

文章编号: 1005-5630(2026)02-0088-07

DOI: 10.3969/j.issn.1005-5630.202502050018

## 分数阶矢量涡旋光束的力学特性研究

吴洪正<sup>1</sup>, 姚凯玲<sup>2</sup>, 王玲玉<sup>2</sup>, 高秀敏<sup>2</sup>, 苗玉<sup>2</sup>

(1. 义乌泰乐机械设备有限公司, 浙江义乌 322000;

2. 上海理工大学光电信息与计算机工程学院, 上海 200093)

**摘要:** 从理论层面研究了可传播分数阶矢量涡旋光束的力学特性。光学涡旋的相位奇异性与矢量涡旋光束的偏振奇异性的叠加, 在可传播分数阶矢量涡旋光束的产生过程中具有重要作用。基于这一特性, 结合 Richards-Wolf 矢量衍射积分, 分析了分数阶矢量涡旋光束在不同偏振角度下光学梯度力的方向和幅值变化规律; 研究了在恒定拓扑荷光学涡旋条件下, 不同阶数矢量涡旋光束对分数阶矢量涡旋光束力学特性的影响, 并对比了该光束在聚焦与紧聚焦条件下光梯度力的变化差异。结果表明, 随着矢量涡旋光束阶数的增大, 光束梯度力陷阱会逐渐向外扩展, 且其分布特征随偏振角度的变化而改变。分数阶矢量涡旋光束的力学特性研究, 在光学操纵和粒子捕获等领域具有重要的应用价值。

**关键词:** 矢量涡旋光束; 分数阶; 梯度力; 光陷阱

**中图分类号:** TN929.1 **文献标志码:** A

## Study on the mechanical properties of fractional-order vector vortex beams

WU Hongzheng<sup>1</sup>, YAO Kailing<sup>2</sup>, WANG Lingyu<sup>2</sup>, GAO Xiumin<sup>2</sup>, MIAO Yu<sup>2</sup>

(1. Yiwu Taile Machinery and Spare Parts Co., Ltd., Yiwu 322000, China;

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

**Abstract:** We theoretically investigate the mechanical properties of propagating fractional-order vector vortex beams. The superposition of the phase singularity from optical vortices and the polarization singularity from vector vortex beam plays a crucial role in the generation of propagating fractional-order vector vortex beams. Utilizing this characteristic and based on the Richards-Wolf vector diffraction integral, we analyze the variations in both the direction and magnitude of the optical gradient force for fractional-order vector vortex beam under different polarization angles. Furthermore, we study the influence of the vector vortex beam with a constant

收稿日期: 2025-02-05

基金项目: 国家自然科学基金青年科学基金(62305222)

第一作者: 吴洪正(1980—), 男, 硕士研究生, 研究方向为机械智能装备、仪器仪表、材料科技。

E-mail: wuhz177@163.com

通信作者: 苗玉(1990—), 女, 讲师, 研究方向为光场调控、智能传感、光学精密测量。

E-mail: myzy626@163.com

topological charge but varying orders on the mechanical properties of the fractional vector vortex beam. We compare the changes in optical gradient forces for these beams under ordinary focusing and tightly focusing focused conditions. The results indicate that as the order of the vector vortex beam increases, the gradient force trap gradually expands outward and varies with the polarization angle. The investigation into the mechanical properties of fractional-order vector vortex beams has significant applications in optical manipulation and particle trapping.

**Keywords:** vector vortex beam; fractional order; gradient force; light traps

矢量涡旋光束由于其独特的聚焦特性, 在多个领域展现出广阔的应用前景, 包括光通信<sup>[1-2]</sup>、显微成像<sup>[3-4]</sup>、材料处理<sup>[5-7]</sup>和数据存储<sup>[8]</sup>等领域。其偏振态分布是空间变化的, 这一特性使其在许多领域的应用中有着巨大的优势。在紧聚焦条件下, 整数阶矢量涡旋光束中的径向偏振光束和方位角偏振光束, 可分别在光轴上产生强纵向场<sup>[9]</sup>和具有中空光斑的纯横向偏振<sup>[10-11]</sup>。矢量涡旋光束的空间极化状态同样可以产生矢量多普勒效应<sup>[12]</sup>。此外, 矢量涡旋光束作为光纤中的本征模, 具有良好的鲁棒性<sup>[13-14]</sup>, 既可用于提升光通信的容量<sup>[4]</sup>, 也可应用于量子纠缠制备<sup>[15]</sup>, 量子信息处理<sup>[16]</sup>和量子通信<sup>[17]</sup>等领域。

