

激光与光电子学进展

偏心时空双光涡旋和三光涡旋的数值仿真

叶东^{1,2*}, 宋华青², 林百川², 李俊瑶¹, 李宗辰¹, 张颐¹¹江苏警官学院刑事科学技术系, 江苏 南京 210031;²公安部鉴定中心, 北京 100032

摘要 时空光涡旋由于其携带横向轨道角动量这一独特的性质引起研究人员的广泛关注,与普通涡旋光束相比,其能提供额外的自由度,这标志着对光场调控的水平能够达到更高的层次。以同时在时空域和空域均携带螺旋相位的时空-空域光涡旋为基础,数值模拟了时空-时空光涡旋和时空-时空-空域光涡旋。通常根据时空光涡旋中不同光涡旋之间共心的情形,通过引入参量来调控时空域光涡旋中心的位置,从而达到不同光涡旋之间不共心的目的,并数值模拟了偏心双光涡旋和偏心三光涡旋这两种物理模型。本研究丰富时空光涡旋的模式,并为其后续研究提供理论基础。

关键词 超快激光; 轨道角动量; 时空涡旋; 空间涡旋; 螺旋相位

中图分类号 O436

文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP230923

Numerical Simulation of Eccentric Spatiotemporal Dual-and-Triple Optical Vortices

Ye Dong^{1,2*}, Song Huaqing², Lin Baichuan², Li Junyao¹, Li Zongchen¹, Zhang Yi¹¹Department of Forensic Science and Technology, Jiangsu Police Institute, Nanjing 210031, Jiangsu, China;²Institute of Forensic Science, Ministry of Public Security, Beijing 100032, China

Abstract The spatiotemporal optical vortex has attracted the attention of researchers due to its unique property of carrying transverse orbital angular momentum. Compared with ordinary vortex beams, it can provide additional degrees of freedom and marks a higher level of modulation of light fields. Based on the spatiotemporal-spatial optical vortex with spiral phases in both spatiotemporal and spatial domains, the spatiotemporal-spatiotemporal optical vortex and spatiotemporal-spatiotemporal-spatial optical vortex with spiral phases on two different spatiotemporal planes are numerically simulated. According to the concentric situation between different vortices in the usual spatiotemporal optical vortex, by introducing parameters to modulate the position of the center of the spatiotemporal domain vortex, we have achieved the goal of eccentricity between different vortices and numerically simulated eccentric double vortex and eccentric triple vortex. This research enriches the mode of spatiotemporal optical vortices and provides a theoretical basis for their subsequent research.

Key words ultrafast laser; orbital angular momentum; spatiotemporal vortex; spatial vortex; spiral phase

1 引言

超快激光为物理学和光学的发展提供了新的工具^[1], Mourou 等凭借啁啾脉冲放大技术获得 2018 年诺贝尔物理学奖。超快激光以光脉冲的形式输出,脉冲持续时间在皮秒级别或更小,凭借输出脉冲具备高功率、宽光谱覆盖范围和超短脉冲宽度等特性,超快激光具有能量密度极高、与材料作用时间极短的优点,被广

泛应用于医学、材料学、光学加工、光学成像等领域^[2-7]。

近年来,研究人员对超快激光器产生的复杂时空耦合光场方面的研究越来越感兴趣。这些复杂时空耦合光场表现出前所未有的光子特性,如时空光涡旋波包可以在时空域中具有横向轨道角动量^[8-10],拥有任意的群速度^[11-12],在界面上实现负折射^[13],在时空上自加速^[14]或在空间中无衍射传播^[15-16],以及产生光涡环现象^[17-18]。这些研究工作推动光学的发展,为光学研究

收稿日期: 2023-03-22; 修回日期: 2023-04-13; 录用日期: 2023-04-28; 网络首发日期: 2023-05-08

基金项目: 公安部科技计划项目(2022YY28, 2022JC16)、公安技术“十四五”江苏省重点学科、江苏省高等学校自然科学研究面上项目(21KJD510005, 21KJD620002)、江苏警官学院高层次引进人才科研启动项目(JSPI19GKZL404)、公安部鉴定中心基本科研专项(2022JB024)

