

拉盖尔-高斯光束的部分相干特性对克尔效应的影响

黄伟业, 汪玉琴, 张蓉竹*

四川大学电子信息学院, 四川 成都 610065

摘要 拉盖尔-高斯光束由于其特有的涡旋特性使其在大气传输过程中具有更好的稳定性。实际激光输出存在的部分相干性将对光束传输具有明显的影响,在大功率输出模式下,克尔效应的产生也会影响到光束传输的特性。本文从部分相干拉盖尔-高斯光束的交叉谱密度方程出发,推导了克尔效应作用下光束的传输表达式,利用分步傅里叶变换,对高功率部分相干涡旋传输中的克尔效应过程进行了模拟,并对比了不同参数影响下,光束相干性不同时克尔效应的差异。结果表明,克尔效应有助于维持光强的环状结构,提高拓扑荷数能够有效地缓解因相干度降低而造成的涡旋结构衰退的现象。

关键词 物理光学; 拉盖尔-高斯光束; 部分相干; 克尔效应; 环状结构

中图分类号 P427.1; O436.1

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS230568

1 引言

涡旋光束由于其特有的轨道角动量特征,在大气传输中能克服大气干扰引起的光强闪烁和漂移现象^[1],在大气光传输领域受到了广泛关注。然而,湍流介质等的影响会使得传输后光束的相干性明显降低,这类具有较低相干度的涡旋光束已成为涡旋光束领域重要的研究方向。近年来,已有大量关于不同种类部分相干涡旋光束的报道,包括部分相干椭圆涡旋光束^[2]、部分相干径向偏振光束^[3-4]、部分相干矢量涡旋光束^[5]、时空相干涡旋光束^[6]等等。

不同于完全相干涡旋光束,部分相干涡旋光束在传输过程中有其特有的演化特性。Perez-Garcia 等^[7]利用全数字技术生成了部分相干涡旋光束。实验结果显示,初始相干度的变化对涡旋环状结构影响较大,较高相干度时光强才表现出明显的环状分布,降低相干度,光强逐步演化为高斯分布,环状分布特性消失。Guo 等^[8]通过研究部分相干径向偏振涡旋光束,发现涡旋相位能够改变传输过程中的偏振态。一些具有特殊关联结构函数的部分相干涡旋光束,还拥有自分裂、自整形等更优异的特性^[9]。正因如此,部分相干涡旋光束相比完全相干涡旋光束具有更强的抑制湍流的能力,例如阶数小、波长小的部分相干拉盖尔-高斯光束受湍流影响较小^[10]。然而实际传输过程中,除光束本

身演化和大气湍流的影响外,高能量光束带来的非线性效应也不可忽视,目前针对此类问题的报道大多集中于完全相干光束^[11-13]。范海玲等^[14]研究了涡旋光束在低密度高温等离子体中的自聚焦和成丝物理现象,结果表明,相较于传统高斯光束,同等条件下涡旋光束具有更高的自聚焦和成丝不稳定性发生阈值。本文针对部分相干涡旋光束传输中的非线性效应进行了研究。

本文从非线性理论出发,选取拥有众多优良特性的高功率部分相干拉盖尔-高斯光束为研究对象,发现克尔效应能够在一定程度上维持涡旋光束的环状特性;接着数值模拟了不同相干长度、不同拓扑荷数下克尔效应对光场分布的具体影响,发现提高拓扑荷数即可缓解低相干度带来的影响,有助于维持光场的环状特征。该研究有助于改善目前高功率、大能量光纤放大系统的多模输出而使得光束相干度下降的现象。

2 理论模型

当激光在大气中传输时,强激光会导致非线性克尔介质的折射率发生改变,继而反过来影响激光的传输,其传输分析模型如图 1 所示。

利用慢变包络近似,涡旋光束在空气中传输的克尔效应可以用非线性薛定谔方程^[15]来描述:

收稿日期: 2023-02-20; 修回日期: 2023-04-25; 录用日期: 2023-05-16; 网络首发日期: 2023-06-28

基金项目: 四川省科技厅科学基金(2021YFH0119)、四川省重大科技专项(2019ZDZX0038)

