[J]. *Optics Communications*, 2002, 203(1/2): 1-5.
- [26] Ndagano B, Brüning R, McLaren M, *et al.* Fiber propagation of vector modes [J]. *Optics Express*, 2015, 23(13): 17330-17336.
- [27] Gregg P, Kristensen P, Ramachandran S. Conservation of orbital angular momentum in air-core optical fibers[J]. *Optica*, 2015, 2(3): 267-270.
- [28] Vengsarkar A M, Lemaire P J, Judkins J B, *et al.* Long-period fiber gratings as band-rejection filters[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 1996, 14(1): 58-65.
- [29] Ramachandran S, Kristensen P, Yan M F. Generation and propagation of radially polarized beams in optical fibers[J]. *Optics Letters*, 2009, 34(16): 2525-2527.
- [30] Bozinovic N, Golowich S, Kristensen P, *et al.* Control of orbital angular momentum of light with optical fibers[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(13): 2451-2453.
- [31] Li S H, Mo Q, Hu X, *et al.* Controllable all-fiber orbital angular momentum mode converter[J]. *Optics Letters*, 2015, 40(18): 4376-4379.
- [32] Zhang W D, Wei K Y, Huang L G, *et al.* Optical vortex generation with wavelength tunability based on an acoustically-induced fiber grating[J]. *Optics Express*, 2016, 24(17): 19278-19285.
- [33] Zhang W D, Huang L G, Wei K Y, *et al.* Cylindrical vector beam generation in fiber with mode selectivity and wavelength tunability over broadband by acoustic flexural wave[J]. *Optics Express*, 2016, 24(10): 10376-10384.
- [34] Zhang W D, Wei K Y, Mao D, *et al.* Generation of femtosecond optical vortex pulse in fiber based on an acoustically induced fiber grating[J]. *Optics Letters*, 2017, 42(3): 454-457.
- [35] Zhang W D, Wei K Y, Wang H, *et al.* Tunable-wavelength picosecond vortex generation in fiber and its application in frequency-doubled vortex[J]. *Journal of Optics*, 2018, 20(1): 014004.
- [36] Vayalamkuzhi P, Bhattacharya S, Eigenthaler U,

- et al.* Direct patterning of vortex generators on a fiber tip using a focused ion beam[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(10): 2133-2136.
- [37] Ribeiro R S, Dahal P, Guerreiro A, *et al.* Optical fibers as beam shapers: from Gaussian beams to optical vortices[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(10): 2137-2140.
- [38] Weber K, Hütt F, Thiele S, *et al.* Single mode fiber based delivery of OAM light by 3D direct laser writing[J]. *Optics Express*, 2017, 25(17): 19672-19679.
- [39] Alexeyev C N, Lapin B P, Milione G, *et al.* Publisher's note: optical activity in multihelicoidal optical fibers[J]. *Physical Review A: Covering Atomic, Molecular, and Optical Physics and Quantum Information*, 2015, 92(3): 039905.
- [40] Fang L, Wang J. Flexible generation/conversion/exchange of fiber-guided orbital angular momentum modes using helical gratings[J]. *Optics Letters*, 2015, 40(17): 4010-4013.
- [41] Xu H X, Yang L. Conversion of orbital angular momentum of light in chiral fiber gratings[J]. *Optics Letters*, 2013, 38(11): 1978-1980.
- [42] Dashti P Z, Alhassen F, Lee H P. Observation of orbital angular momentum transfer between acoustic and optical vortices in optical fiber[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96(4): 043604.
- [43] Dashti P Z, Li Q, Lin C H, *et al.* Coherent acousto-optic mode coupling in dispersion-compensating fiber by two acoustic gratings with orthogonal vibration directions[J]. *Optics Letters*, 2003, 28(16): 1403-1405.
- [44] Wei K Y, Zhang W D, Huang L G, *et al.* Generation of cylindrical vector beams and optical vortex by two acoustically induced fiber gratings with orthogonal vibration directions[J]. *Optics Express*, 2017, 25(3): 2733-2741.
- [45] Dong J L, Chiang K S. Temperature-insensitive mode converters with CO<sub>2</sub>-laser written long-period fiber gratings[J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2015, 27(9): 1006-1009.
- [46] Zhao Y H, Liu Y Q, Zhang L, *et al.* Mode converter based on the long-period fiber gratings written in the two-mode fiber[J]. *Optics Express*, 2016, 24(6): 6186-6195.