光梯度力是由光场强度分布不均匀产生的, 研究其特性对于光镊系统的构建具有重要意义。光梯度力在光镊系统中发挥主导作用, 因此对光梯度力的分析, 是研究与设计光镊系统的重要理论基础。Gao 等<sup>[18]</sup>通过研究同心圆分段圆柱矢量光束的梯度力分布特性, 证明了改变光束的偏振态能产生多种光陷阱模式。Tao 等<sup>[19]</sup>通过理论和实验, 研究了带有轴上涡旋的线偏振洛伦兹光束的光梯度力, 发现改变拓扑荷会对光梯度力分布产生显著影响。叶有祥等<sup>[20]</sup>通过研究螺旋相位调制双曲余弦高斯光束的梯度力, 证明通过改变光束的拓扑荷和偏心参数, 可以显著调节光梯度力分布, 并形成一些新颖的分布模式, 如圆环状光陷阱、阵列光陷阱、矩形光陷阱等。目前, 针对分数阶矢量涡旋光束的梯度力分布特性, 仍缺乏相关研究。

本文基于 Richards-Wolf 矢量衍射积分, 研究了可传播分数阶矢量涡旋光束的力学特性。主要研究了具有恒定拓扑荷的光学涡旋光束, 在矢量涡旋光束阶数改变时所产生的光梯度力陷阱变

化。结果显示, 随着阶数的增大, 光陷阱逐渐向外扩展。同时, 研究了分数阶矢量涡旋光束在不同偏振角度下光学梯度力方向和大小的变化, 以及其在聚焦和紧聚焦条件下的光梯度力变化规律。在紧聚焦条件下, 光梯度力会随阶数增大呈现不同的光陷阱图案, 如三角形或五角星状。光梯度力方向会随偏振角度改变而变化。该研究对光镊操纵、粒子捕获和粒子旋转等领域具有重要意义。

## 1 相关理论

通过有效叠加标量涡旋光束携带的相位奇点和矢量涡旋光束携带的偏振奇点, 并加以调制, 可产生能在自由空间传播的分数阶矢量涡旋光束<sup>[21]</sup>。其中, 以偏振奇点光束作为载体光束, 以相位奇点光束作为被载光束, 各分量所带来的不连续性会消失, 并且在可传播涡旋光束的横截面上, 电场会连续变化<sup>[22]</sup>。有趣的是, 在这种作用条件下, 经叠加形成的分数阶矢量涡旋光束能够在自由空间保持其固有内部属性稳定传播。入射的  $m$  阶矢量涡旋光束可以被理解为具有  $\pm m$  拓扑电荷的左旋圆偏振与右旋圆偏振光束的组合, 其横向平面呈现出非均匀偏振分布<sup>[21, 23]</sup>。

创建可传播分数阶矢量涡旋光束需要满足两个条件<sup>[21]</sup>, 即满足亥姆霍兹方程的解以及在自由空间中的稳定传播。对于第一个条件, 当入射矢量涡旋光束由具有  $\exp[i(l+n)n]$  的光学涡旋调制时, 整个分数阶矢量涡旋光束变换为亥姆霍兹方程的解, 即

$$E = \exp[i(l+0.5)\varphi] \begin{bmatrix} \cos[(m+0.5)\varphi + \beta] \\ \sin[(m+0.5)\varphi + \beta] \end{bmatrix} \quad (1)$$

式中:  $\varphi$  为焦平面中的方位角;  $l$  为拓扑荷数;

