

文章编号: 1005-5630(2022)06-0036-08

DOI: 10.3969/j.issn.1005-5630.2022.006.006

高度局域线偏振时空光涡旋的生成方法

郑鹏坤, 陈 建

(上海理工大学 光电信息与计算机学院, 上海 200093)

摘要: 携带横向轨道角动量的时空光涡旋是一种新型光脉冲波包, 受到越来越多的关注。本文报道一种经过高数值孔径透镜聚焦, 在透镜焦平面上产生偏振态可控的线偏振时空光涡旋的方法。为克服聚焦透镜对入射时空涡旋产生的时空像散效应, 需对入射时空波包作预劈裂处理。基于 Richards Wolf 矢量衍射公式仿真了不同偏振态下的高度局域时空涡旋的三维时空场分布, 并对其强度和相位特性进行了分析。生成的水平偏振、垂直偏振以及 45° 偏振高度局域时空涡旋证明了本文所提方法的有效性。

关键词: 线偏振; 强聚焦; 轨道角动量; 时空光涡旋

中图分类号: O 43 **文献标志码:** A

Method for generating highly confined linearly polarized spatiotemporal optical vortices

ZHENG Pengkun, CHEN Jian

(School of Optical-Electrical and Computer Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China)

Abstract: Spatiotemporal optical vortices (STOVs) carrying transverse orbital angular momentum are a new type of optical pulse wave packet, and attract more and more attention from researchers around the world. In this paper, we present a method of generating linearly polarized STOVs with controllable polarization states on the focal plane of a high numerical aperture lens. The incident wave packet is pre-split to overcome the spatiotemporal astigmatism caused by the focusing lens to the STOV. The three dimensional spatiotemporal distributions of the highly confined STOVs with different polarization states are simulated based on Richards Wolf vectorial diffraction theory to analyze their intensity and phase characteristics. The obtained horizontally polarized, vertically polarized and 45° polarized highly confined STOVs manifest the feasibility of the presented method.

Keywords: linear polarization; tight focusing; orbital angular momentum; spatiotemporal optical vortex

收稿日期: 2022-02-13

作者简介: 郑鹏坤(1995—), 男, 硕士研究生, 研究方向为矢量光场调控。E-mail: z19821239252@163.com

通信作者: 陈 建(1989—), 男, 副教授, 研究方向为纳米光子学、光场调控、光与物质相互作用。

E-mail: cj@usst.edu.cn

引 言

光子可以携带与偏振态有关的自旋角动量 (SAM) 和与螺旋相位有关的轨道角动量 (OAM)^[1]。在被广泛研究的空间域涡旋光束中, 其携带的纵向 OAM 与光束的传播方向平行, 并且只能在光束横截面内观察到涡旋相位。涡旋结构与光子轨道角动量密切相关^[2-4], 这在光学及量子信息通信技术中得到验证。如 Mair 等^[5] 演示了携带 OAM 的电磁场空间模型, Uchida 等^[6] 报道了自由空间中携带 OAM 的电子束的产生, Wang 等^[7] 的研究表明在通信领域 OAM 可能是提高自由空间通信能力的一个有用的自由度, Bozinovic 等^[8] 演示了利用光的轨道角动量来建立不同的数据传输通道的可能性。

随着对涡旋光束的研究越来越深入, 时空域光涡旋 (STOV) 引起了人们的极大兴趣。通过引入时间域内的相位变化, 所形成的涡旋光束绕着垂直于传播方向的轴旋转, 可以获得纯横向 OAM。在时空光场领域一些关于时空光涡旋和横向 OAM 的开创性研究已经发表, 比如 Bliokh 等^[9] 在理论上构造出可以任意角度携带轨道角动量的波束, Jhajj 等^[10] 从实验上证实时空光涡旋的存在, Hancock 等^[11] 演示了时空光涡旋在自由空间中的产生和传播, Chong^[12] 利用空间频率-频率面到空间-时间面的傅里叶变化, 成功生成并表征了携带横向 OAM 的超短脉冲光波包。

在之前的研究中, 我们已经使用预处理的时空波包, 在焦平面处产生具有横向 OAM 的标量 STOV^[13]。本文主要介绍强聚焦条件下生成偏振态可控的线偏振时空光涡旋的方法, 并对聚焦后的波包性质进行分析。该方法为实验生成高度局域的矢量时空光涡旋铺平了道路, 在纳米光子学、光与物质相互作用、电光镊等方面具有潜在的应用前景。