- [47] Fu C L, Liu S, Wang Y, *et al.* High-order orbital angular momentum mode generator based on twisted photonic crystal fiber[J]. *Optics Letters*, 2018, 43(8): 1786-1789.
- [48] Pidishety S, Srinivasan B, Brambilla G. All-fiber fused coupler for stable generation of radially and azimuthally polarized beams[J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2017, 29(1): 31-34.
- [49] Willig K I, Kellner R R, Medda R, *et al.* Nanoscale resolution in GFP-based microscopy[J]. *Nature Methods*, 2006, 3(9): 721-723.
- [50] Schmidt R, Wurm C A, Jakobs S, *et al.* Spherical nanosized focal spot unravels the interior of cells[J]. *Nature Methods*, 2008, 5(6): 539-544.
- [51] Willig K I, Rizzoli S O, Westphal V, *et al.* STED microscopy reveals that synaptotagmin remains clustered after synaptic vesicle exocytosis[J]. *Nature*, 2006, 440(7086): 935-939.
- [52] Willig K I, Harke B, Medda R, *et al.* STED microscopy with continuous wave beams[J]. *Nature Methods*, 2007, 4(11): 915-918.
- [53] Yan L, Auksorius E, Bozinovic N, *et al.* Optical fiber vortices for STED nanoscopy [C] // *CLEO: Science and Innovations 2013*. San Jose: OSA Technical Digest (online). 2013: CTu3N. 2.
- [54] Gu M, Kang H, Li X P. Breaking the diffraction-limited resolution barrier in fiber-optical two-photon fluorescence endoscopy by an azimuthally-polarized beam[J]. *Scientific Reports*, 2014, 4: 3627.
- [55] Bozinovic N, Yue Y, Ren Y, *et al.* Terabit-scale orbital angular momentum mode division multiplexing in fibers[J]. *Science*, 2013, 340(6140): 1545-1548.
- [56] Li S H, Wang J. Multi-orbital-angular-momentum multi-ring fiber for high-density space-division multiplexing[J]. *IEEE Photonics Journal*, 2013, 5(5): 7101007.
- [57] Li J P, Zhang J B, Li F, *et al.* DD-OFDM transmission over few-mode fiber based on direct vector mode multiplexing[J]. *Optics Express*, 2018, 26(14): 18749-18757.
- [58] Stöckle R M, Suh Y D, Deckert V, *et al.* Nanoscale chemical analysis by tip-enhanced Raman spectroscopy[J]. *Chemical Physics Letters*, 2000, 318(1/2/3): 131-136.
- [59] Stadler J, Schmid T, Zenobi R. Nanoscale chemical imaging using top-illumination tip-enhanced Raman spectroscopy[J]. *Nano Letters*, 2010, 10(11): 4514-4520.
- [60] Wang R, Wang J, Hao F H, *et al.* Tip-enhanced Raman spectroscopy with silver-coated optical fiber probe in reflection mode for investigating multiwall carbon nanotubes [J]. *Applied Optics*, 2010, 49(10): 1845-1848.
- [61] Okuno Y, Saito Y, Kawata S, *et al.* Tip-enhanced Raman investigation of extremely localized semiconductor-to-metal transition of a carbon

- nanotube[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 111(21): 216101.
- [62] Kravtsov V, Ulbricht R, Atkin J M, *et al.* Plasmonic nanofocused four-wave mixing for femtosecond near-field imaging[J]. *Nature Nanotechnology*, 2016, 11(5): 459-464.
- [63] Müller M, Kravtsov V, Paarmann A, *et al.* Nanofocused plasmon-driven sub-10 fs electron point source[J]. *ACS Photonics*, 2016, 3(4): 611-619.
- [64] Berweger S, Atkin J M, Xu X G, *et al.* Femtosecond nanofocusing with full optical waveform control[J]. *Nano Letters*, 2011, 11(10): 4309-4313.
- [65] Umakoshi T, Saito Y, Verma P. Highly efficient plasmonic tip design for plasmon nanofocusing in near-field optical microscopy[J]. *Nanoscale*, 2016, 8(10): 5634-5640.
- [66] Tugchin B N, Janunts N, Klein A E, *et al.* Plasmonic tip based on excitation of radially polarized conical surface plasmon polariton for detecting longitudinal and transversal fields[J]. *ACS Photonics*, 2015, 2(10): 1468-1475.
- [67] Ramachandran S, Smith C, Kristensen P, *et al.* Nonlinear generation of broadband polarisation vortices[J]. *Optics Express*, 2010, 18(22): 23212-23217.