$m$  为偏振阶数； $\beta$  为调控光束提供的额外自由度。需满足的第二个条件为，确保光束的多个固有偏振模式交织在一起，在自由空间中稳定传播，进一步表征了两种分数阶矢量涡旋光束。一种是具有恒定偏振态的涡旋光束，即  $\pm 0.5$  阶矢量涡旋光束，但其具有可变拓扑电荷  $l+0.5$  的光学涡旋，可表示为

$$E_1 = \exp[i(l+0.5)\varphi] \begin{bmatrix} \cos(\pm 0.5\varphi + \beta) \\ \sin(\pm 0.5\varphi + \beta) \end{bmatrix} \quad (2)$$

另一种是具有  $\pm 0.5$  恒定拓扑荷的光学涡旋光束，可表示为

$$E_2 = \exp[i \pm 0.5\varphi] \begin{bmatrix} \cos[(m+0.5)\varphi + \beta] \\ \sin[(m+0.5)\varphi + \beta] \end{bmatrix} \quad (3)$$

这两个光束都是可传播的分数阶矢量涡旋光束，在自由空间中传播时，可以稳定地保持其振幅和涡旋相位，具有非整数拓扑电荷。本文主要讨论第二种分数阶矢量涡旋光束。为产生拓扑电荷恒定为  $\pm 0.5$  的光学涡旋光束，可传播分数阶涡旋光束的几何型及计算中需遵循的坐标系如图 1 所示，其中： $f$  为焦距； $k$  为波数； $\mathbf{r} = (\rho \cos \phi, \rho \sin \phi, z)$ ，为任意场点的位置矢量； $\mathbf{s} = (-\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta)$ ，为光脉冲经过透镜后传播方向上的单位矢量；焦平面位于  $z = 0$  处， $\Omega$  是以  $O$  为圆心，半径为  $f$  的焦球；置于透镜前光瞳平面处的光瞳滤波器，可在透镜的波前中保持其滤波功能； $\theta$ 、 $\varphi$  和  $\phi$  分别是透镜的会聚角、焦平面中的方位角和光瞳平面中的方位角； $P_0(r, \phi)$  为光瞳面上的点。沿着  $z$  轴传播的  $m$  阶矢量涡旋光束会入射到透镜上。在实际应用中，可以用涡旋偏振器来变换三阶矢量涡旋光束。涡旋偏振器基于 Q 板技术实现<sup>[21]</sup>。

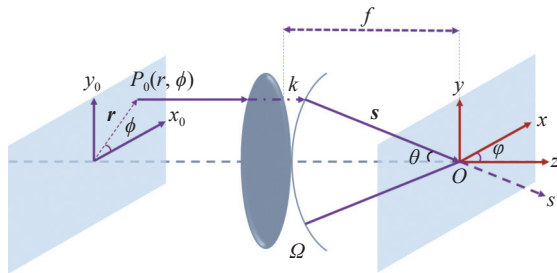


图 1 可传播分数阶矢量涡旋光束的几何模型  
Fig. 1 Geometry of a propagating fractional vector vortex beam

典型的光学系统在理想情况下是消球差的，因此其半径符合正弦条件  $r = f \sin \theta$ ，并且原点位于  $z = 0$  处。在这种系统中，焦平面中的电磁场应使用 Richards-Wolf 矢量衍射积分计算<sup>[24]</sup>。为了将该方法应用于研究具有任意拓扑电荷  $l$  及偏振分布的聚焦可传播分数阶矢量涡旋光束，透镜焦点区域的电磁场应确定为<sup>[24]</sup>

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{bmatrix} = -\frac{A}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\alpha \sin \theta \cos^{1/2} \theta T_f l_0(\theta) \begin{bmatrix} \mathbf{V}_E \\ \mathbf{V}_H \end{bmatrix} \times \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{s} \cdot \mathbf{r}) d\theta d\varphi \quad (4)$$