1 入射波包预处理

不失一般性, 具有拉盖尔-高斯模分布且拓扑荷为+1 的水平偏振 STOV 可表述为

$$E_{+1}(x, y, t) = \begin{pmatrix} e_x \\ 0 \end{pmatrix} (x + it) \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{\omega^2} - \frac{t^2}{\omega_t^2}\right) \quad (1)$$

式中: ω 是波包在空间域内的束腰半径, ω_t 是时域中波包最大强度的 $1/e^2$ 处的半脉冲宽度。 e_x 是沿 x 方向的单位向量。同样地, 拓扑电荷为 -1 的水平线偏振光 STOV 可表述为

$$E_{-1}(x, y, t) = \begin{pmatrix} e_x \\ 0 \end{pmatrix} (x - it) \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{\omega^2} - \frac{t^2}{\omega_t^2}\right) \quad (2)$$

通过之前的研究可知, 由于时空像散效应, 波包中的时空螺旋相位在通过高数值孔径透镜聚焦时会被破坏^[13]。为了防止时空相位结构的崩溃, 我们用类似于柱透镜模式转换器中用于从厄米-高斯 (HG) 模式转换为拉盖尔-高斯 (LG) 模式的预处理方式, 以此来产生强聚焦时空光涡旋波包^[14]。由于 HG 模式可以由 LG 模式线性叠加而成, 上述两个水平线偏振时空光涡旋波包线性叠加之后可获得所需的预劈裂入射时空波包:

$$\begin{aligned} E_x^{+1}(x, y, t) &= E_{+1}(x, y, t) + iE_{-1}(x, y, t) \\ &= \begin{pmatrix} e_x \\ 0 \end{pmatrix} (1 + i)(x + t) \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{\omega^2} - \frac{t^2}{\omega_t^2}\right) \end{aligned} \quad (3)$$

类似地, 垂直线偏振入射场和 45° 偏振入射场分别为

$$E_y^{+1}(x, y, t) = \begin{pmatrix} 0 \\ e_y \end{pmatrix} (1 + i)(x + t) \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{\omega^2} - \frac{t^2}{\omega_t^2}\right) \quad (4)$$

式中 e_y 是沿 y 方向的单位向量。

$$E_{xy}^{+1}(x, y, t) = \begin{pmatrix} e_x \\ e_y \end{pmatrix} (1 + i)(x + t) \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{\omega^2} - \frac{t^2}{\omega_t^2}\right) \quad (5)$$

预处理后的水平线偏振入射波包 (等值面为峰值强度的 10%) 如图 1(a) 所示。从式 (3) 可知, 水平偏振光的 y 偏振分量为 0, 因此 x 偏振分量也就是总入射场, 从图 1(a) 可以看到 x 偏振分量波包被劈裂成两部分, $x=0$ 、 $y=0$ 、 $t=0$ 三个截面上的强度分布形状与 HG01 模相似。如图 1(b) 所示, x 分量的相位分布被二值化为 $\pi/4$ (黄色区域) 和 $-3\pi/4$ (蓝色区域)。从图 1(c) 可以清楚地看出预处理后的波包在空间域为水平线偏振。

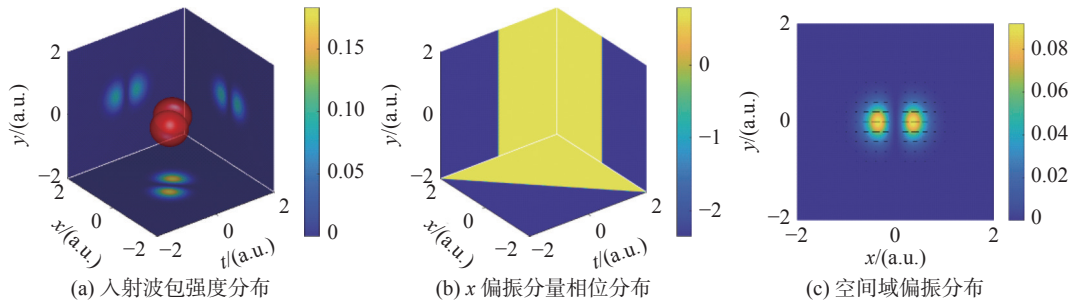


图1 水平线偏振入射波包强度、相位及 x - y 面偏振分布图

Fig. 1 Intensity, phase and polarization distribution in x - y plane of horizontally polarized incident wave packet

