

激光与光电子学进展

扭曲椭圆高斯谢尔模光束的自修复特性

郭寅龙¹, 聂芯雨¹, 李晋红¹, 钱仙妹², 朱文越², 王静^{1*}¹太原科技大学应用科学学院, 山西 太原 030024;²中国科学院合肥物质科学研究院安徽光学精密机械研究所中国科学院大气光学重点实验室, 安徽 合肥 230031

摘要 基于 Collins 公式推导了扭曲椭圆高斯谢尔模光束在经过高斯吸收型障碍物后传输的场分布解析表达式, 得到了一种有效增强光束自修复能力的基础扭曲光束模型, 分析了光源各参数对光束自修复特性的影响, 揭示了光束强度、相干度和轨道角动量通量密度在被障碍物部分遮挡后传输的规律以及三者之间的内在联系, 解释了扭曲光束自修复特性的内在原理。研究表明, 适当减小相干长度和扭曲因子可以在保留扭曲光束特性的同时增强光束的自修复能力。该研究结论有助于优化部分相干光在自由空间传输的整体性能, 在自由空间光通信、激光雷达、遥感成像等领域具有潜在的应用价值。

关键词 相干光学与统计光学; 激光传输; 部分相干光; 扭曲相位; 轨道角动量; 自修复

中图分类号 O436; TN929.12

文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP222216

Self-Healing Properties of Twisted Elliptical Gaussian Schell-Model Beams

Guo Yinlong¹, Nie Xinyu¹, Li Jinhong¹, Qian Xianmei², Zhu Wenye², Wang Jing^{1*}¹School of Applied Science, Taiyuan University of Science and Technology, Taiyuan 030024, Shanxi, China;²Key Laboratory of Atmospheric Optics, Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Hefei Institutes of Physical Science, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, Anhui, China

Abstract In this study, the analytical expression of field distribution of twisted elliptical Gaussian Schell-Model beams after they pass through a Gaussian absorption-type obstacle is derived based on the Collins formula, and a basic twisted-beam model is obtained that effectively enhances the beam's self-healing capability. The effects of the light source parameters on the beam's self-healing properties are analyzed. The laws of intensity, coherence, and orbital angular momentum flux density transmitted when partially blocked by obstacles and the intrinsic connection among the three quantities are revealed. The intrinsic self-healing properties of twisted beams are explained. It is shown that appropriately reducing the coherence length and twist factor can enhance the beam's self-healing capability while preserving the characteristics of the twisted beam. The findings can help optimize the overall performance of partially coherent light transmission in free space, thus enhancing potential applications in free space optical communication, LIDAR, remote sensing imaging, and other fields.

Key words coherent optics and statistical optics; laser beam transmission; partially coherent light; twisted phase; orbital angular momentum; self-healing

1 引言

激光在自由空间中传输时, 若在传输路径上遇到障碍物, 将破坏光束的完整性, 如何避免光信息被破坏或者有效减小光信息被破坏的程度, 成为自由空间光通信、激光雷达、遥感成像等领域的重要课题。研究者发现, 一些无衍射光束在被障碍物遮挡后虽然破坏了其完整分布, 但传输一定距离后其完整分布将被复原, 这种自修复现象成为无衍射光束的重要特征之一被大

量研究^[1-4]。光束的自修复特性是指光在传输过程中由于障碍物的遮挡, 导致光束的强度分布、相干度分布和偏振态等信息不再完整, 而随着传输距离的增加, 某一维度的信息慢慢恢复的现象^[5-9]。自修复光束的应用领域非常广泛, 例如制作自修复光束显微镜^[10]提高量子通信效率^[11], 以及作为光物质探测器^[12]等。光束可根据其相干性分为完全相干光和部分相干光, 不同相干性光束的自修复原理也不同。前文提到的完全相干光无衍射光束, 如 Bessel 光束^[13]、Airy 光束^[14-15]、高

收稿日期: 2022-08-02; 修回日期: 2022-08-23; 录用日期: 2022-09-05; 网络首发日期: 2022-09-15

基金项目: 国家自然科学基金(11904253)、太原科技大学科研启动基金(20202013)、山西省中央引导地方科技发展资金(YDZX20201400001386)、中国科学院大气光学重点实验室开放课题基金(HTAD-JJ-19-02)、太原科技大学研究生教育创新项目(SY2022081)

通信作者: *wangjingyust@163.com

阶涡旋光束^[16]等,由于其特殊的波向量、强度分布和相位分布等,使其具备了自修复特性。对于低相干性光束,2016年,王飞等^[7]发现了部分相干光自修复的一个必要条件是光的相干面积远小于障碍物面积,而障碍物面积小于光束强度的横截面积,自此,引发了研究者对各种部分相干光束自修复特性的研究热潮^[17-19]。

部分相干光因其低空间相干性而具有很多新颖特性,如可实现高信噪比^[20-21]、经典的鬼成像^[22]和新型光学晶格^[23]等。高斯谢尔模(GSM)光束是典型的部分相干光束,1993年,Simon和Mukunda^[24]在GSM光束的基础上,提出了扭曲相位并且构建了扭曲高斯谢尔模(TGSM)光束模型,其扭曲相位中的扭曲因子绝对值受横向相干长度平方反比的限制,故扭曲相位只能加载在部分相干光上。之后扭曲相位和扭曲光束的形式逐渐丰富^[25-26]。近30年来,携带轨道角动量(OAM)的光束由于其可以提供无限多的空间正交模式,具有高通信容量,利用不同模式实现多路复用和编码从而提升频谱效率等优势,受到了广泛关注,如涡旋光束^[27-32]。已有研究表明,扭曲光束可表示为涡旋光束的非相干叠加,扭曲光束也可携带OAM^[33]。扭曲光束在大气光通信^[34]、海洋光通信^[35]和粒子俘获^[36]等方面有广泛应用前景,研究其自修复特性的内在原理以及强度、相干度和OAM之间的内在关系非常重要。高斯吸收型障碍物是一种具有高斯吸收效率的圆盘状障碍物,在光束自修复领域应用广泛^[37-39]。

本文研究了TGSM光束的各参数对光束自修复特性的影响,分析了TGSM光束在被高斯吸收型障碍物遮挡后传输到不同聚焦位置处的截面图,并研究了强度、相干度和OAM之间内在联系。该研究揭示了各参数对扭曲光束自修复的影响,通过优化系统发射端激光特性,增强光束自修复能力从而减小光束传输时被障碍物破坏的程度,在自由空间光通信、自由空间成像系统以及光学遥感等领域具有潜在的应用价值。