通信作者: *dongye1213@163.com

开辟新的领域。

在 Wan 等^[19]关于同一波包中同时携带时空涡旋和空间涡旋的研究中,研究人员着眼于时空涡旋与空域涡旋交会区之间的相互作用。然而其研究并未完备该物理模型,在三维空间中存在两个时空平面和一个空间平面,其只考虑时空域与空间域并存涡旋相位的情形,并未考虑两个不同时空域中同时存在涡旋相位的情形,此外该研究中并未涉及时空涡旋与空间涡旋不共心的情形。基于时空-空域光涡旋模型,本文提出时空-时空光涡旋和时空-时空-空域光涡旋模型,通过引入参量的方式改变光涡旋的中心位置,使不同光涡旋之间不共心,并提出了偏心双光涡旋和偏心三光涡旋两种物理模型。此外,还分析讨论螺旋相位中出现的相位阶跃现象。本研究完善多涡旋时空光场物理模型,丰富时空光涡旋的模式,为其应用研究提供理论基础。

2 数值仿真

2.1 时空-时空光涡旋和偏心双光涡旋

所讨论的多涡旋是指处于不同时空(或空域)平面内的涡旋。首先,考虑时空-空域光涡旋的情形。为不失一般性,在 $x-t$ 平面内携带拓扑荷为 +1 的横向轨道角动量的时空光涡旋^[20-21]可表示为

$$E(x, y, t) = \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{w^2} (x + it) \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2} - \frac{t^2}{w_1^2}\right), \quad (1)$$

式中: w 为空间中基模高斯光束的束腰半径; w_1 为时域

中波包强度最大值的 $1/e^2$ 处的半脉冲宽度; i 为虚数单位。假设 $w = 0.5, w_1 = 0.5$, 此时光场如图 1 所示, 其中等值面为光场强度峰值的 20%, 坐标轴均为任意单位。图 1(a) 中 $x-y$ 坐标平面内图像为 $t=0$ 时光场在 $x-y$ 平面内的强度分布。 $x-t$ 和 $y-t$ 平面内图像分别为 $y=0$ 和 $x=0$ 时光场在该平面内的强度分布。图 1(b) 为光场在 $t=0$ 时 $x-y$ 平面、 $y=0$ 时 $x-t$ 平面以及 $x=0$ 时 $y-t$ 平面内的相位分布。由图 1(b) 可知, $x-t$ 平面内相位为涡旋相位, 即在 $x-t$ 平面内存在轨道角动量, 即横向轨道角动量。

此时在 $x-y$ 平面, 即空域内引入涡旋相位, 可得到时空-空域光涡旋。假设其空域涡旋拓扑荷也为 +1, 具体可表示为

$$E(x, y, t) = \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{w^2} (x + it) \times \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2} - \frac{t^2}{w_1^2}\right) \exp\left(i \arctan \frac{y}{x}\right), \quad (2)$$

式中: 计算 $\arctan \frac{y}{x}$ 是利用 $\text{atan2}(y, x)$ 四象限反正切方法, 保证其取值范围在 $[-\pi, \pi]$, 此时光场分布如图 2 所示, 其中等值面为光场强度峰值的 20%。图 2 与图 1 相比, 二者光场强度分布相同, 但 $x-y$ 平面内存在两个 $[-\pi/2, \pi/2]$ 的相位变化。讨论部分将论证此为螺旋相位, 即此时光场中存在纵向轨道角动量, 为时空-空域光涡旋。

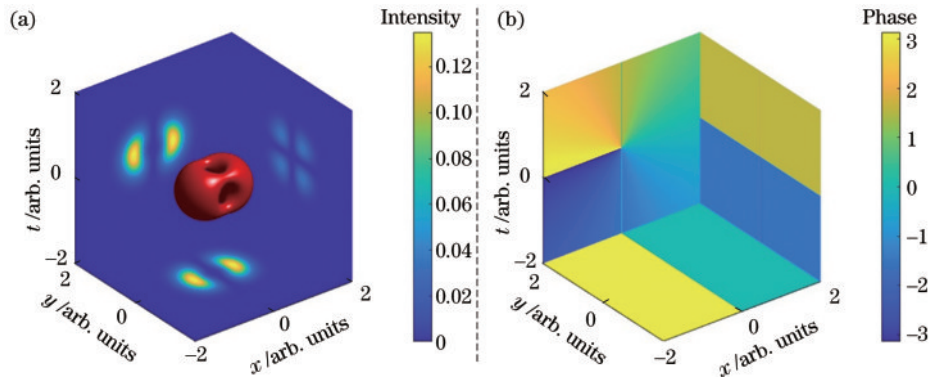


图 1 时空光涡旋在平面 $x=0, y=0, t=0$ 的强度和相位分布。(a) 强度和等值面分布; (b) 相位分布

Fig. 1 Intensity and phase distributions of spatiotemporal optical vortices in the planes of $x=0, y=0, t=0$. (a) Distribution of intensity and isosurface; (b) distribution of phase