图2为垂直线偏振入射波包强度、相位、偏振分布图。对比图1可以看出，垂直线偏振入射波包形状、强度、相位分布都与水平偏振相同，

但空间域偏振分布二者为正交关系。从图2(c)可以看出预处理后的波包在空间域为垂直线偏振。

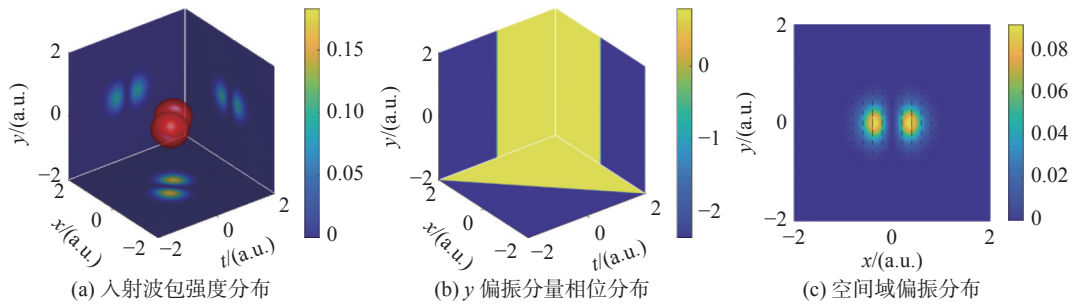


图2 垂直线偏振入射波包强度、相位及 x - y 面偏振分布图

Fig. 2 Intensity, phase and polarization distribution in x - y plane of vertically polarized incident wave packet

图3为45°线偏振入射波包强度、相位、偏振分布图。从式(5)可知45°线偏振入射波包的 x 偏振分量和 y 偏振分量相等。图3(b)反映出

45°线偏振入射波包的相位分布与前面的水平、垂直线偏振入射波包的相位分布相同。图3(c)显示预处理后的波包在空间域为45°线偏振。

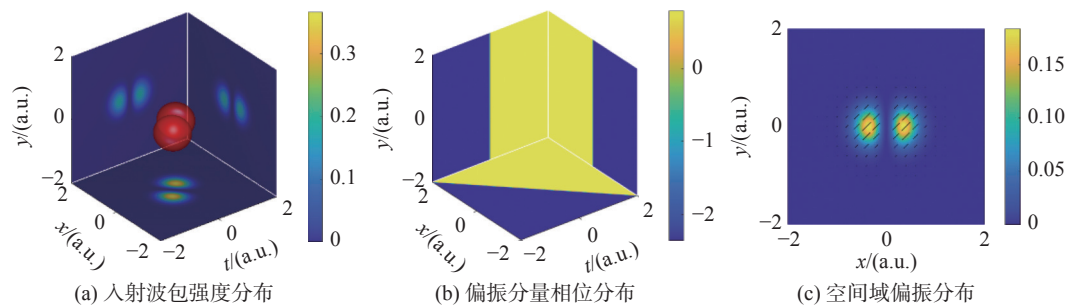


图3 45°线偏振入射波包强度、相位及 x - y 面偏振分布图

Fig. 3 Intensity, phase and polarization distribution in x - y plane of 45° polarized incident wave packet

2 高数值孔径透镜聚焦时空波包

图4给出了预处理波包的强聚焦示意图。其中 e_r 和 e_ϕ 分别是在柱坐标系下入射场的径向和角向单位矢量， e'_r 和 e'_ϕ 为像空间中球坐标系中

的径向和角向单位矢量。利用这些单位矢量来说明入射波包的偏振方向经透镜折射之后发生的变化。从图4可以看出，入射波包的径向单位矢量在被透镜折射后方向发生了变化，从而在焦场中产生了 z 偏振分量；其角向单位矢量不会发生变化。

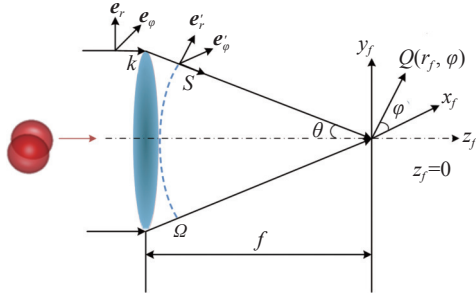


图 4 时空涡旋强聚焦示意图

Fig. 4 Schematic diagram of the tight focusing of STOV

在后续的模拟仿真中, 使用各向同性介质的物镜, 将入射波包的空间大小归一化为透镜的 NA , 设置 $\omega = 0.5$, $\omega_t = 0.5$, $NA = 0.9$ 。