式中： $\mathbf{E}$  为电场； $\mathbf{H}$  为磁场； $\theta$  和  $\phi$  分别为会聚角和光瞳平面中的方位角； $A$  为归一化常数； $\alpha$  为半孔径角，由透镜确定，且  $\alpha = \arcsin(A_N/n)$ ，其中  $n$  为聚焦空间中的折射率， $A_N$  为数值孔径；波数  $k = 2\pi/\lambda$ ， $\lambda$  为真空中入射光束的波长； $T_f = \exp(i\psi)$ ，为光瞳面透射率； $\mathbf{V}_E$  和  $\mathbf{V}_H$  分别为入射光束在焦平面中的电场和磁场偏振分量； $l_0(\theta)$  为入射光束的电场幅度，其可以近似表示为

$$l_0(\theta) = \exp[-(\beta \sin \theta / \sin \alpha)^2] \quad (5)$$

式中， $\beta$  为光瞳半径与束腰的比率，为计算方便，将其设置为 1。因此，具有分数拓扑电荷的可传播矢量涡旋光束的相互垂直分量  $[\mathbf{V}_{Ex} \mathbf{V}_{Ey} \mathbf{V}_{Ez}]^T$  和  $[\mathbf{V}_{Hx} \mathbf{V}_{Hy} \mathbf{V}_{Hz}]^T$  可以记为

$$\mathbf{V}_E = \cos[(m+0.5)\varphi] \begin{bmatrix} \cos \theta + (1 - \cos \theta) \sin^2 \varphi \\ -(1 - \cos \theta) \sin \varphi \cos \varphi \\ \sin \theta \cos \varphi \end{bmatrix} + \sin[(m+0.5)\varphi] \begin{bmatrix} -(1 - \cos \theta) \sin \varphi \cos \varphi \\ 1 - (1 - \cos \theta) \sin^2 \varphi \\ \sin \theta \sin \varphi \end{bmatrix} \quad (6)$$

$$\mathbf{V}_H = \mathbf{s} \times \mathbf{V}_E \quad (7)$$

最后，利用  $I = |\mathbf{E}|^2$ ，可以得到具有分数拓扑电荷的可传播矢量涡旋光束的强度分布。

对应于焦点强度分布的梯度力可以表示为

$$F_{\text{grad}} = \frac{n_b^2 r_m^3}{2} \left( \frac{T^2 - 1}{T^2 + 2} \right) \nabla |E(r, z)|^2 \quad (8)$$

式中： $r_m$  为粒子半径； $n_b$  为周围介质的折射率；参数  $T$  为相对折射率，等于粒子的折射率  $n_p$  与周围介质的折射率  $n_b$  之比； $\nabla |E(r, z)|^2$  为电

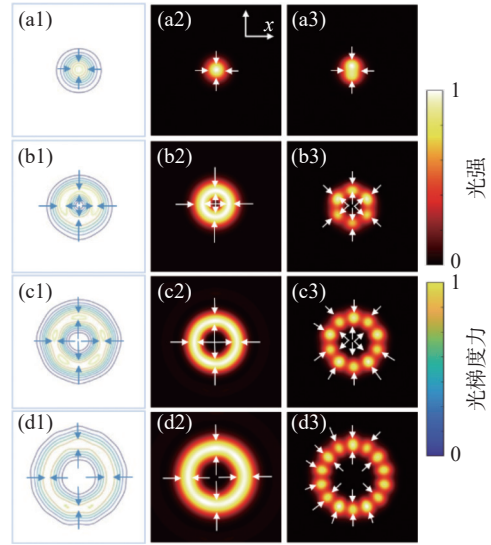
场空间梯度。如果粒子的折射率大于周围介质的折射率, 即  $n_p > n_b$ , 则梯度力  $F_{\text{grad}}$  指向光强度梯度的方向, 光学梯度力模式可以通过式(8)进行研究。