通信作者: *zhang_rz@scu.edu.cn

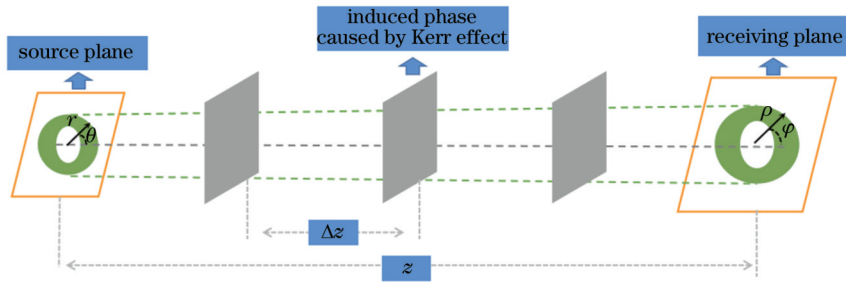


图 1 分步傅里叶法模拟克尔效应示意图

Fig. 1 Diagram of simulating Kerr effect by split-step Fourier method

$$2ik \frac{\partial E}{\partial z} + \nabla_{\perp}^2 E + k^2 \frac{n_2}{n_0} |E|^2 E = 0, \quad (1)$$

式中: E 为光场复振幅; k 是波数; ∇_{\perp}^2 表示横向拉普拉斯算符; n_0 表示空气的线性折射率; n_2 表示非线性折射率, 大气的非线性折射率为 $3.2 \times 10^{-19} \text{ cm}^2/\text{W}$ ^[16]。其中, 方程的第一项表示涡旋光束在空气中沿 z 方向传输, 第二项表示光束在横向空间的衍射作用, 第三项表示光束与传输介质之间的非线性相互作用。在 $z=0$ 处, 拉盖尔-高斯涡旋光束的光场表达式为

$$E(r, \theta, z=0) =$$

$$E_0 \left(\frac{\sqrt{2} r}{\omega_0} \right)^l L_{\rho}^{|\rho|} \left(\frac{2r^2}{\omega_0^2} \right) \exp \left(-\frac{r^2}{\omega_0^2} \right) \exp(i l \theta), \quad (2)$$

式中: (r, θ) 为 $z=0$ 平面处的极坐标; $E_0 = \sqrt{I_0}$, E_0 为初始的光场振幅; ω_0 为基模束腰半径; l 为角量子数即拓扑荷数; ρ 为径向量子数, 可取任意非负整数; $L_{\rho}^{|\rho|}(\dots)$ 为缔合拉盖尔多项式。将拉盖尔-高斯涡旋光束的表达式代入式(1)后, 需要利用分步傅里叶变换法^[17]来进行求解。其主要思想是将传输路径分成 N 段, 每段分别考虑线性效应和非线性效应, 其中克尔效应对光波传输的影响可通过类似多层相位屏的模型进行计算。

如图 1 所示, 将光的传输距离 z 平均分为 N 段, 每段距离 $\Delta z = z/N$, 在具体计算时将线性传输与非线性效应分开。首先考虑每段距离上的线性传输的衍射效应影响。当光束传输 Δz 的距离后, 其场分布为

$$E_1(\rho, \varphi, \Delta z) =$$

$$\mathcal{F}^{-1} \left\{ \mathcal{F} \left[E_0(r, \theta, 0) \right] \exp \left(-i \frac{k_x^2 + k_y^2}{2k} \Delta z \right) \right\}, \quad (3)$$

式中: $k_x = \pi / (2r \cos \theta)$; $k_y = \pi / (2r \sin \theta)$ 。然后考虑对应传输距离受到的非线性效应影响。在振幅上叠加这段距离内由于克尔效应引起的相位调制后, 得到通过 Δz 距离的传输后, 光场完整的复振幅表达式为

$$E_2(\rho, \varphi, \Delta z) =$$

$$\exp \left\{ \frac{i \Delta z n_2 k \left[E_1(\rho, \varphi, \Delta z) \right]^2}{2n_0} \right\} E_1(\rho, \varphi, \Delta z). \quad (4)$$

在后续传输的过程中, 对上述过程进行反复迭代, 可最

终得到接收平面上的光场分布。

在分析光束部分相干性的影响时, 由于无法直接在部分相干光场的交叉谱密度函数上添加相位变化, 因此采用相干模式分解法^[18], 把部分相干光束看成是不同模式的完全相干光束的非相干叠加, 而相位调制则加载在各模式的完全相干光上。交叉谱密度函数分解后的原始表达式^[19]为

$$W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega) = \sum_n \lambda_n(\omega) E_n^*(\mathbf{r}_1, \omega) E_n(\mathbf{r}_2, \omega), \quad (5)$$