在焦场的数值仿真计算中, 采用了一种简化的模型, 忽略时空耦合, 假设入射波包的每个时间切片都聚焦在焦场的共轭位置, 同时忽略色差和其它像差的影响。随后利用 Debye 衍射积分公式计算焦平面上的强聚焦时空波包^[15-16]。衍射积分公式如下:

$$E_f(r_f, \Phi, z_f, t) = \int_0^\alpha \int_0^{2\pi} P(\theta, \phi) B(\theta) E_\Omega(\theta, \phi, t) \times \exp\left\{-ik\left[r_f \sin\theta \cos(\phi - \Phi) + z_f \cos\theta\right]\right\} \sin\theta d\theta d\phi \quad (6)$$

式中 α 是由透镜的 NA 决定的收敛半角。 $r_f = \sqrt{x_f^2 + y_f^2}$, $z_f = 0$, $\Phi = \arctan(y_f/x_f)$, $P(\theta, \phi)$ 为球面 Ω 上折射场的偏振分布^[17-18]。 $B(\theta)$ 描述透镜的切趾函数, 对于正弦透镜 $B(\theta) = \sqrt{\cos\theta}$ 。 $E_\Omega(\theta, \phi, t)$ 描述球面 Ω 上折射场的复振幅分布, 由笛卡儿坐标系与球坐标系之间的转换关系, $E_\Omega(\theta, \phi, t)$ 可以写为

$$E_\Omega(\theta, \phi, t) = (1 + i)(\sin\theta \sin\phi + t) \exp\left(-\frac{\sin^2\theta}{\omega^2} - \frac{t^2}{\omega_t^2}\right) \quad (7)$$

水平线偏振光 $P(\theta, \phi)$ 可以表示为

$$P(\theta, \phi) = \begin{pmatrix} (\cos\theta \cos^2\phi + \sin^2\phi) \cdot e'_x \\ (\cos\theta \cos\phi \sin\phi - \sin\phi \cos\phi) \cdot e'_y \\ (-\sin\theta \cos\phi) \cdot e'_z \end{pmatrix} \quad (8)$$

垂直线偏振光 $P(\theta, \phi)$ 可以表示为

$$P(\theta, \phi) = \begin{pmatrix} (\cos\theta \cos\phi \sin\phi - \cos\phi \sin\phi) \cdot e'_x \\ (\cos\theta \sin^2\phi + \cos^2\phi) \cdot e'_y \\ (-\sin\theta \sin\phi) \cdot e'_z \end{pmatrix} \quad (9)$$

45°线偏振光 $P(\theta, \phi)$ 可以表示为

$$P(\theta, \phi) = \begin{pmatrix} [\cos\theta \cos\phi(\sin\phi + \cos\phi) + \sin\phi(\sin\phi - \cos\phi)] \cdot e'_x \\ [\cos\theta \sin\phi(\cos\phi + \sin\phi) + \cos\phi(\cos\phi - \sin\phi)] \cdot e'_y \\ [-\sin\theta(\sin\phi + \cos\phi)] \cdot e'_z \end{pmatrix} \quad (10)$$

3 聚焦场时空结构分析

首先, 图 5 给出了水平线偏振入射波包聚焦后焦场的 x 、 y 和 z 偏振分量的强度、相位以及等值面波包图(等值面为最大强度的 20%)。图 5(a)、5(b)分别是 x 分量的强度和相位分布图; 图 5(c)、5(d)分别是 y 分量的强度和相位分布图; 图 5(e)、5(f)分别是 z 分量的强度和相位分布图。从图 5(a)可以看到等值面波包有一个沿 y 轴的相位奇点轨迹, 对应的相位分布图 5(b)在 $x-t$ 面从 $-\pi$ 到 π 呈逆时针变化, 这表明 x 分量在 $x-t$ 面内携带拓扑荷 +1 的横向 OAM。从图 5(c)可以看到 y 分量强度很小, 和 x 分量相差 2 个数量级, 因此 y 分量可以忽略不计。从图 5(e)可以看出, 聚焦时空涡旋具有较强的 z 分量, 其峰值强度约为 x 分量的 29%。从图 5(d)和 5(f)可以看到 y 分量和 z 分量均沿 y 轴有两个相位奇点轨迹, 相位分布同样从 $-\pi$ 到 π 呈逆时针变化, 表明 y 和 z 分量在 $x-t$ 面同时携带两个拓扑荷为 +1 的横向 OAM。