2 光束构造与理论模型

部分相干光束一般用其交叉谱密度(CSD)函数进

行表征。将TGSM光束的振幅轮廓改写为椭圆形式,椭圆TGSM光束在源平面上的CSD函数^[40]可以表示为

$$W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, 0) = \exp\left[-\frac{r_{1x}^2 + r_{2x}^2}{4w_x^2} - \frac{r_{1y}^2 + r_{2y}^2}{4w_y^2}\right] \times \exp\left[-\frac{(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2}{2\delta_0^2}\right] \times \exp\left[-ik\mu(r_{1x}r_{2y} - r_{2x}r_{1y})\right], \quad (1)$$

式中: $\mathbf{r}_1 = (r_{1x}, r_{1y})$ 和 $\mathbf{r}_2 = (r_{2x}, r_{2y})$ 表示空频域中任意位置矢量; w_x 和 w_y 分别表示 x 方向和 y 方向的束腰宽度; δ_0 为光束的相干长度; $k = 2\pi/\lambda$ 为波数, λ 为光束波长; μ 为扭曲因子,其取值范围受限于相干长度而与振幅分布无关^[40],需满足不等式 $|\mu| \leq 1/k\delta_0^2$ 。

在源平面处加入障碍物,在傍轴近似下利用Collins公式,加入障碍物后的椭圆TGSM光束在像散ABCD光学系统中的传播^[41]可表示为

$$W(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, z) = \frac{1}{\lambda^2 B^2} \iint W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, 0) T^*(\mathbf{r}_1) T(\mathbf{r}_2) \times \exp\left[-\frac{ik}{2B}(A\mathbf{r}_1^2 + D\boldsymbol{\rho}_1^2 - 2\mathbf{r}_1\boldsymbol{\rho}_1)\right] \times \exp\left[\frac{ik}{2B}(A\mathbf{r}_2^2 + D\boldsymbol{\rho}_2^2 - 2\mathbf{r}_2\boldsymbol{\rho}_2)\right] d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2, \quad (2)$$

式中: $\boldsymbol{\rho}_1 = (\rho_{1x}, \rho_{1y})$ 和 $\boldsymbol{\rho}_2 = (\rho_{2x}, \rho_{2y})$ 表示输出平面上任意两个位置矢量; A 、 B 、 C 、 D 为光学系统传递矩阵的元素; $T(\mathbf{r})$ 表示障碍物的透射率函数,假设障碍物尺寸远大于光源横向相干长度,在障碍物尺寸范围内,相比于相干度随空间距离的改变, $T(\mathbf{r})$ 随 \mathbf{r} 的变化速度几乎为0,此障碍物可以看作是均匀的,如典型的高斯吸收型障碍物^[37],可表示为

$$T^*(\mathbf{r}_1) \approx T(\mathbf{r}_2) \approx T\left(\frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2}\right) = 1 - \exp\left[-\frac{(\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)^2}{4w_d^2}\right], \quad (3)$$

式中, w_d 为障碍物宽度。

将式(3)代入式(2),经过复杂的积分运算,得到了输出平面的CSD函数解析式:

$$W(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, z) = \frac{\pi^2}{\lambda^2 B^2 \sqrt{X_{1+} Y_{1+} (Y_{1-} - M_{11}) (N_1 - M_{12})}} \exp\left[\frac{iDk}{2B}(\boldsymbol{\rho}_2^2 - \boldsymbol{\rho}_1^2) - \frac{u_1^2}{4X_{1+}} - \frac{v_1^2}{4Y_{1+}}\right] \times \exp\left[\frac{(P_{11}^2 - v_2^2 - 2iP_{11}v_2)}{4(Y_{1-} - M_{11})} + \frac{(P_{13}^2 - u_2^2 - 2iP_{13}u_2)}{4(N_1 - M_{12})}\right] - \frac{2\pi^2}{\lambda^2 B^2 \sqrt{X_{2+} Y_{2+} (Y_{2-} - M_{21}) (N_2 - M_{22})}} \times \exp\left[\frac{iDk}{2B}(\boldsymbol{\rho}_2^2 - \boldsymbol{\rho}_1^2) - \frac{u_2^2}{4X_{2+}} - \frac{v_2^2}{4Y_{2+}}\right] \times \exp\left[\frac{(P_{21}^2 - v_2^2 - 2iP_{21}v_2)}{4(Y_{2-} - M_{21})} + \frac{(P_{23}^2 - u_2^2 - 2iP_{23}u_2)}{4(N_2 - M_{22})}\right] + \frac{\pi^2}{\lambda^2 B^2 \sqrt{X_{3+} Y_{3+} (Y_{3-} - M_{31}) (N_3 - M_{32})}} \exp\left[\frac{iDk}{2B}(\boldsymbol{\rho}_2^2 - \boldsymbol{\rho}_1^2) - \frac{u_3^2}{4X_{3+}} - \frac{v_3^2}{4Y_{3+}}\right] \times \exp\left[\frac{(P_{31}^2 - v_2^2 - 2iP_{31}v_2)}{4(Y_{3-} - M_{31})} + \frac{(P_{33}^2 - u_2^2 - 2iP_{33}u_2)}{4(N_3 - M_{32})}\right], \quad (4)$$

其中,使用了一系列参数替换:

$$\begin{aligned}
 u_1 &= \frac{k\rho_{1x}}{B}; u_2 = \frac{k\rho_{2x}}{B}; v_1 = \frac{k\rho_{1y}}{B}; v_2 = \frac{k\rho_{2y}}{B}; T = \frac{1}{\delta_0^2} - \frac{1}{2w_d^2}; \\
 X_{1\pm} &= \frac{1}{4w_x^2} + \frac{1}{2\delta_0^2} \pm \frac{iAk}{2B}; Y_{1\pm} = \frac{1}{4w_y^2} + \frac{1}{2\delta_0^2} \pm \frac{iAk}{2B}; \\
 X_{2\pm} &= \frac{1}{4w_x^2} + \frac{1}{2\delta_0^2} + \frac{1}{4w_d^2} \pm \frac{iAk}{2B}; Y_{2\pm} = \frac{1}{4w_y^2} + \frac{1}{2\delta_0^2} + \frac{1}{4w_d^2} \pm \frac{iAk}{2B}; \\
 X_{3\pm} &= \frac{1}{4w_x^2} + \frac{1}{2\delta_0^2} + \frac{1}{2w_d^2} \pm \frac{iAk}{2B}; Y_{3\pm} = \frac{1}{4w_y^2} + \frac{1}{2\delta_0^2} + \frac{1}{2w_d^2} \pm \frac{iAk}{2B}; \\
 \eta_1 &= \frac{ik\mu}{2Y_{1+}\delta_0^2} - \frac{ik\mu}{2X_{1+}\delta_0^2}; \eta_2 = T \left(\frac{ik\mu}{2Y_{2+}} - \frac{ik\mu}{2X_{2+}} \right); \eta_3 = \left(T - \frac{1}{2w_d^2} \right) \left(\frac{ik\mu}{2Y_{3+}} - \frac{ik\mu}{2X_{3+}} \right); \\
 M_{11} &= \frac{1}{4Y_{1+}\delta_0^4} - \frac{k^2\mu^2}{4X_{1+}}; M_{12} = \frac{1}{4X_{1+}\delta_0^4} - \frac{k^2\mu^2}{4Y_{1+}}; M_{31} = \frac{1}{4Y_{3+}} \left(T - \frac{1}{2w_d^2} \right)^2 - \frac{k^2\mu^2}{4X_{3+}}; \\
 M_{21} &= \frac{T^2}{4Y_{2+}} - \frac{k^2\mu^2}{4X_{2+}}; M_{22} = \frac{T^2}{4X_{2+}} - \frac{k^2\mu^2}{4Y_{2+}}; M_{32} = \frac{1}{4X_{3+}} \left(T - \frac{1}{2w_d^2} \right)^2 - \frac{k^2\mu^2}{4Y_{3+}}; \\
 P_{11} &= \frac{iv_1}{2Y_{1+}\delta_0^2} + \frac{k\mu u_1}{2X_{1+}}; P_{12} = \frac{iu_1}{2X_{1+}\delta_0^2} - \frac{k\mu v_1}{2Y_{1+}}; P_{31} = \frac{iv_1}{2Y_{3+}} \left(T - \frac{1}{2w_d^2} \right) + \frac{k\mu u_1}{2X_{3+}}; \\
 P_{21} &= \frac{iTv_1}{2Y_{2+}} + \frac{k\mu u_1}{2X_{2+}}; P_{22} = \frac{iTu_1}{2X_{2+}} - \frac{k\mu v_1}{2Y_{2+}}; P_{32} = \frac{iu_1}{2X_{3+}} \left(T - \frac{1}{2w_d^2} \right) - \frac{k\mu v_1}{2Y_{3+}}; \\
 N_q &= X_{q-} - \frac{\eta_q^2}{4(Y_{q-} - M_{q1})}, P_{q3} = \frac{P_{q1}\eta_q - iv_2\eta_q}{2(Y_{q-} - M_{q1})} + P_{q2}, (q = 1, 2, 3). \quad (5)
 \end{aligned}$$

部分相干光束的光强和相干度可由 CSD 函数^[42]分别表示为

$$S(\boldsymbol{\rho}) = W(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}), \quad (6)$$

$$\eta(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2) = \frac{W(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2)}{\sqrt{W(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_1)}\sqrt{W(\boldsymbol{\rho}_2, \boldsymbol{\rho}_2)}}. \quad (7)$$

对于标量部分相干光, OAM 通量密度可用于表示 OAM 在光束截面上的空间分布, 沿 z 轴的 OAM 通量密度^[43]可以表示为

$$\begin{aligned}
 O(\boldsymbol{\rho}, z) &= -\frac{\varepsilon_0}{k} \operatorname{Im} [\rho_{1y} \partial_{\rho_{2z}} W(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, z) - \\
 &\quad \rho_{1x} \partial_{\rho_{2y}} W(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, z)]_{\rho_1 = \rho_2 = \boldsymbol{\rho}}, \quad (8)
 \end{aligned}$$

式中: ε_0 表示自由空间介电常数; $\operatorname{Im}[\cdot]$ 表示取虚部; ∂_{ρ_s} 表示对 ρ_s 的偏导。

为了方便研究光场在自由空间的传输情况, 在障碍物后加上了聚焦透镜。该光学系统的 ABCD 矩阵可由下式表示:

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 - z/f & z \\ -1/f & 1 \end{bmatrix}, \quad (9)$$

式中, z 表示传输距离。

图 1 给出了有障碍物时聚焦光学系统示意图, 展示了光源、障碍物和透镜的位置关系, 显示了经障碍物遮挡后, 椭圆 TGSM 光束的光强分布从部分缺失到修复完整的演化过程。

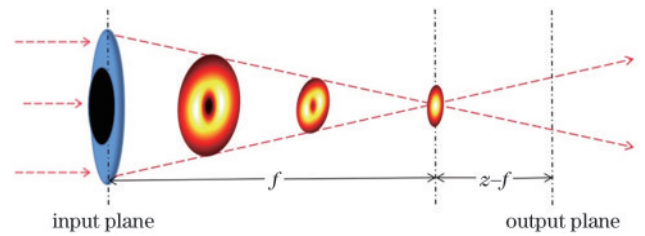


图 1 聚焦光学系统的示意图

Fig. 1 Schematic of a focusing optical system

3 数值模拟与结果分析

本节运用数值模拟, 分析了椭圆 TGSM 光束经过聚焦透镜在自由空间传输后的光强、相干度和 OAM 通量密度。无特殊说明, 初始参数设定为: $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, $w_x = 9 \text{ mm}$, $w_y = 6 \text{ mm}$, $w_d = 4 \text{ mm}$, $\delta_0 = 0.04 \text{ mm}$, $\mu = -10^{-4} \text{ mm}^{-1}$, $\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ F} \cdot \text{m}^{-1}$, $\hbar = 1.05 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$, $f = 450 \text{ mm}$ 。

图 2 演示了不同相干长度椭圆 TGSM 光束传输到不同聚焦位置的归一化强度分布, 图 2(a) 和 2(c) 为无障碍物时光强分布的聚焦演化, 图 2(b) 和 2(d) 为有障碍物时的光强分布。如图 2(b1) 和 2(d1) 所示, 由于障碍物的遮挡在 $z=0$ 处呈现暗中空分布。在低相干长度下, 如图 2(b) 所示, 随着光束的聚焦传输, 中心的暗中空分布会被逐渐修复, 出现了自修复现象, 即在焦点位置图 2(b4) 和 2(a4) 呈现相同的强度分布。在高