类似地, $y-t$ 和 $x-y$ 平面内也同时存在螺旋相位的情形, 即时空-空域双涡旋光束。此外, 还有 $x-t$ 和 $y-t$ 平面内同时存在涡旋光束的情形, 即时空-时空光涡旋, 具体可表示为

$$E(x, y, t) = \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{w^2} (x + it)(y + it) \times \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2} - \frac{t^2}{w_1^2}\right). \quad (3)$$

此时光场分布如图 3 所示, 其中等值面为光场强度峰值的 20%。此时在 3 个坐标平面内的光强分布完全相同, 但值得注意的是, 图 3(a) 与图 1(a)、图 2(a) 相比, $x-y$ 和 $x-t$ 平面内光场的强度峰值大大减小。由图 3(b) 可知, 在 $x-t$ 和 $y-t$ 平面内分别存在两个 $[-\pi, -\pi/2]$ 和 $[\pi/2, \pi]$ 的相位变化, 讨论部分将论证此为螺旋相位。

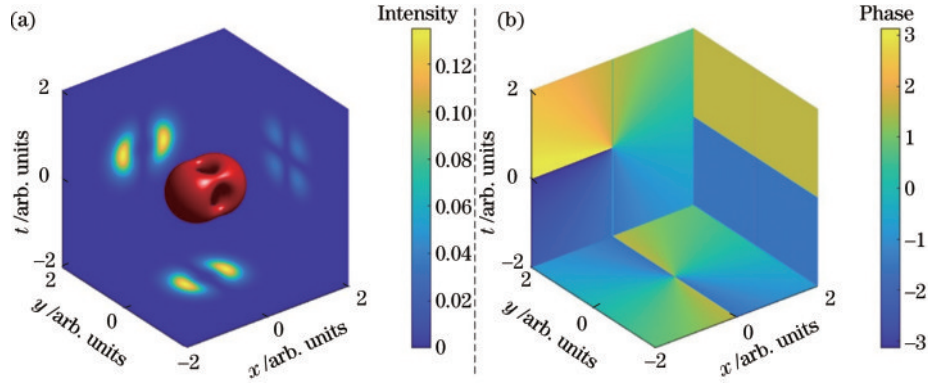


图2 时空-空域光涡旋在平面 $x=0, y=0, t=0$ 的强度和相位分布。(a)强度和等值面分布;(b)相位分布
Fig. 2 Intensity and phase distributions of spatiotemporal-spatial optical vortice in the planes of $x=0, y=0, t=0$.

(a) Distribution of intensity and isosurface; (b) distribution of phase

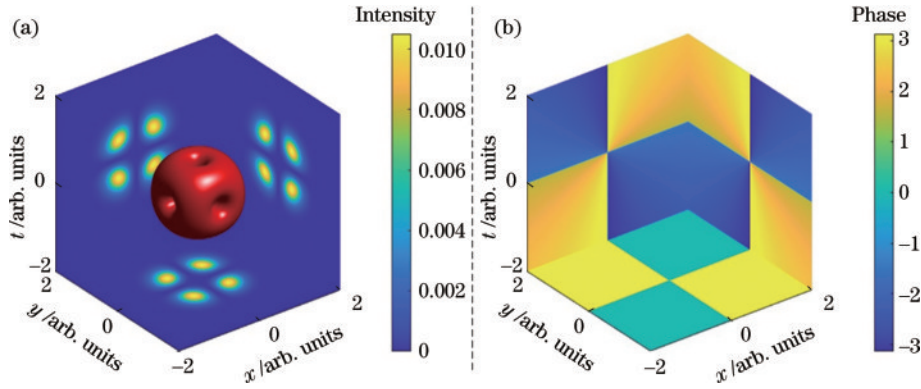


图3 时空-时空光涡旋在平面 $x=0, y=0, t=0$ 的强度和相位分布。(a)强度和等值面分布;(b)相位分布
Fig. 3 Intensity and phase distributions of spatiotemporal-spatiotemporal optical vortice in the planes of $x=0, y=0, t=0$.