图 6 给出了聚焦时空涡旋的总强度和偏振分布。图 6(a)为聚焦时空涡旋的强度分布及等值面波包图(等值面为最大强度的 30%)。总焦场的波包形状与 x 分量的波包形状基本一致, 因此 x 分量决定了总焦场的波包形状。图 6(b)为空间域($x-y$ 面)偏振分布图, 从中可以看出聚焦波包在空间域的偏振分布呈水平线偏振。

图 7 给出了垂直线偏振入射波包聚焦后焦场的 x 、 y 和 z 偏振分量的强度、相位以及等值面波包图(等值面为最大强度的 20%)。从图 7(a)可以看出 x 分量强度很小, 比 y 分量低两个数量级, 可以忽略不计。从图 7(b)可以看出, x 分量在 $x-t$ 面内携带两个拓扑荷为 +1 的横向 OAM。图 7(c)显示聚焦波包的 y 分量有一个沿 y 轴的

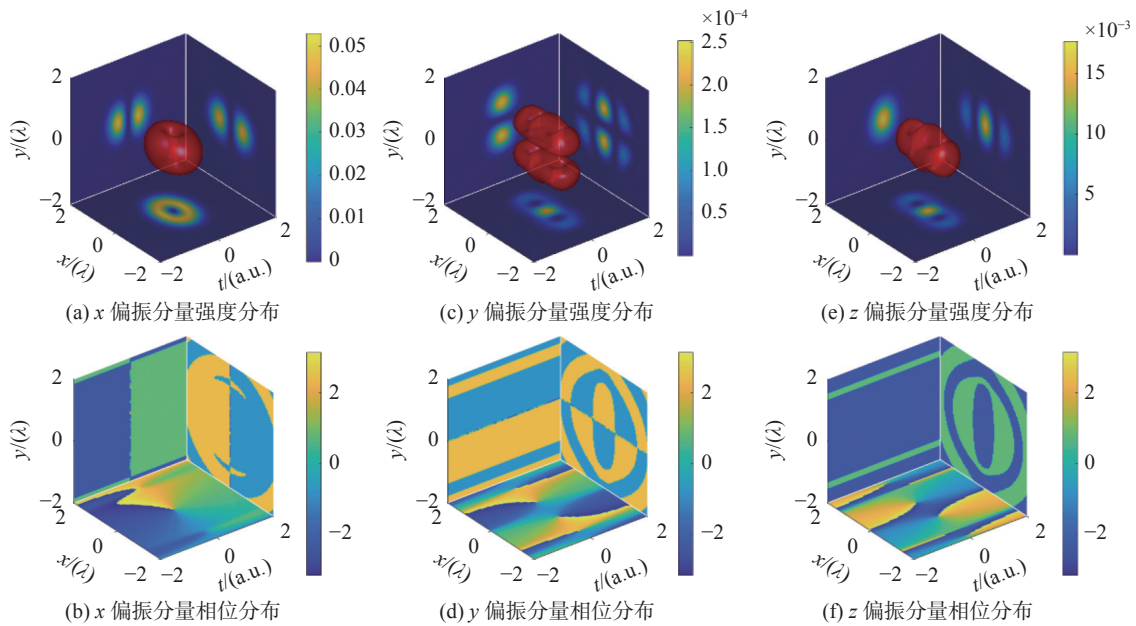


图 5 水平线偏振焦场分量强度及相位图

Fig. 5 Intensity and phase distribution of the horizontally polarized focal field component

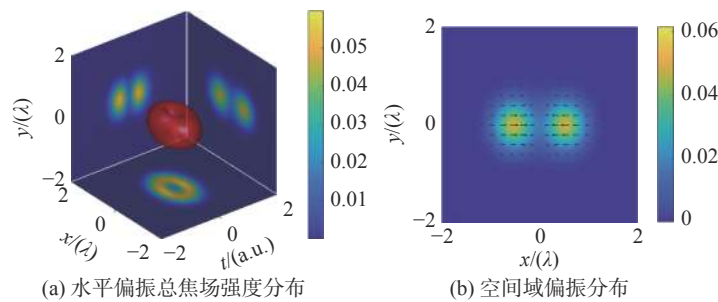


图 6 水平线偏振总焦场强度及 x-y 面偏振分布图

Fig. 6 Total intensity and polarization distribution in x-y plane of the horizontally polarized focused STOV

相位奇点轨迹，对应的相位分布如图 7(d)所示，在 $x-t$ 面从 $-\pi$ 到 π 呈逆时针变化，这表明 y 分量携带拓扑荷为 +1 的横向 OAM。从图 7(e)可以看出聚焦时空涡旋具有较强的 z 分量。图 7(f)显示 z 分量沿 y 轴有相位奇点轨迹，在 $x-t$ 面的相位从 $-\pi$ 到 π 呈逆时针变化，表明 z 分量携带一个拓扑荷为 +1 的横向 OAM。