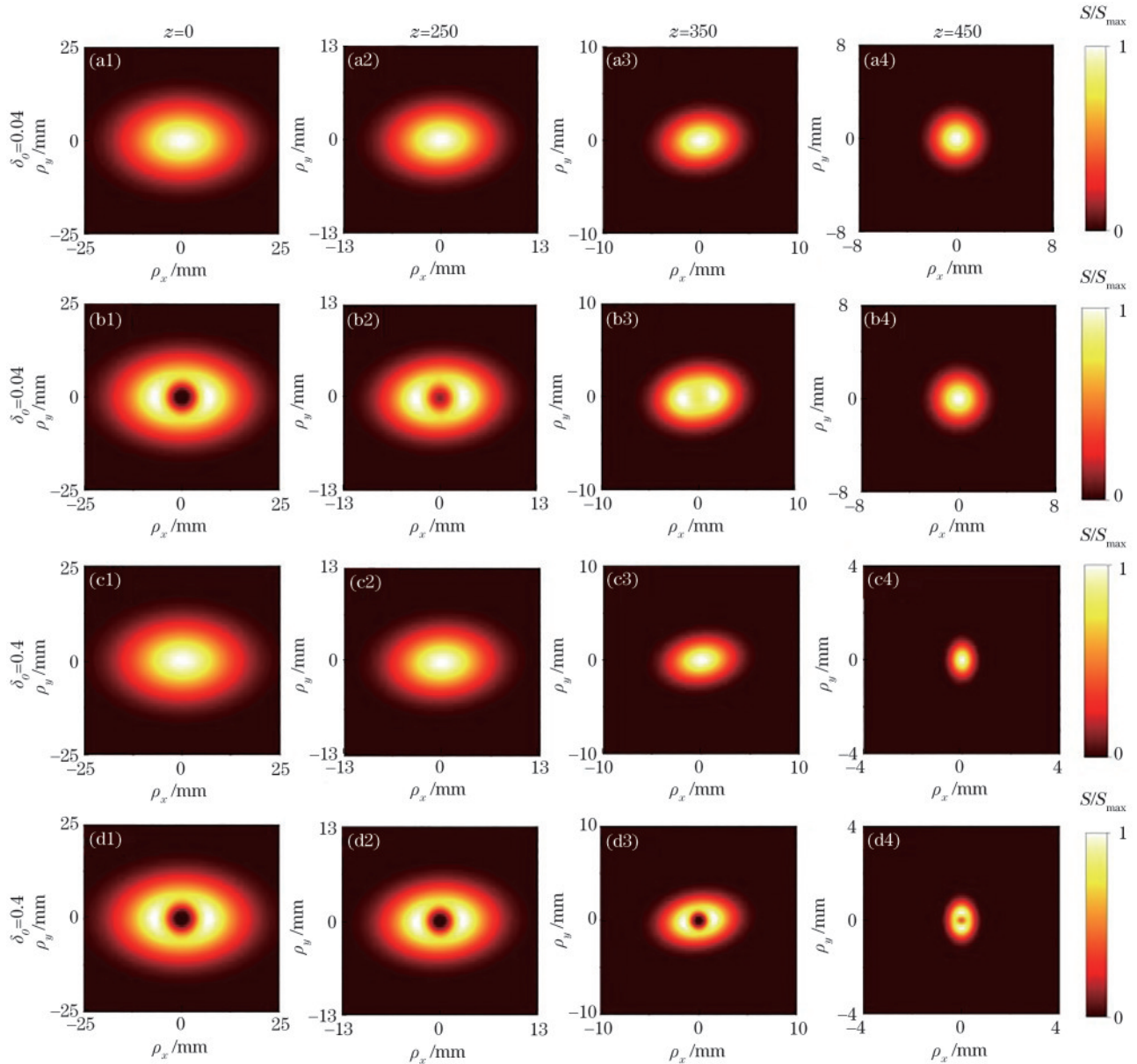


图 2 不同相干长度椭圆 TGSM 光束传输不同距离的归一化光强分布。(a)、(c) 无障碍物；(b)、(d) 有障碍物

Fig. 2 Normalized spectral intensity distribution of elliptical TGSM beam transmitting different distances with different coherent lengths δ_0 . (a), (c) Without obstacle; (b), (d) with obstacle

相干长度情况下,如图 2(d)所示,传输过程中光束中心始终保持暗中空分布,与无障碍物的情况有明显区别,说明相干长度的选择对于能否产生自修复现象有至关重要的作用。这与王飞等^[7]提出的部分相干光束完成自修复的必要条件是较低的相干性(较小的相干面积)一致。这是由于强度和相干度存在着一种互易关系^[44],高相干长度时相干度分布信息经障碍物后不再完整,而低相干长度时相干度分布信息经障碍物后依然完整,因此随着传输,强度分布可以完成自修复,具体分析将在后文展开。观察图 2(a)和 2(c),可以得出椭圆 TGSM 光束经过聚焦透镜传输的基本规律,扭曲相位使光束在传输过程中发生旋转,越接近焦点位置旋转越快,焦点位置达到最大旋转角度 $\pi/$

2,并且 δ_0 越大,焦斑越小,光强越容易保持椭圆分布。

图 3 演示了不同相干长度椭圆 TGSM 光束传输到不同聚焦位置的相干度分布,图 3(a)和 3(c)为无障碍物时的相干聚焦分布,图 3(b)和 3(d)为有障碍物时的相干度分布,在 $z=0$ 处图 3(a1)与 3(b1)分布相同,且图 3(c1)与 3(d1)分布也相同,表明在 $z=0$ 处障碍物对相干度分布没有影响。随着光束的传输,障碍物对相干度的影响逐渐显现。在低相干长度下,如图 3(b)所示,随着光束的传输,相干度出现环形分布,而不再是简单的高斯分布,其相干度分布中包含了障碍物的信息。对比图 2(b4)和图 3(b4),在焦点位置强度分布完成自修复时,障碍物信息将在相干度分布中完整体