(a) Distribution of intensity and isosurface; (b) distribution of phase

由图1~图3的光强分布可知,此时双光涡旋的中心是重叠的,在其交叉区域会产生相互作用^[19],将其称为共心双光涡旋。在式(2)的 $(x+it)$ 中引入参数 α , 通过 α 来控制 x 方向上相位奇异点的移动方向,从而达到双涡旋不共心的目的,具体可表示为

$$E(x, y, t) = \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{w^2} (x + \alpha + it) \times \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2} - \frac{t^2}{w_t^2}\right) \exp\left(i \arctan \frac{y}{x}\right), \quad (4)$$

式中: α 的值有正负,其符号表示偏移的方向。令 $\alpha = +0.5$ 或 $\alpha = -0.3$, 此时光场分布如图4所示,图4(a)与图4(c)的等值面为光场强度峰值的1%。图4(a)、图4(b)为 $\alpha = +0.5$ 时光场强度和相位分布,图4(c)、图4(d)为 $\alpha = -0.3$ 时光场强度和相位分布。为了更好地展示三维空间中 x 方向的偏移,由4(a)、图4(c)可知, α 取值为 $+0.5$ 时,时空光涡旋向 $-x$ 方向偏移,此时正对 $x-t$ 平面的涡旋中空中心位置为 $(-0.5, 0, 0)$; α 取值为 -0.3 时,时空光涡旋向 $+x$ 方向偏移,此时正对 $x-t$ 平面的涡旋中空中心位置为 $(0.3, 0, 0)$, 而 t 方向上的空域光涡旋未发生偏

移。此时两个光涡旋不共心,称为偏心双光涡旋。由图4(b)、图4(d)也可知,在 $x-t$ 平面内的相位奇异点的位置均发生偏移,而 $x-y$ 平面内的相位奇异点位置并未发生变化。

类似地,在 $(y+it)$ 中引入参数 β 来控制 y 方向上相位奇异点的移动方向。在式(3)引入 α 和 β 后,具体可表示为

$$E(x, y, t) = \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{w^2} (x + \alpha + it) \times (y + \beta + it) \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2} - \frac{t^2}{w_t^2}\right). \quad (5)$$

令 $\alpha = -0.3, \beta = +0.4$, 此时光场分布如图5所示,其中等值面为光场强度峰值的1%。此时 x 方向时空光涡旋向 $+x$ 方向偏移, y 方向时空光涡旋向 $-y$ 方向偏移,正对 $x-t$ 平面的涡旋中空中心位置为 $(0.3, 0, 0)$, 正对 $y-t$ 平面的涡旋中空中心位置为 $(0, -0.4, 0)$ 。图5(b)中 $x-t$ 平面和 $y-t$ 平面内相位奇异点的偏移与图5(a)中 x 方向和 y 方向强度为0点的偏移一致。

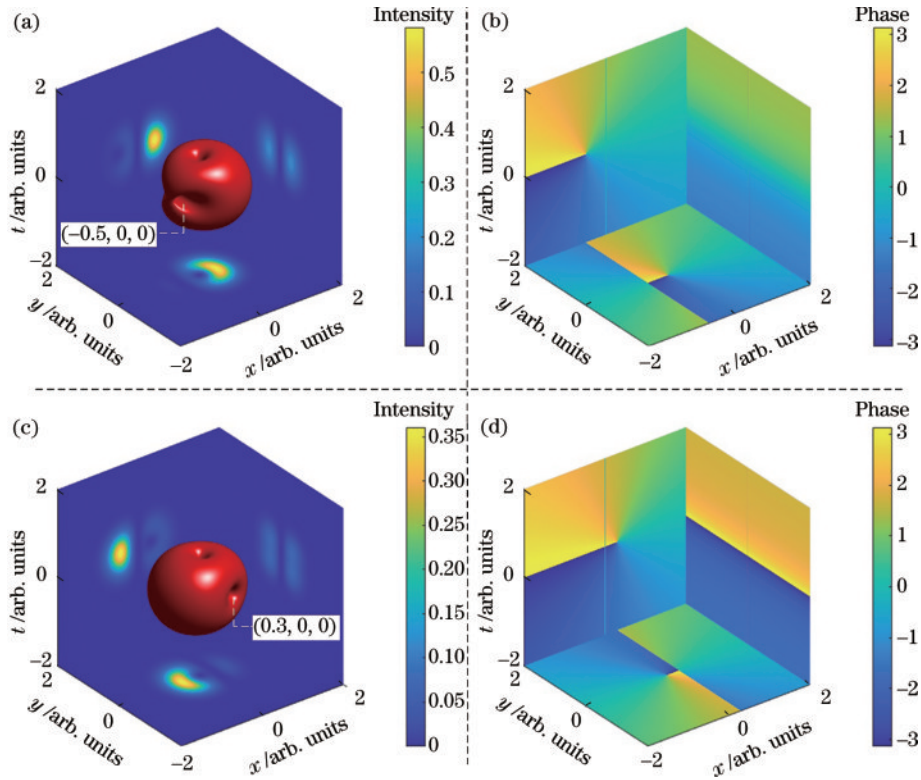


图 4 x 方向引入参数 α 时偏心双光涡旋在平面 $x=0, y=0, t=0$ 的强度和相位分布。(a) $\alpha=+0.5$ 时强度和等值面分布; (b) $\alpha=+0.5$ 时的相位分布; (c) $\alpha=-0.3$ 时强度和等值面分布; (d) $\alpha=-0.3$ 时的相位分布