## 2 仿真结果及讨论

在下述模拟中, 参数  $\beta$  取 1, 所有图中的长度单位为波长  $\lambda$ , 光强均归一化为单位值。为了更好地分析分数阶矢量涡旋光束的力学特性, 进一步研究了由不同分数阶矢量涡旋光束携带的, 拓扑荷数为 0.5 阶的光学涡旋。讨论了其在不同分数阶矢量涡旋光束的横纵向场焦平面上的强度分布及光梯度力, 结果如图 2 所示。这一过程涉及到对光束的电场矢量横向分量的分析。 $A_N = 0.1$ , 分数阶矢量涡旋光束的阶数为  $m+0.5$ , 光学涡旋的拓扑荷数为 0.5。随着阶数的增大, 梯度力幅值略微增大并发生畸变, 当  $m = 0.5$  时, 分数阶矢量涡旋光束呈实心光斑状, 光梯度力方向由光斑外部指向内部光强最强位置, 横向场得到  $4m$  个花瓣。当  $m = 1.5$ 、2.5 或 3.5 时, 光斑均呈中空状态, 随着  $m$  的增大, 环形光斑的中央暗区也逐渐增大, 总场光梯度力由内部和外部暗区同时指向环状光斑, 在光斑内部形成圆形光陷阱。随着拓扑荷的增大, 光束梯度力陷阱也逐渐向外扩展, 光梯度力由每个花瓣周围暗区指向花瓣中心强度最大区。

图 3 所示为不同分数阶矢量涡旋光束在焦平面上的总强度分布及不同偏振角度的强度分布。在焦平面处, 矢量涡旋光束的阶数和光学涡旋的拓扑电荷分别为  $m+0.5$  和 0.5。当 0.5 阶矢量涡旋光束携带 0.5 拓扑荷时, 总场强度分布为实心光斑, 通过偏振器后光斑由近似圆形变为椭圆状, 随偏振角度的变化, 光斑朝向改变并保持原有形状。当  $m = 1.5$ 、2.5 或 3.5 时, 光斑均呈中空状态, 随着  $m$  的增大, 环形光斑的中央暗区也逐渐增大。通过偏振器后, 环形光斑会分为  $2m$  个花瓣, 呈环形均匀分布, 并随着偏振角度的改变, 花瓣随之旋转。光梯度力由每个花瓣周围暗区指向花瓣中心强度最大区。

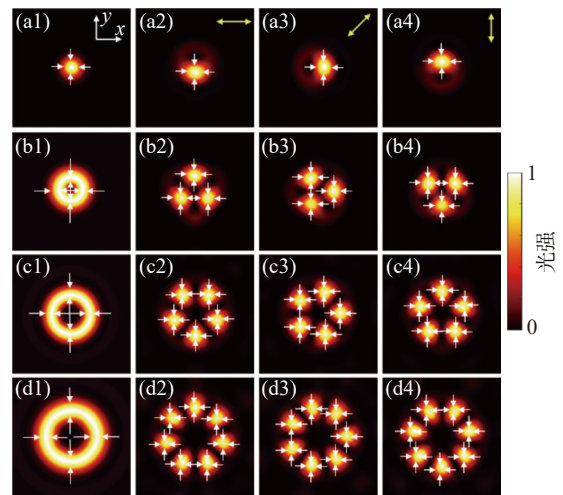
图 4 所示为不同分数阶矢量涡旋光束在  $A_N = 0.1$  时, 焦平面上的光梯度力分布及不同偏振角



(a1)~(d1)分别表示光学涡旋的拓扑荷数为 0.5, 分数阶矢量涡旋光束阶数  $m = 0.5$ 、1.5、2.5 或 3.5 时, 焦平面上的光梯度力分布, 箭头指向为梯度力方向; (a2)~(d2)表示其总场强度分布; (a3)~(d3)表示焦平面上横向场的强度分布。

图 2 不同分数阶矢量涡旋光束在焦平面上的强度分布及光梯度力

Fig. 2 Intensity distribution and optical gradient force of different fractional-order vector vortex beams in the focal plane



(a1)~(d1)分别表示光学涡旋的拓扑荷数为 0.5, 分数阶矢量涡旋光束阶数  $m = 0.5$ 、1.5、2.5 或 3.5 时, 焦平面上的总场强度分布; 第 2、3、4 列分别表示偏振器角度为  $0^\circ$ 、 $45^\circ$  和  $90^\circ$  时的强度分布图; 黄色箭头为偏振方向, 白色箭头指向为光梯度力方向。