图 8 给出了聚焦时空涡旋的总强度和偏振分布。图 8(a)为垂直线偏振总焦场强度分布及等值面波包图(等值面为最大强度的 30%)。垂直线偏振总焦场波包形状与 y 分量基本一致。总焦场的波包形状由 y 分量决定。从图 8(b) $x-y$ 面偏振分布图中可以看出聚焦波包在空间域的偏振分布为垂直线偏振。

最后，图 9 给出了 45° 线偏振入射时空波包聚焦后焦场的 x 、 y 和 z 偏振分量的强度、相位以及等值面波包图(等值面为最大强度的 20%)。从图 9(a)、9(c)可以看到焦场的 x 分量和 y 分量的波包沿 y 轴都有一个相位奇点轨迹，观察图 9(b)、9(d)可以发现 x 分量和 y 分量在 $x-t$ 面有一个相位奇点，相位分布从 $-\pi$ 到 π 呈逆时针变化，这表明他们都携带拓扑荷为 +1 的横向 OAM。从图 9(e)可以看出，聚焦时空涡旋的 z 分量峰值强度约为 x 分量的 29%，其波包有两个倾斜的相位奇点轨迹；图 9(f)显示 z 分量在 $x-t$ 面有两个相位奇点，相位分布同样从 $-\pi$ 到 π 呈逆时针变化，这表明 z 分量携带两个拓扑荷为 +1 的横向 OAM。

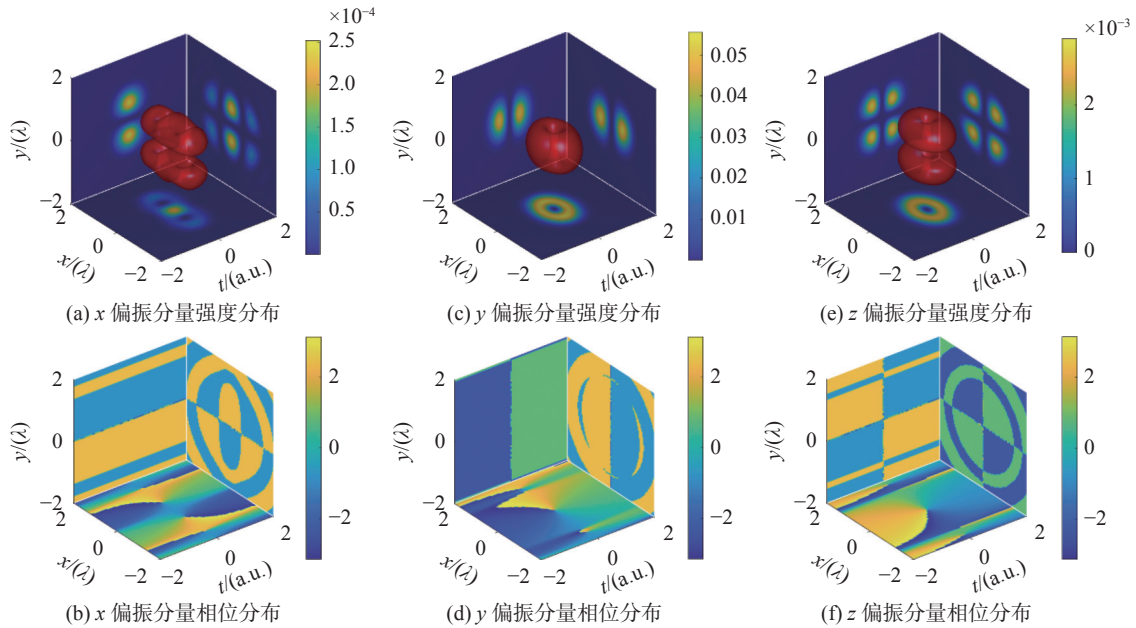


图 7 垂直线偏振焦场分量强度及相位图

Fig. 7 Intensity and phase distribution of the vertically polarized focal field component