Fig. 4 Intensity and phase distributions of eccentric dual optical vortice in the planes of $x=0, y=0, t=0$ when introducing parameter α in x direction. (a) Distribution of intensity and isosurface when $\alpha=+0.5$; (b) distribution of phase when $\alpha=+0.5$; (c) distribution of intensity and isosurface when $\alpha=-0.3$; (d) distribution of phase when $\alpha=-0.3$

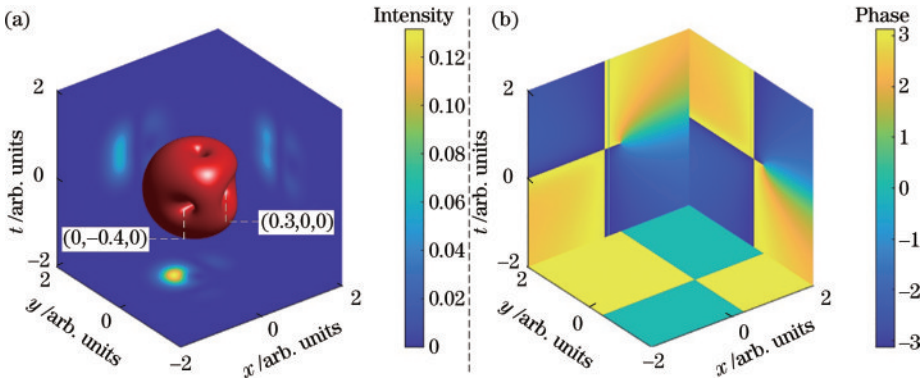


图 5 x 方向引入参数 $\alpha=-0.3, y$ 方向引入参数 $\beta=+0.4$ 时偏心双光涡旋在平面 $x=0, y=0, t=0$ 的强度和相位分布。(a) 强度和等值面分布; (b) 相位分布

Fig. 5 Intensity and phase distributions of eccentric dual optical vortice in the planes of $x=0, y=0, t=0$ when introducing parameter $\alpha=-0.3$ in x direction and $\beta=+0.4$ in y direction. (a) Distribution of intensity and isosurface; (b) distribution of phase

2.2 时空-时空-空域光涡旋

在时空-空域光涡旋和时空-时空光涡旋的基础上, 如果 $x-t, y-t$ 和 $x-y$ 平面内同时存在涡旋相位, 则可构建时空-时空-空域光涡旋, 具体可表示为

$$E(x, y, t) = \frac{\sqrt{x^2+y^2}}{w^2} (x+it)(y+it) \times \exp\left(-\frac{x^2+y^2}{w^2} - \frac{t^2}{w_t^2}\right) \exp\left(i \arctan \frac{y}{x}\right). \quad (6)$$

此时光场分布如图 6 所示, 其中等值面为光场强度峰值的 20%。图 6(a) 与图 3(a) 相比, 其强度分布完全一致, 但图 6(b) 与图 3(b) 相比, 其在 $x-y$ 内也存在 $[-\pi, -\pi/2], [\pi/2, \pi], [0, \pi/2]$ 和 $[-\pi/2, 0]$ 的相位变化, 在讨论部分将论证此为螺旋相位。即两个时空平面和一个空域平面内同时存在螺旋相位, 此时光束为时空-时空-空域光涡旋。此时 3 个光涡旋共心, 称其为共心三光涡旋。