图 3 不同分数阶矢量涡旋光束在焦平面上的总场强度及偏振强度分布

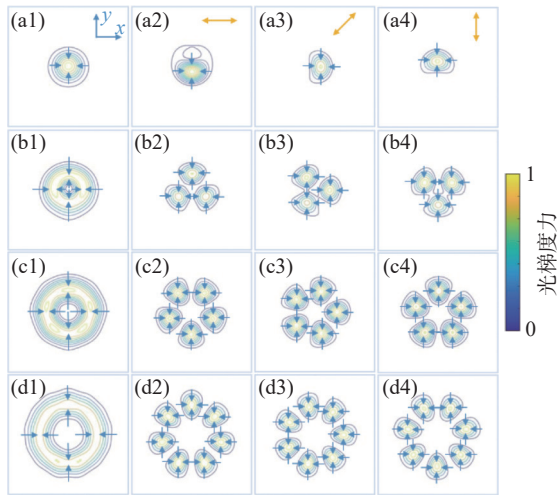
Fig. 3 Total field intensity and polarization intensity distributions of different fractional order vector vortex beams in the focal plane

度时的光梯度力分布。在焦平面处，矢量涡旋光束的阶数和光学涡旋的拓扑电荷分别为  $m+0.5$  和  $0.5$ 。当  $0.5$  阶矢量涡旋光束携带  $0.5$  拓扑荷时，光梯度力分布为多个环形圆圈，中心梯度力度最高(等高线图中金黄色线所示)，离中心越远，梯度力越低，光梯度力方向由梯度力低处指向高处，即由外部指向中心。通过偏振器后，等高线由近似圆环变为椭圆环状，梯度力最高位置依然在椭圆环中心，并随着偏振角度的变化，椭圆状等高线的角度也随之改变，但形状保持不变。

当  $m = 1.5$ 、 $2.5$  或  $3.5$  时，在几何焦点附近出现了一个中央环形光陷阱。其内环梯度力方向沿着半径指向外，而外环梯度力方向沿着半径指向内，这种内外不同的梯度力方向，使得光陷阱在空间形成了一个稳定的环形结构。随着  $m$  的增大，中央环形光陷阱半径也逐渐增大，且从等高线图可以清楚地看到，所形成的圆环发生了畸变， $m$  越大畸变程度越明显。通过偏振器后，中央环形光陷阱被均匀分为  $2m$  个花瓣，并随着偏振角度改变，花瓣位置也随之旋转。光梯度力方

向由每个花瓣周围暗区指向花瓣中心强度最大区。

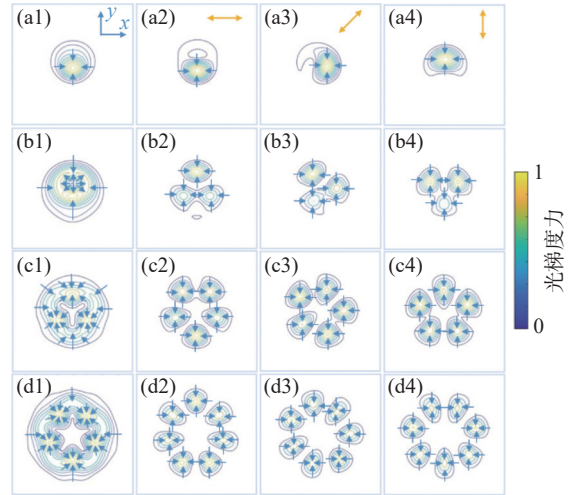
图 5 所示为不同分数阶矢量涡旋光束在  $A_N = 0.95$  时，焦平面上的总场梯度力及偏振梯度力分布。图 5(a1) 所示为  $0.5$  阶矢量涡旋光束携带  $0.5$  拓扑荷光学涡旋的情况，光梯度力分布为多个环形圆圈。与图 4(a1) 所示  $A_N = 0.1$  时的情况对比，可以发现当系统紧聚焦时，梯度力度最高处位于环形中心偏下位置。当  $m = 1.5$  时，在几何焦点附近出现了一个中央光陷阱；当  $m = 2.5$  时，中央光陷阱呈类三角形状，光陷阱外圈环形由 3 个花瓣组成，花瓣中心为梯度力最高处；当  $m = 3.5$  时，中央光陷阱呈类五角星状，光陷阱外圈环形由 5 个花瓣组成，花瓣中心为梯度力最高处，梯度力方向由花瓣周围暗区指向花瓣中心。图 5 中第 2、3、4 列分别是偏振角度为  $0^\circ$ 、 $45^\circ$  和  $90^\circ$  时的光梯度力分布图，与图 4 相比，紧聚焦和聚焦情况下，偏振的光梯度力分布总体相似。通过偏振器后中央环形光陷阱被分为  $2m$  个花瓣，并随着偏振角度的改变，花瓣位置也随之旋转。这种力的方向性对于光陷阱的功能和应用具有重要意义，决定了光陷阱对微小粒