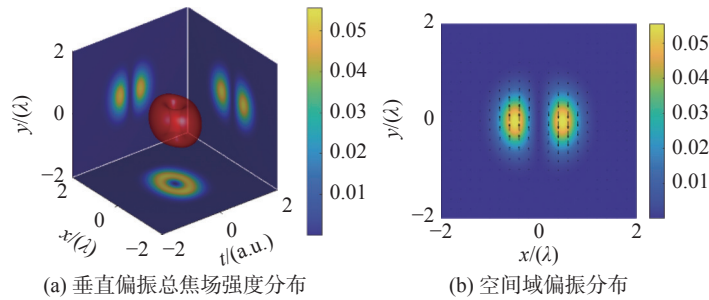


图 8 垂直线偏振总焦场强度及 x - y 面偏振分布图

Fig. 8 Total intensity and polarization distribution in x - y plane of vertically polarized STOV

图 10 给出了聚焦时空涡旋的总强度和偏振分布。图 10(a)为总焦场强度分布及等值面波包图(等值面为最大强度的 30%),可以看出波包中间的相位奇点轨迹不再是垂直于 x - t 面,其角度发生了一定的偏转。图 10(b)清楚地显示聚焦场在空间域的偏振分布为 45° 方向线偏振。

4 结 论

我们研究了预处理的线偏振波包经强聚焦生成具有横向 OAM 的时空光涡旋,并对其强度和相位分布特性进行了分析。水平线偏振入射波包强聚焦后,焦场主要由 x 偏振分量决定;垂直线偏振入射波包强聚焦后,焦场主要由 y 偏振分量

决定;当 45° 偏振入射波包强聚焦后,焦场的水平偏振分量和垂直偏振分量强度基本相同,且均携带拓扑荷为 +1 的横向 OAM。三种线偏振入射波包经高数值孔径透镜聚焦后,其焦场均具有较强的 z 分量;对于水平偏振和 45° 偏振入射波包而言,其强聚焦场的 z 分量具有两个横向相位奇点轨迹;对于垂直偏振入射波包而言,其强聚焦场的 z 分量则只有一个横向相位奇点轨迹。前期的研究在理论上生成了携带横向 OAM 的亚波长标量时空光涡旋,没有对焦场时空波包的偏振分析,本文将研究内容拓展到矢量场,加入针对线偏振特性的研究。报道的方法可以通过定制入射波包,经过高 NA 透镜聚焦后,在焦平面获得偏振态可控的具有横向 OAM 的高度局域线偏振时