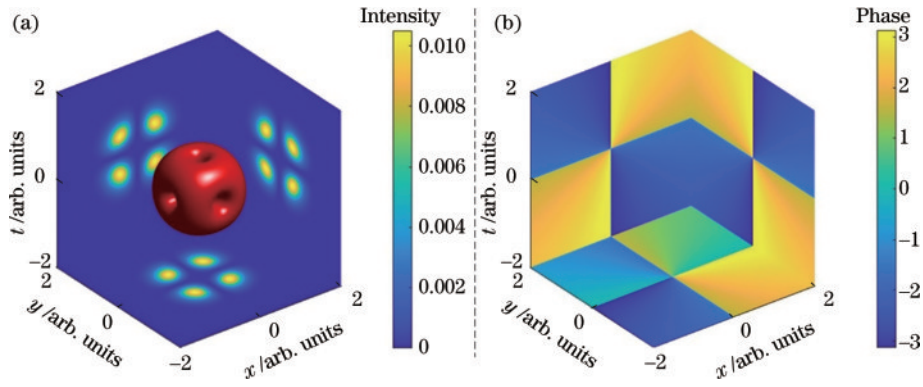


图6 时空-时空-空域光涡旋在平面 $x=0, y=0$ 和 $t=0$ 的强度和相位分布。(a)强度和等值面分布;(b)相位分布

Fig. 6 Intensity and phase distributions of spatiotemporal-spatiotemporal-spatial optical vortice in the planes of $x=0, y=0$ and $t=0$

(a) Distribution of intensity and isosurface; (b) distribution of phase

类似地,在式(6)的 $(x+it)$ 和 $(y+it)$ 中分别引入参数 α 和 β 构建偏心三光涡旋,具体可表示为

$$E(x, y, t) = \frac{\sqrt{x^2+y^2}}{w^2} (x+\alpha+it)(y+\beta+it) \times \exp\left(-\frac{x^2+y^2}{w^2} - \frac{t^2}{w_t^2}\right) \exp\left(i \arctan \frac{y}{x}\right). \quad (7)$$

令 $\alpha=-0.3$ 和 $\beta=+0.4$, 此时光场分布如图7所示。图7与图5相比,二者在强度分布上完全一致,正对 $x-t$ 平面、 $y-t$ 平面的涡旋中空中心偏移情况也相同,但二者在 $x-y$ 平面内相位分布却完全不同,图7(b)中很明显存在螺旋相位。图7(b)中 $x-t$ 和 $y-t$ 两平面内相位奇异点位置发生偏移,此时光场为偏心三光涡旋。

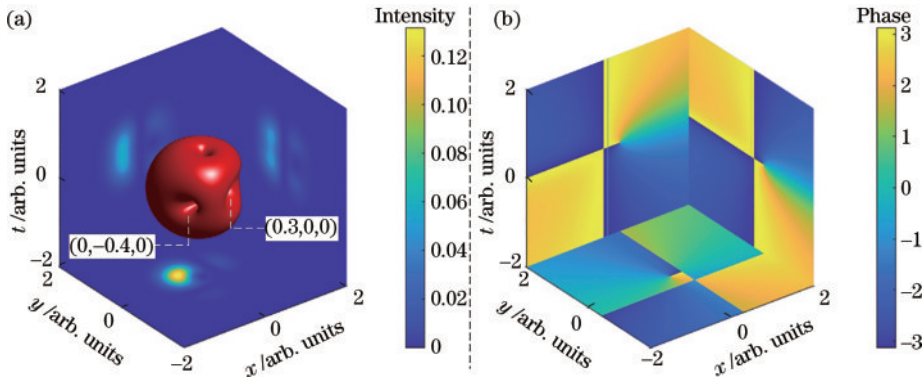


图7 x 方向引入参数 $\alpha=-0.3$, y 方向引入参数 $\beta=+0.4$ 时偏心三光涡旋在平面 $x=0, y=0, t=0$ 的强度和相位分布。(a)强度和等值面分布;(b)相位分布

Fig. 7 Intensity and phase distributions of eccentric triple optical vortice in the planes of $x=0, y=0, t=0$ when introducing parameter $\alpha=-0.3$ in x direction and $\beta=+0.4$ in y direction. (a) Distribution of intensity and isosurface; (b) distribution of phase

3 分析与讨论

通常将相位奇异定为绕某点一周,其相位连续变化 2π 的整数倍,而这样连续变化的相位也被称为螺旋相位。但图2(b)中 $x-y$ 平面、图3(b)中 $x-t, y-t$ 平面、图6(b)中 $x-t, y-t$ 和 $x-y$ 平面内的相位变化并不完全连续。如图2(b)中 $x-y$ 平面,在 $x<0, x>0$ 部分,虽然相位均从 $-\pi/2$ 逆时针变化到 $\pi/2$,但二者之间存在 π 的相位差。由于 $x-y$ 平面展示的是 $t=0$ 时的相位分布,式(2)可简化为

$$E(x, y, t=0) = x \frac{\sqrt{x^2+y^2}}{w^2} \times \exp\left(-\frac{x^2+y^2}{w^2}\right) \exp\left(i \arctan \frac{y}{x}\right). \quad (8)$$