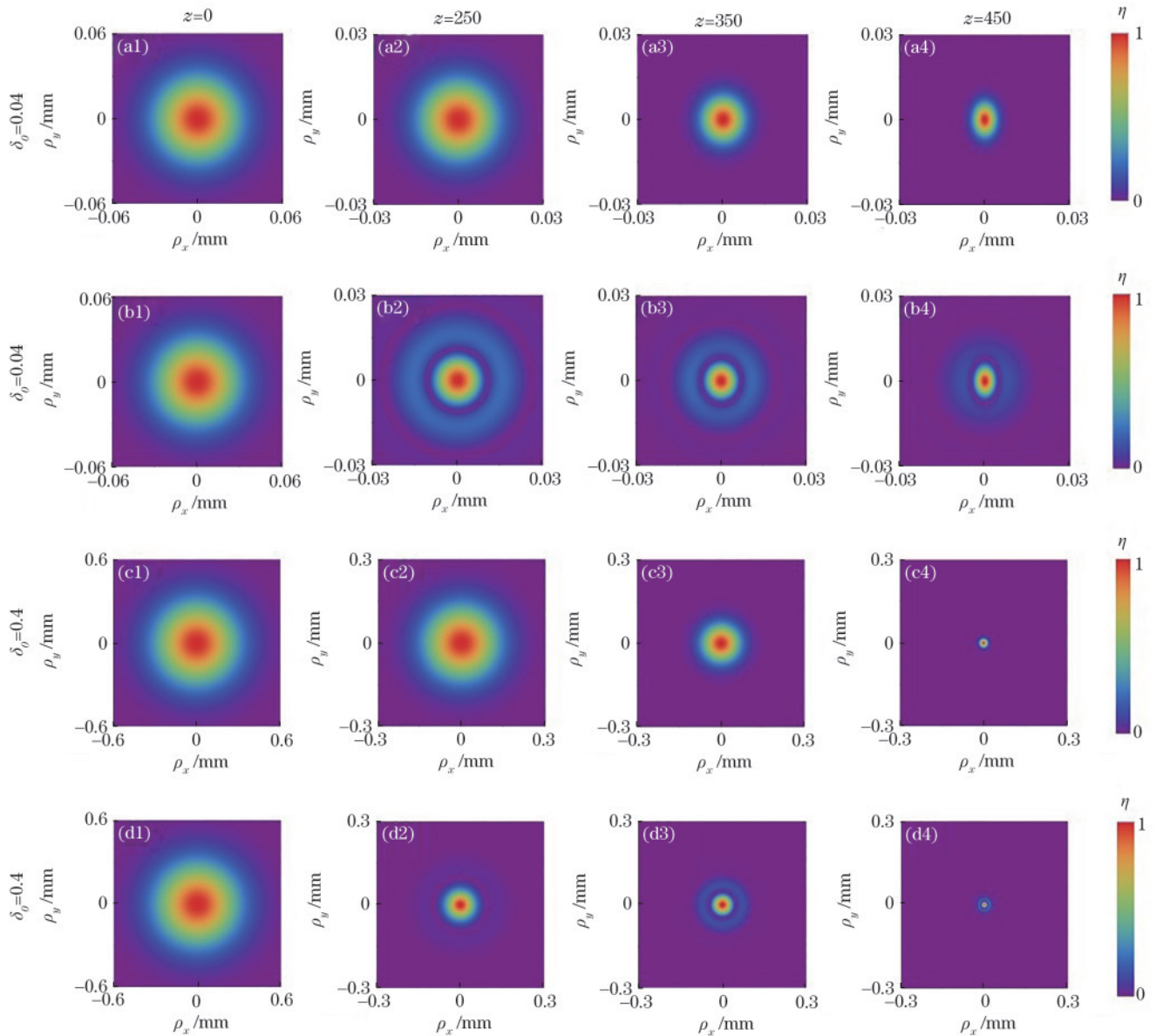


图 3 不同相干长度椭圆 TGSM 光束传输不同距离的相干度分布。(a)、(c)无障碍物；(b)、(d)有障碍物

Fig. 3 Spectral coherence distribution of elliptical TGSM beam transmitting different distances with different coherent lengths δ_0 . (a), (c) Without obstacle; (b), (d) with obstacle

现。在高相干长度下,图 3(d4)也有环形分布,表明此时相干度中也包含障碍物信息,但是由图 2(d4)可知此时强度没有完成自修复,所以强度中也包含障碍物信息,说明相干长度的选择决定了障碍物信息是否能够完全由强度转移到相干度,这也验证了自由空间中低相干长度下远场的光强分布主要由初始的相干度控制^[45]。

图 4 演示了不同相干长度椭圆 TGSM 光束传输到不同聚焦位置的 OAM 通量密度分布,图 4(a)和 4(c)为无障碍物时的 OAM 通量密度分布,图 4(b)和 4(d)为有障碍物时的 OAM 通量密度分布。如图 4 所示,椭圆 TGSM 光束的 OAM 通量密度呈现暗中空分布。OAM 通量密度传输过程中会发生类似强度分布的旋转,聚焦传输 OAM 通量密度最大值逐渐增大。如

图 4(a1)~4(d1)所示,在 $z=0$ 处中心有高斯吸收型障碍物的遮挡,表现为 OAM 通量密度分布的暗中空轮廓变大,OAM 通量密度的极大值大小并没有发生变化。在低相干长度下,如图 4(b)所示,随着光束的聚焦传输,中心的暗中空分布轮廓会被逐渐修复到与无障碍物时传输同等距离的分布相似,可以看到在焦点位置图 4(b4)和 4(a4)呈现相似分布,但 OAM 通量密度最大值图 4(b4)比 4(a4)略小,这是由于吸收型障碍物的遮挡引起的轨道角动量缺失。在高相干长度下,如图 4(d)所示,传输过程中没有出现自修复现象,中心暗中空分布轮廓始终大于同等距离下无障碍物时的分布轮廓,OAM 通量密度最大值图 4(d4)比 4(c4)略小,表明 OAM 通量密度的自修复与强度的自修复相统一,但是吸收型障碍物的存在会使轨道角动量出现