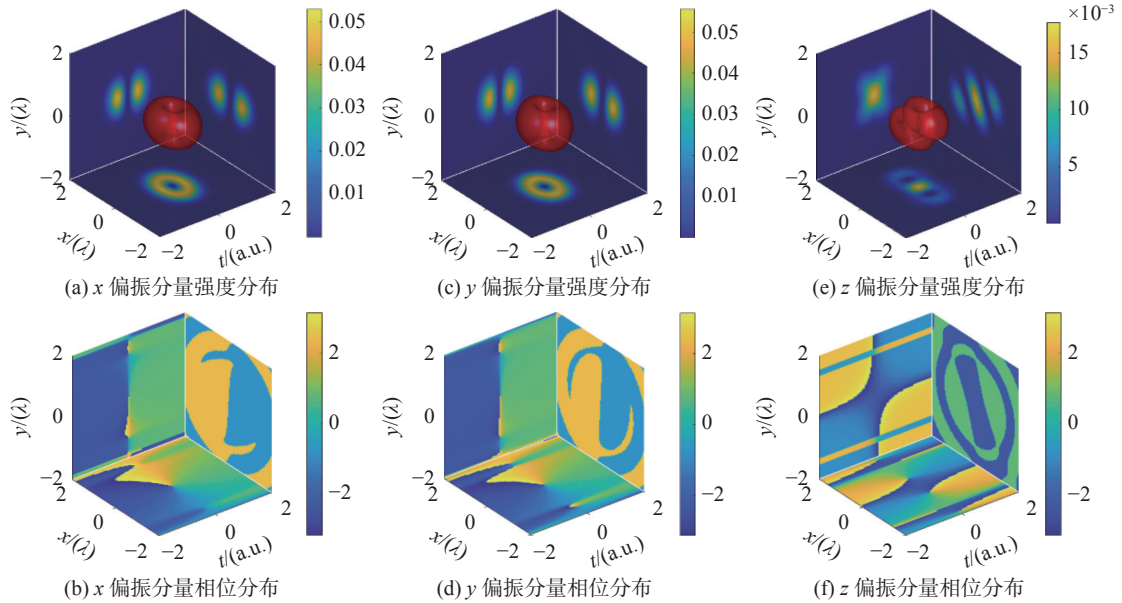


图 9 45°线偏振焦场分量强度及相位图

Fig. 9 Intensity and phase distribution of 45° polarized focal field component

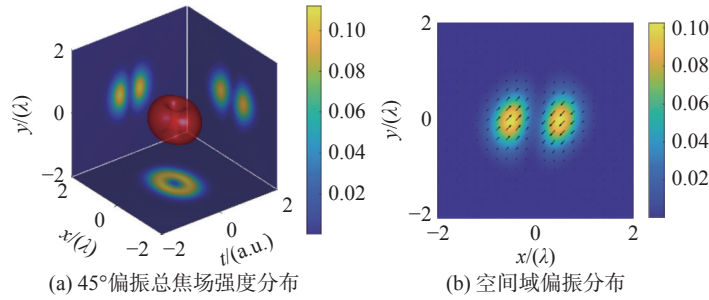


图 10 45°线偏振总焦场强度及 x - y 面偏振分布图

Fig. 10 Total intensity and polarization distribution in x - y plane of 45° polarized STOV

空光涡旋，其在光与物质相互作用、等离子体物理、光镊等方面有潜在的应用前景。

参考文献：

[1] ALLEN L, BEIJERSBERGEN M W, SPREEUW R J C, et al. Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes[J]. *Physical Review A*, 1992, 45(11): 8185 – 8189.

[2] BETH R A. Mechanical detection and measurement of the angular momentum of light[J]. *Physical Review*, 1936, 50(2): 115 – 125.

[3] SIMPSON N B, DHOLAKIA K, ALLEN L, et al. Mechanical equivalence of spin and orbital angular momentum of light: an optical spanner[J]. *Optics*

Letters, 1997, 22(1): 52 – 54.

[4] YAO A M, PADGETT M J. Orbital angular momentum: origins, behavior and applications[J]. *Advances in Optics and Photonics*, 2011, 3(2): 161 – 204.

[5] MAIR A, VAZIRI A, WEIHS G, et al. Entanglement of the orbital angular momentum states of photons[J]. *Nature*, 2001, 412(6844): 313 – 316.

[6] UCHIDA M, TONOMURA A. Generation of electron beams carrying orbital angular momentum[J]. *Nature*, 2010, 464(7289): 737 – 739.

[7] WANG J, YANG J Y, FAZAL I M, et al. Terabit free-space data transmission employing orbital angular momentum multiplexing[J]. *Nature Photonics*, 2012, 6(7): 488 – 496.

[8] BOZINOVIC N, YUE Y, REN Y X, et al. Terabit-scale

- orbital angular momentum mode division multiplexing in fibers[J]. *Science*, 2013, 340(6140): 1545 – 1548.
- [9] BLOKH K Y, NORI F. Spatiotemporal vortex beams and angular momentum[J]. *Physical Review A*, 2012, 86(3): 033824.
- [10] JHAJJ N, LARKIN I, ROSENTHAL E W, et al. Spatiotemporal optical vortices[J]. *Physical Review X*, 2016, 6(3): 031037.
- [11] HANCOCK S W, ZAHEDPOUR S, GOFFIN A, et al. Free-space propagation of spatiotemporal optical vortices[J]. *Optica*, 2019, 6(12): 1547 – 1553.
- [12] CHONG A, WAN C H, CHEN J, et al. Generation of spatiotemporal optical vortices with controllable transverse orbital angular momentum[J]. *Nature Photonics*, 2020, 14(6): 350 – 354.
- [13] CHEN J, WAN C H, CHONG A, et al. Subwavelength focusing of a spatio-temporal wave packet with transverse orbital angular momentum[J]. *Optics Express*, 2020, 28(12): 18472 – 18478.
- [14] BEIJERSBERGEN M W, ALLEN L, VAN DER VEEN H E L O, et al. Astigmatic laser mode converters and transfer of orbital angular momentum[J]. *Optics Communications*, 1993, 96: 123 – 132.
- [15] WOLF E. Electromagnetic diffraction in optical systems. I. An integral representation of the image field[J]. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 1959, 253(1274): 349 – 357.
- [16] RICHARDS B, WOLF E. Electromagnetic diffraction in optical systems. II. Structure of the image field in an aplanatic system[J]. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 1959, 253(1274): 358 – 379.
- [17] HELSETH L E. Focusing of atoms with strongly confined light potentials[J]. *Optics Communications*, 2002, 212: 343 – 352.
- [18] HELSETH L E. Optical vortices in focal regions[J]. *Optics Communications*, 2004, 229: 85 – 91.

(编辑: 张 磊)