由式(8)可知, $\arctan \frac{y}{x}$ 的确为螺旋相位。由于其相位奇异点位于 $(x=0, y=0)$, 而式(8)中存在 x , 其在 $x=0$ 左右两侧取值的符号相反,造成相位在 $x=0$ 左右两侧存在 π 的相位差。综合来看,绕点 $(x=0, y=0)$ 一周,其相位变化为 $2 \times [\pi/2 - (-\pi/2)] = 2\pi$ 。

从另一角度来看,在 $x < 0$ 这半侧,相位从 $-\pi/2$ 连续变化到 $\pi/2$,若其为拓扑荷为 $+1$ 的螺旋相位,则在 $x > 0$ 半侧,相位应从 $\pi/2$ 变化到 $3\pi/2$ 。而 $x = 0$ 左右两侧存在 π 的相位差,所以其变化为 $-\pi/2$ 到 $\pi/2$,与图 2(b) 所示一致。由图 4(b)、图 4(d) 可知,当 x 方向相位奇异点发生偏移时, x - y 平面内相位阶跃线不再与相位奇异点重合,此时螺旋相位为标准螺旋相位。

对图 3(b) 而言,以 x - t 平面中逆时针方向的相位变化分析为例。在平面左上方区域 ($x < 0, t > 0$) 中,相位从 $-\pi$ 变化到 $-\pi/2$ 。在其左下方区域 ($x < 0, t < 0$) 中,相位本应从 $-\pi/2$ 变化到 0 ,但由于存在 π 的相位阶跃,其变化为从 $\pi/2$ 到 π 。然后,在其右下方区域 ($x > 0, t < 0$),相位应该从 π 变化到 $3\pi/2$,考虑到文中相位的取值范围为 $[-\pi, \pi]$ 及其周期性,其与图 3(b) 左上方区域中相位从 $-\pi$ 变化到 $-\pi/2$ 相当。最后,在右上方区域 ($x > 0, t > 0$),相位应从 $-\pi/2$ 变化到 0 ,由于存在 π 的相位阶跃,变化为从 $\pi/2$ 到 π 。即在 x - t 平面中,相位奇异点位于 $t = 0$,因此在变化中经过两次 π 的相位阶跃,从而被分为 4 个连续变化 $\pi/2$ 的区域,整体来看其相位变化为 $4 \times \pi/2 = 2\pi$ 。同样的分析也适用于 y - t 中的相位变化。结合图 5(b),当 x 和 y 方向的相位奇异点发生偏移,在 x - t 和 y - t 中的螺旋相位也变为标准螺旋相位。

对图 6(b) 中的 x - y 平面而言,此时 $x = 0$ 和 $y = 0$ 均为相位阶跃线。在平面左下方区域 ($x < 0, y < 0$) 中,相位从 $-\pi$ 变化到 $-\pi/2$ 。在右下方区域 ($x > 0, y < 0$),相位应从 $-\pi/2$ 变化到 0 ,由于存在 π 的相位阶跃,其变化为从 $\pi/2$ 到 π 。在右上方区域 ($x > 0, y > 0$),相位应从 $-\pi$ 变化到 $-\pi/2$,由于存在 π 的相位阶跃,其变化为从 0 到 $\pi/2$ 。其左上方区域 ($x < 0, y > 0$) 中,相位应从 $\pi/2$ 变化到 π ,由于存在 π 的相位阶跃,其变化为 $3\pi/2$ 到 2π ,即与图 6(b) 右下方区域中相位 $-\pi/2$ 变化到 0 相当。从整体上来看,区域内相位变化为 $4 \times \pi/2 = 2\pi$ 。结合图 7(b) 可知,当相位阶跃线发生偏移与相位奇异点不再重合时,此时螺旋相位为标准的螺旋相位。综上分析,图 2(b) 中 x - y 平面,图 3(b) 中 x - t 、 y - t 平面,图 6(b) 中 x - t 、 y - t 、 x - y 平面内的相位变化并不完全连续,但这是相位奇异点存在于相位阶跃线所导致的,事实上在该平面内均存在螺旋相位。

4 结 论

在时空光涡旋和时空-空域光涡旋的基础上,提出时空-时空光涡旋以及时空-时空-空域光涡旋模型。根据不同时空或空域平面内光涡旋共心的情形,通过引入偏移参量的方式来调控某一时空平面内光涡旋的中心位置,提出偏心双光涡旋和偏心三光涡旋两种物理

模型。此外,分析讨论当螺旋相位在连续变化过程中存在相位阶跃的情形时,认为其变化过程中存在的相位阶跃并不影响其螺旋相位的本质。本研究丰富的时空光涡旋模式,为后续研究偏心多光涡旋的物理性质提供理论基础,并为拓宽时空光涡旋的应用前景提供理论依据。