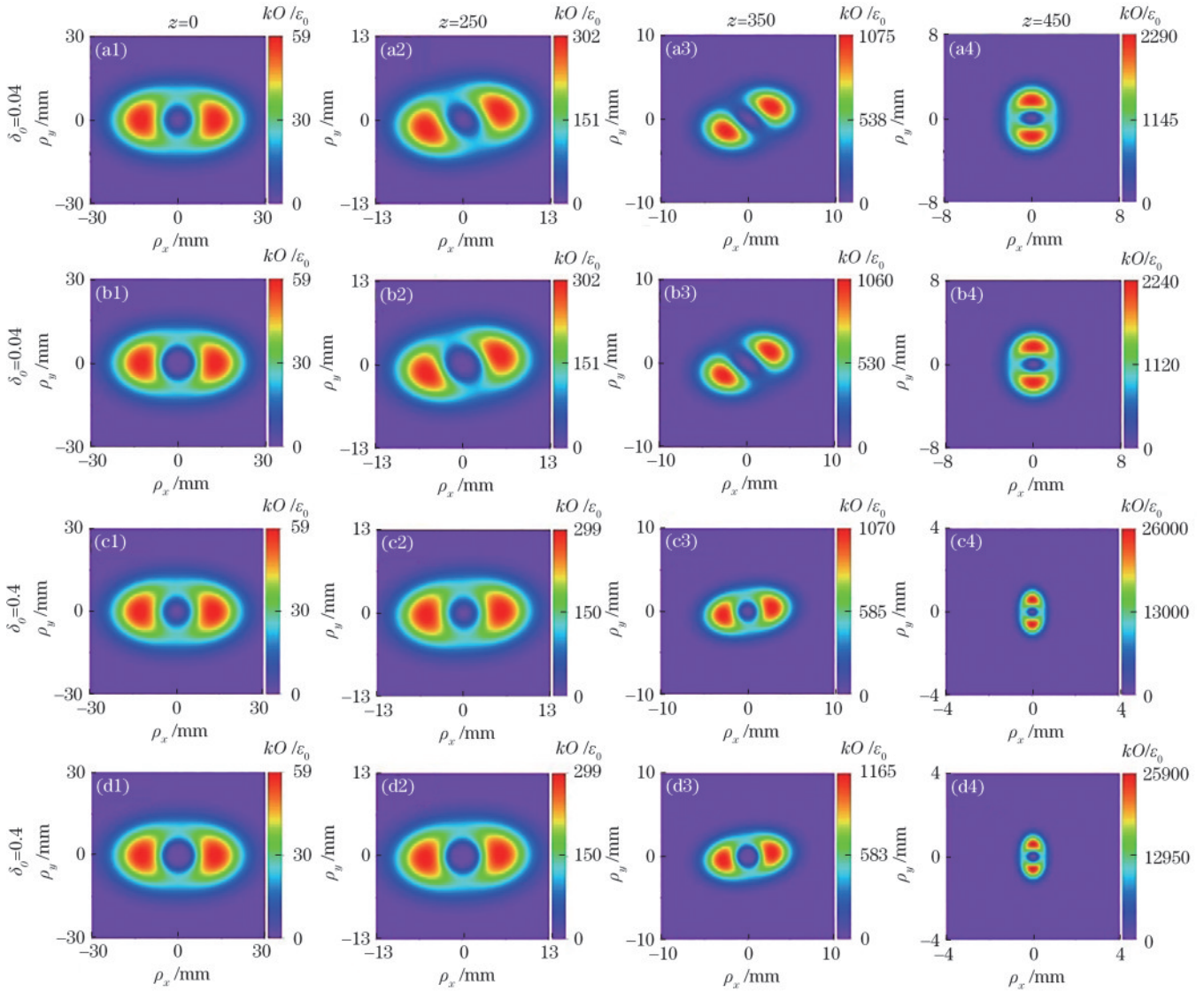


图 4 不同相干长度椭圆 TGSM 光束传输不同距离的 OAM 通量密度分布。(a)、(c) 无障碍物；(b)、(d) 有障碍物

Fig. 4 OAM flux density distribution of elliptical TGSM beam transmitting different distances with different coherent lengths δ_0 .

(a), (c) Without obstacle; (b), (d) with obstacle

缺失,这与张永涛等^[46]提出的 OAM 通量密度受强度影响的理论一致。

图 5 演示了不同 μ 下椭圆 TGSM 光束被障碍物部分遮挡时传输到不同聚焦位置的归一化强度、相干度和 OAM 通量密度分布,由图 5(a)可知, $\mu=0$ 时强度分布没有发生旋转,说明此时光束不携带 OAM,由图 5(c)可知, $\mu=0$ 时 OAM 通量密度呈现正负区域大小相等且总值为 0 的分布,这正是图 5(a)中强度分布不发生旋转的原因。观察图 5(b),发现与图 3(b)总体分布相同,表明 $\mu=0$ 时与 $\mu=-10^{-4} \text{ mm}^{-1}$ 时相干度分布相同,结合图 5(e),发现在焦点位置图 5(e4)比 5(b4)轮廓更趋向圆,表明随着 μ 值增大,光束相干度

分布先保持不变,当 μ 值增大到一定值后,相干度分布会随着 μ 值增大逐渐趋向高斯型分布;对比图 5(a)和 5(d),发现图 5(d4)强度分布更趋向椭圆,结合图 2(b)可知,当 μ 值增大到一定值后,随着 μ 值继续增大强度分布会逐渐趋向椭圆。这两个现象再次验证了强度和相干度之间存在着一种互易关系。在自修复现象中,这表现为低相干性光束经过障碍物后,可以完整保留其相干度分布信息,在远场得到与未经过障碍物光束相同的强度分布。但与此同时,障碍物的信息被包含在了远场的相干度分布中。对比图 5(f)和图 4(b),发现 μ 值增大会使 OAM 通量密度值增大,说明扭曲相位会对光束携带的 OAM 产生影响。