(a1)~(d1)分别表示光学涡旋的拓扑荷数为  $0.5$ ，分数阶矢量涡旋光束阶数  $m = 0.5$ 、 $1.5$ 、 $2.5$  或  $3.5$  时，焦平面上的总场梯度力度分布；第 2、3、4 列分别表示偏振器角度为  $0^\circ$ 、 $45^\circ$  和  $90^\circ$  时的光梯度力分布图；黄色箭头为偏振方向，蓝色箭头指向为光梯度力方向。

图 4 不同分数阶矢量涡旋光束在  $A_N = 0.1$  时，焦平面上的总场梯度力及偏振梯度力分布

Fig. 4 The total field gradient force and polarization gradient force in the focal plane of different fractional order vortex beams at  $A_N = 0.1$



(a1)~(d1)分别表示光学涡旋的拓扑荷数为  $0.5$ ，分数阶矢量涡旋光束阶数  $m = 0.5$ 、 $1.5$ 、 $2.5$  或  $3.5$  时，焦平面上的总场梯度力度分布；第 2、3、4 列分别表示偏振器角度为  $0^\circ$ 、 $45^\circ$  和  $90^\circ$  时的光梯度力分布图；黄色箭头为偏振方向，蓝色箭头指向为光梯度力方向。

图 5 不同分数阶矢量涡旋光束在  $A_N = 0.95$  时，焦平面上的总场梯度力及偏振梯度力分布

Fig. 5 The total field gradient force and polarization gradient force distribution in the focal plane of different fractional vector vortex beams at  $A_N = 0.95$

子的捕获和操控能力。

### 3 总 结

本文从理论层面研究了可传播分数阶矢量涡旋光束的力学特性。基于 Richards-Wolf 矢量衍射积分, 给出了分数阶矢量涡旋光束在不同偏振角度下光学梯度力方向和大小变化规律。研究了不同阶次的矢量涡旋光束对具有恒定拓扑荷光学旋涡力学特性的影响, 并对比了其在聚焦与紧聚焦下的光梯度力变化。研究表明, 随着光束阶数的增加, 聚焦光斑及其梯度力方向会发生改变, 光束梯度力陷阱逐渐向外扩展, 并随着偏振角度的改变而调整。在紧聚焦情况下, 光梯度力会随阶数的增大形成多样化的光陷阱图案, 如类三角形或类五角星状。梯度力方向与聚焦光斑紧密相关, 偏振旋转角的变化会引起光斑和梯度力方向的偏移, 从而产生不同的光陷阱结构。该研究在光学操纵和粒子捕获等方面具有重要应用价值。