参 考 文 献

- [1] Weiner A. Ultrafast optics[M]. New Jersey: John Wiley & Sons, 2011.
- [2] Li C L, Fisher C J, Burke R, et al. Orthopedics-related applications of ultrafast laser and its recent advances[J]. Applied Sciences, 2022, 12(8): 3957.
- [3] Guo B, Xiao Q L, Wang S H, et al. 2D layered materials: synthesis, nonlinear optical properties, and device applications[J]. Laser & Photonics Reviews, 2019, 13(12): 1800327.
- [4] 曹晶, Matthieu Lancry, François Brisset, 等. 飞秒激光调控非线性光学晶体和周期性纳米结构取向[J]. 激光与光电子学进展, 2022, 59(15): 1516001.
Cao J, Lancry M, Brisset F, et al. Femtosecond laser regulates the orientation of nonlinear optical crystals and periodic nanostructures[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2022, 59(15): 1516001.
- [5] Sugioka K, Cheng Y. Ultrafast lasers-reliable tools for advanced materials processing[J]. Light: Science & Applications, 2014, 3(4): e149.
- [6] 乔明, 闫剑锋, 俞嘉晨, 等. 超快激光加工二氧化钛微纳结构及功能器件研究进展[J]. 中国激光, 2022, 49(22): 2200002.
Qiao M, Yan J F, Yu J C, et al. Research progress in ultra-fast laser processing of titanium dioxide micro-nano structures and functional devices[J]. Chinese Journal of Lasers, 2022, 49(22): 2200002.
- [7] Zeng X K, Wang C Y, Cai Y, et al. High spatial-resolution biological tissue imaging in the second near-infrared region via optical parametric amplification pumped by an ultrafast vortex pulse[J]. Chinese Optics Letters, 2022, 20(10): 100003.
- [8] Hancock S W, Zahedpour S, Goffin A, et al. Free-space propagation of spatiotemporal optical vortices[J]. Optica, 2019, 6(12): 1547-1553.
- [9] 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.
- [10] 曹前, 詹其文. 时空光场调控以及时空光涡旋波包的研究进展(英文)[J]. 光子学报, 2022, 51(1): 0151102.
Cao Q, Zhan Q W. Spatiotemporal sculpturing of light and recent development in spatiotemporal optical vortices wavepackets (Invited)[J]. Acta Photonica Sinica, 2022, 51(1): 0151102.
- [11] Sainte-Marie A, Gobert O, Quéré F. Controlling the velocity of ultrashort light pulses in vacuum through spatiotemporal couplings[J]. Optica, 2017, 4(10): 1298-1304.

- [12] Kondakci H E, Abouraddy A F. Optical space-time wave packets having arbitrary group velocities in free space[J]. *Nature Communications*, 2019, 10: 929.
- [13] Bhaduri B, Yessenov M, Abouraddy A F. Anomalous refraction of optical spacetime wave packets[J]. *Nature Photonics*, 2020, 14(7): 416-421.
- [14] Kondakci H E, Abouraddy A F. Airy wave packets accelerating in space-time[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 120(16): 163901.
- [15] Bhaduri B, Yessenov M, Reyes D, et al. Broadband space-time wave packets propagating 70 μm [J]. *Optics Letters*, 2019, 44(8): 2073-2076.
- [16] Schepler K L, Yessenov M, Zhiyenbayev Y, et al. Space-time surface plasmon polaritons: a new propagation-invariant surface wave packet[J]. *ACS Photonics*, 2020, 7(11): 2966-2977.
- [17] Wan C H, Cao Q, Chen J, et al. Toroidal vortices of light[J]. *Nature Photonics*, 2022, 16(7): 519-522.
- [18] Zdagkas A, McDonnell C, Deng J H, et al. Observation of toroidal pulses of light[J]. *Nature Photonics*, 2022, 16(7): 523-528.
- [19] Wan C H, Chen J, Chong A, et al. Photonic orbital angular momentum with controllable orientation[J]. *National Science Review*, 2022, 9(7): nwab149.
- [20] Chen J A, Wan C H, Chong A, et al. Experimental demonstration of cylindrical vector spatiotemporal optical vortex[J]. *Nanophotonics*, 2021, 10(18): 4489-4495.
- [21] Chen J, Yu L H, Wan C H, et al. Spin-orbit coupling within tightly focused circularly polarized spatiotemporal vortex wavepacket[J]. *ACS Photonics*, 2022, 9(3): 793-799.