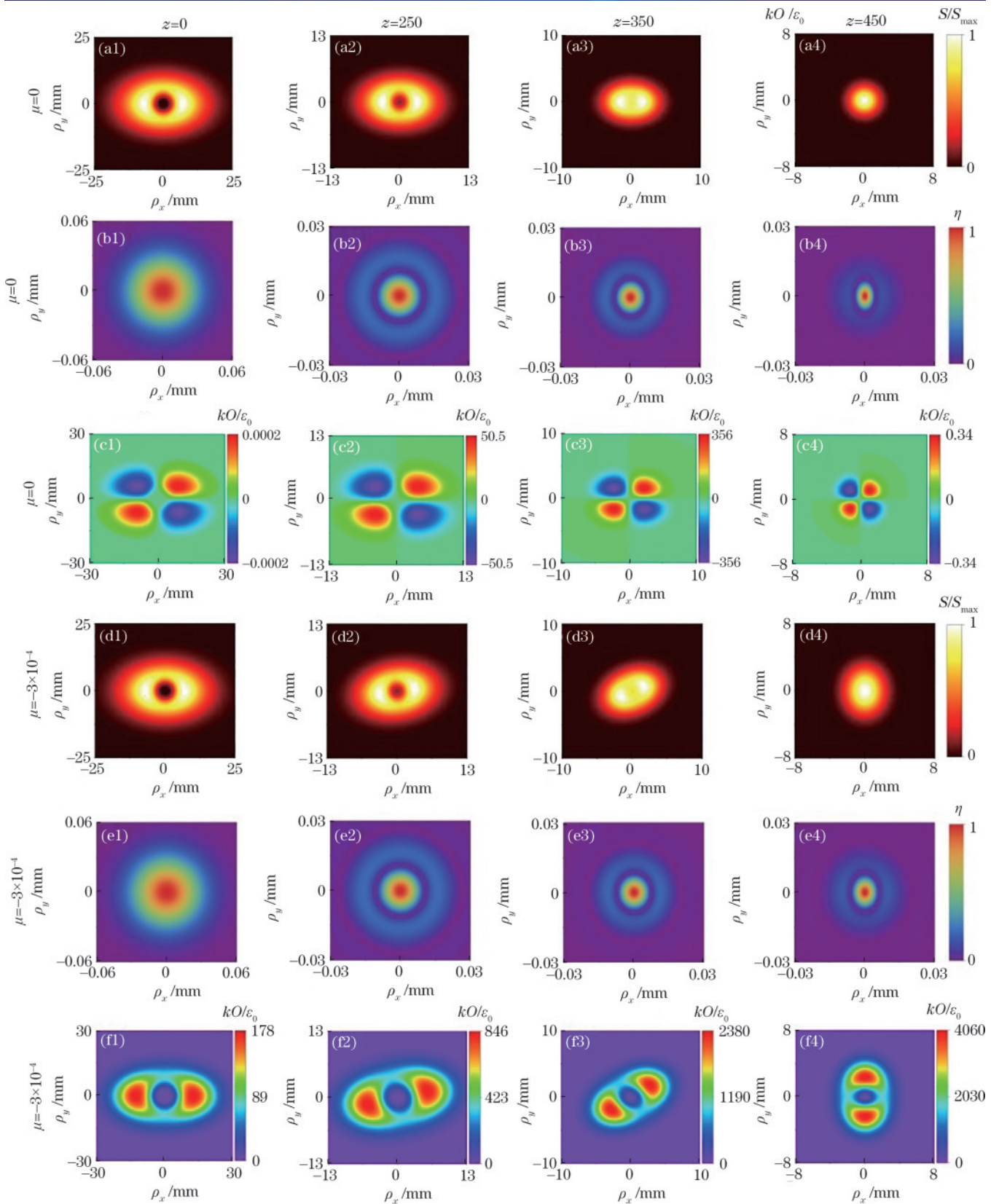


图 5 不同 μ 下椭圆 TGSM 光束被障碍物部分遮挡后传输不同距离的归一化强度、相干度和 OAM 通量密度分布。(a)、(d) 归一化强度分布；(b)、(e) 相干度分布；(c)、(f) OAM 通量密度分布

Fig. 5 Normalized intensity, coherence, and OAM flux density distribution of elliptical TGSM beam transmitting different distances when it is partially blocked by obstacles with different μ . (a), (d) Normalized intensity distribution; (b), (e) coherence distribution; (c), (f) OAM flux density distribution

4 结 论

本文利用 Collins 公式推导了椭圆 TGSM 光束经过高斯吸收型障碍物后在自由空间中传输的场分布解析表达式,并详细分析了相干长度和扭曲因子对光束自修复特性的影响,验证了当相干面积远小于障碍物面积时,椭圆 TGSM 光束可发生自修复现象,从强度、相干度和 OAM 通量密度三个方面分析了椭圆 TGSM 光束的自修复特性。研究表明,通过改变相干长度和扭曲因子可以控制光束的自修复能力,适当降低相干长度和扭曲因子,椭圆 TGSM 光束在被部分遮挡后,随着传输可以恢复成与无障碍物时相同的强度分布,并保留扭曲光束特性。由强度与相干度的分布变化可知,两者之间存在一种互易关系,在自修复现象中,障碍物的信息并没有丢失,而是被包含在相干度分布中,相干度出现了环形分布。OAM 通量密度的自修复与强度相统一,对应于强度的被吸收,障碍物会使 OAM 出现缺失。本文工作能够降低障碍物对部分相干光束在自由空间中传输的影响,为部分相干扭曲光束在自由空间传输的理论研究和实际应用提供帮助。

参 考 文 献

- [1] Durmin J, Miceli J J, Eberly J H. Diffraction-free beams [J]. *Physical Review Letters*, 1987, 58(15): 1499-1501.
- [2] Tao S H, Yuan X C. Self-reconstruction property of fractional Bessel beams[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2004, 21(7): 1192-1197.
- [3] Broky J, Siviloglou G A, Dogariu A, et al. Self-healing properties of optical Airy beams[J]. *Optics Express*, 2008, 16(17): 12880-12891.
- [4] Anguiano-Morales M, Martínez A, Iturbe-Castillo M D, et al. Self-healing property of a caustic optical beam[J]. *Applied Optics*, 2007, 46(34): 8284-8290.
- [5] Pan R X, Liu X, Tang J H, et al. Enhancing the self-reconstruction ability of the degree of coherence of a light beam via manipulating the cross-phase structure[J]. *Applied Physics Letters*, 2021, 119(11): 111105.
- [6] Liu X L, Peng X F, Liu L, et al. Self-reconstruction of the degree of coherence of a partially coherent vortex beam obstructed by an opaque obstacle[J]. *Applied Physics Letters*, 2017, 110(18): 181104.
- [7] Wang F, Chen Y H, Liu X L, et al. Self-reconstruction of partially coherent light beams scattered by opaque obstacles[J]. *Optics Express*, 2016, 24(21): 23735-23746.
- [8] Anguiano-Morales M. Self-healing properties of asymmetric Bessel beams[J]. *Optical and Quantum Electronics*, 2018, 50(10): 363.
- [9] 杜团结, 吴逢铁, 王涛, 等. 周期局域空心光束自重建的理论模拟与实验[J]. *光学学报*, 2014, 34(1): 114001. Du T J, Wu F T, Wang T, et al. Theoretical modulation and experiment on the self-reconstruction of periodic bottle beam[J]. *Acta Optica Sinica*, 2014, 34(1): 114001.
- [10] Fahrback F O, Simon P, Rohrbach A. Microscopy with self-reconstructing beams[J]. *Nature Photonics*, 2010, 4(11): 780-785.
- [11] McLaren M, Mhlanga T, Padgett M J, et al. Self-healing of quantum entanglement after an obstruction[J]. *Nature Communications*, 2014, 5: 3248.
- [12] Li X F, Ma L Q, Zeng J, et al. Determining the topological charge of an obstructed vortex beam via reconstructed phase distribution[J]. *Applied Physics Letters*, 2020, 117(25): 251103.
- [13] Fischer P, Little H, Smith R L, et al. Wavelength dependent propagation and reconstruction of white light Bessel beams[J]. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 2006, 8(5): 477-482.
- [14] Siviloglou G A, Broky J, Dogariu A, et al. Observation of accelerating Airy beams[J]. *Physical Review Letters*, 2007, 99(21): 213901.
- [15] Wang X Y, Tu J L, Yu X, et al. Optimizing ballistic motion of partially coherent multiple Airy beams by quadratic and linear phases[J]. *Annalen Der Physik*, 2021, 533(9): 2100165.
- [16] Bouchal Z. Resistance of nondiffracting vortex beam against amplitude and phase perturbations[J]. *Optics Communications*, 2002, 210(3/4/5/6): 155-164.
- [17] Li Z X, Ruan Y P, Tang J, et al. Self-healing of a heralded single-photon Airy beam[J]. *Optics Express*, 2021, 29(24): 40187-40193.
- [18] Peng X F, Wang H Y, Liu L, et al. Self-reconstruction of twisted Laguerre-Gaussian Schell-model beams partially blocked by an opaque obstacle[J]. *Optics Express*, 2020, 28(21): 31510-31523.
- [19] Xu Z H, Liu X L, Chen Y H, et al. Self-healing properties of Hermite-Gaussian correlated Schell-model beams[J]. *Optics Express*, 2020, 28(3): 2828-2837.
- [20] Wang F, Cai Y J, Eyyuboğlu H T, et al. Twist phase-induced reduction in scintillation of a partially coherent beam in turbulent atmosphere[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(2): 184-186.
- [21] Wang F, Liu X L, Liu L, et al. Experimental study of the scintillation index of a radially polarized beam with controllable spatial coherence[J]. *Applied Physics Letters*, 2013, 103(9): 091102.
- [22] Zhou Y Q, Wu G F, Cai Y J, et al. Application of self-healing property of partially coherent beams to ghost imaging[J]. *Applied Physics Letters*, 2020, 117(17): 171104.
- [23] Zhang L P, Deng D M, He S L, et al. Dynamics of the partially coherent radially polarized rotating elliptical cosine-Gaussian optical lattice through anisotropic turbulence[J]. *Waves in Random and Complex Media*, 2021: 1-15.
- [24] Simon R, Mukunda N. Twisted Gaussian schell-model beams[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 1993, 10(1): 95-109.
- [25] Wan L P, Zhao D M. Controllable rotating Gaussian Schell-model beams[J]. *Optics Letters*, 2019, 44(4): 735-738.