#### 参考文献:

- [ 1 ] WANG J. Advances in communications using optical vortices[J]. *Photonics Research*, 2016, 4(5): B14 – B28.
- [ 2 ] MILIONE G, LAVERY M P J, HUANG H, et al. 4×20 Gbit/s mode division multiplexing over free space using vector modes and a q-plate mode (de) multiplexer[J]. *Optics Letters*, 2015, 40(9): 1980 – 1983.
- [ 3 ] LU F K, ZHENG W, HUANG Z W. Coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy using tightly focused radially polarized light[J]. *Optics Letters*, 2009, 34(12): 1870 – 1872.
- [ 4 ] SICK B, HECHT B, NOVOTNY L. Orientational imaging of single molecules by annular illumination[J]. *Physical Review Letters*, 2000, 85(21): 4482 – 4485.
- [ 5 ] NIZIEV V G, NESTEROV A V. Influence of beam polarization on laser cutting efficiency[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 1999, 32(13): 1455 – 1461.
- [ 6 ] MEIER M, ROMANO V, FEURER T. Material processing with pulsed radially and azimuthally polarized laser radiation[J]. *Applied Physics A*, 2007, 86(3): 329 – 334.
- [ 7 ] LI J, ZHANG M, WANG D S. Adaptive demodulator using machine learning for orbital angular momentum shift keying[J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2017, 29(17): 1455 – 1458.
- [ 8 ] ZHANG Y J, BAI J P. Improving the recording ability of a near-field optical storage system by higher-order radially polarized beams[J]. *Optics Express*, 2009, 17(5): 3698 – 3706.
- [ 9 ] YOUNGWORTH K S, BROWN T G. Focusing of high numerical aperture cylindrical-vector beams[J]. *Optics Express*, 2000, 7(2): 77 – 87.
- [ 10 ] WANG H F, SHI L P, LUKYANCHUK B, et al. Creation of a needle of longitudinally polarized light in vacuum using binary optics[J]. *Nature Photonics*, 2008, 2(8): 501 – 505.
- [ 11 ] 石婷, 朱明超, 付圣贵, 等. 在  $4\pi$  紧聚焦系统中矢量涡旋光束实现纯横向能流 [J]. *光学仪器*, 2024, 46(6): 25 – 35.
- [ 12 ] NDAGANO B, NAPE I, COX M A, et al. Creation and detection of vector vortex modes for classical and quantum communication[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2018, 36(2): 292 – 301.
- [ 13 ] NDAGANO B, BRÜNING R, MCLAREN M, et al. Fiber propagation of vector modes[J]. *Optics Express*, 2015, 23(13): 17330 – 17336.
- [ 14 ] QIAO W, LEI T, WU Z T, et al. Approach to multiplexing fiber communication with cylindrical vector beams[J]. *Optics Letters*, 2017, 42(13): 2579 – 2582.
- [ 15 ] COZZOLINO D, POLINO E, VALERI M, et al. Air-core fiber distribution of hybrid vector vortex-polarization entangled states[J]. *Advanced Photonics*, 2019, 1(4): 046005.
- [ 16 ] FICKLER R, LAPKIEWICZ R, PLICK W N, et al. Quantum entanglement of high angular momenta[J]. *Science*, 2012, 338(6107): 640 – 643.
- [ 17 ] SIT A, BOUCHARD F, FICKLER R, et al. High-dimensional intracity quantum cryptography with structured photons[J]. *Optica*, 2017, 4(9): 1006 – 1010.
- [ 18 ] GAO X M, WANG J, GU H T, et al. Focusing properties of concentric piecewise cylindrical vector beam[J]. *Optik*, 2007, 118(6): 257 – 265.
- [ 19 ] TAO C X, FU J, WANG W, et al. Optical gradient force of linearly polarized sine-azimuthal Lorentz beam with one on-axis optical vortex[J]. *Optik*, 2016, 127(10): 4193 – 4199.
- [ 20 ] 叶有祥, 李劲松, 周盛华. 螺旋相位调制双曲余弦高斯光束的梯度力研究 [J]. *光学仪器*, 2017, 39(6):

- 46 – 50.
- [21] WENG X Y, MIAO Y, WANG G X, et al. Propagable optical vortices with natural noninteger orbital angular momentum in free space[J]. *Advanced Photonics Research*, 2023, 4(1): 2200094.
- [22] WENG X Y, MIAO Y, CHEN Y, et al. Physical essence of propagable fractional-strength optical vortices in free space[J]. *Advanced Photonics Research*, 2023, 4(11): 2300152.
- [23] MIAO Y, WENG X Y, WANG Y H, et al. Parallel creation of propagable integer- and fractional-order vector vortex beams using mode extraction principle[J]. *Optics Letters*, 2022, 47(13): 3319 – 3322.
- [24] 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.

(编辑: 李晓莉)