- [26] Liang Z H, Shi J Y, Wei Q F, et al. Asymmetrical inseparable coherent structures[J]. *Optics Letters*, 2022, 47(10): 2426-2429.
- [27] 于淼, 王雅秋, 张鹤, 等. 改进的马赫-曾德尔干涉仪测量涡旋光束的轨道角动量[J]. *激光与光电子学进展*, 2022, 59(17): 1705001.
Yu M, Wang Y Q, Zhang H, et al. Measuring orbital angular momentum of vortex beam using modified Mach-Zehnder interferometer[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2022, 59(17): 1705001.
- [28] Yu X, Tu J L, Wang X Y, et al. Statistical properties of a controllable rotating elliptical Gaussian Schell-model vortex optical coherence lattice[J]. *Optics Communications*, 2021, 499: 127276.
- [29] Zhang J B, Xie J T, Deng D M. Second-order statistics of a partially coherent electromagnetic rotating elliptical Gaussian vortex beam through non-Kolmogorov turbulence [J]. *Optics Express*, 2018, 26(16): 21249-21257.
- [30] 刘俊, 王健. 涡旋光激光器研究进展[J]. *中国激光*, 2022, 49(12): 1201001.
Liu J, Wang J. Research progress of vortex laser[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2022, 49(12): 1201001.
- [31] 南久航, 韩一平. 双路多进制涡旋光通信[J]. *光学学报*, 2021, 41(12): 1206001.
Nan J H, Han Y P. Dual-channel multiband vortex optical communication[J]. *Acta Optica Sinica*, 2021, 41(12): 1206001.
- [32] 吴琼, 李海英, 丁炜, 等. 基于 ResNeXt 网络的扰动轨道角动量谱识别[J]. *中国激光*, 2021, 48(17): 1706003.
Wu Q, Li H Y, Ding W, et al. Disturbance orbital angular momentum spectrum recognition based on ResNeXt network[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2021, 48(17): 1706003.
- [33] Zhang Y K, Wang J, Qian X M, et al. Orbital angular momentum evolution of twisted multi-Gaussian Schell model beams in anisotropic turbulence[J]. *Optics Communications*, 2022, 520(6): 128454.
- [34] Zhou M Y, Fan W C, Wu G F. Evolution properties of the orbital angular momentum spectrum of twisted Gaussian Schell-model beams in turbulent atmosphere[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2020, 37(1): 142-148.
- [35] Zhou Y J, Zhao D M. Propagation properties of a twisted rectangular multi-Gaussian Schell-model beam in free space and oceanic turbulence[J]. *Applied Optics*, 2018, 57(30): 8978-8983.
- [36] Ladavac K, Grier D G. Microoptomechanical pumps assembled and driven by holographic optical vortex arrays [J]. *Optics Express*, 2004, 12(6): 1144-1149.
- [37] Wu G F, Zhou M Y, Zhou Y Q, et al. Propagation and radiation forces of a partially coherent beam generated by a quasi-homogeneous source with defect[J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2019, 224: 171-175.
- [38] Wu G F, Pang X Y. Self-healing properties of partially coherent schell-model beams[J]. *IEEE Photonics Journal*, 2017, 9(6): 6501311.
- [39] Wu G F, Tao C Y. Analytical study of the self-reconstruction of a partially coherent Gaussian Schell-model beam[J]. *Optics Communications*, 2018, 424: 86-90.
- [40] Friberg A T, Tervonen E, Turunen J. Interpretation and experimental demonstration of twisted Gaussian Schell-model beams[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 1994, 11(6): 1818-1826.
- [41] 吕百达. 激光光学: 光束描述、传输变换与光腔技术物理 [M]. 3 版. 北京: 高等教育出版社, 1986: 199-205.
Lü B D. *Laser optics: Laser beam description, transmission and transformation, and optical cavity technology physics*[M]. 3rd ed. Beijing: Higher Education Press, 1986: 199-205.
- [42] Wolf E. Unified theory of coherence and polarization of random electromagnetic beams[J]. *Physics Letters A*, 2003, 312(5/6): 263-267.
- [43] Kim S M, Gbur G. Angular momentum conservation in partially coherent wave fields[J]. *Physical Review A*, 2012, 86(4): 043814.
- [44] Wolf E. Invariance of the spectrum of light on propagation [J]. *Physical Review Letters*, 1986, 56(13): 1370-1372.
- [45] Cai Y J, Chen Y H, Yu J Y, et al. Generation of partially coherent beams[J]. *Progress in Optics*, 2017, 62: 157-223.
- [46] Zhang Y T, Korotkova O, Cai Y J, et al. Correlation-induced orbital angular momentum changes[J]. *Physical Review A*, 2020, 102(6): 063513.