式中: $W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega)$ 为部分相干光束的交叉谱密度函数; $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ 分别表示与传输方向垂直平面内的不同位置矢量, $\mathbf{r}_1 = (r_1, \theta_1)$; ω 为圆频率; E_n 表征分解后不同模式的完全相干光束; λ_n 表征对应模式的权重。利用式(2)~(4)对式(5)中的 E_n 进行传输计算, 加权求和后即可得到相应传输位置处的交叉谱密度函数。

对于部分相干拉盖尔-高斯光束, 其在初始平面上的交叉谱密度函数 $W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ 定义为

$$W_0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \langle \psi_0^*(\mathbf{r}_1) \cdot \psi_0(\mathbf{r}_2) \rangle = E_0^2 \left(\frac{2r_1 r_2}{\omega_0^2} \right)^l L_{\rho}^{|\rho|} \left(\frac{2r_1^2}{\omega_0^2} \right) L_{\rho}^{|\rho|} \left(\frac{2r_2^2}{\omega_0^2} \right) \exp \left(-\frac{r_1^2 + r_2^2}{\omega_0^2} \right) \times \exp(i l \theta_2 - i l \theta_1) \cdot C(|r_1 - r_2|), \quad (6)$$

式中: $\langle \dots \rangle$ 表示系宗平均; $\psi_0(\mathbf{r})$ 即为拉盖尔-高斯光束在初始平面上的表达式; $*$ 为共轭算符; $C(|r_1 - r_2|) = \exp[-(r_1 - r_2)^2 / \sigma^2]$, 其中 C 为相干系数, σ 为相干长度。通过公式代换与化简^[20], 式(6)最终可转换为如下形式:

$$W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=0}^{+\infty} \lambda_{nm} \Phi_n^{m*}(r_1, \theta_1) \Phi_n^m(r_2, \theta_2), \quad (7)$$

式中: λ_{nm} 为本征值, 代表对应模式的权重; Φ_n^m 表示其中一个模式的电场, 表达式分别为

$$\lambda_{nm} = E_0^2 \left(\frac{2r_1 r_2}{\omega_0^2} \right)^l L_{\rho}^{|\rho|} \left(\frac{2r_1^2}{\omega_0^2} \right) L_{\rho}^{|\rho|} \left(\frac{2r_2^2}{\omega_0^2} \right) \exp[i l (\theta_1 - \theta_2)] \frac{2\pi \sigma^2 \omega_0^{2|m|+4n+2}}{\left(2\sigma^2 + \omega_0^2 + 2\sigma \sqrt{\sigma^2 + \omega_0^2} \right)^{|m|+2n+1}}, \quad (8)$$

$$\Phi_n^m(r, \theta) =$$

$$\frac{1}{\omega} \sqrt{\frac{2n!}{\pi(n+|m|)!}} \left(\frac{\sqrt{2}r}{\xi} \right)^{|m|} L_n^{|m|} \left(\frac{2r^2}{\xi^2} \right) e^{-\frac{r^2}{\xi^2}} e^{im\theta}, \quad (9)$$

式中, $\xi^2 = \omega_0^2 \sigma / \sqrt{\omega_0^2 + \sigma^2}$; Φ_n^m 实则为完全相干拉盖尔-高斯光束的表达式; m, n 分别为分解后的完全相干拉盖尔-高斯光束的拓扑荷数和径向量子数。

将式(9)代入到式(3)和式(4)中, 利用 Φ_n^m 替换其中的 E_0 进行光束传输的计算, 最后再把 Φ_n^m 代回到式(7)中累加求和, 即可获得传输至任意位置处的克尔效应影响下的部分相干光束的交叉谱密度函数。此时, 令 $r_1 = r_2 = r$, 则位于空间坐标 $r = (r, \theta)$ 处的光强统

计特性表示为 $I(r) = W(r, r)$ 。

3 数值模拟分析

通过数值模拟, 可以对光强统计特性 $I(r)$, 以及式(7)中单个模式 Φ_n^m 进行分析, 从而研究不同模式 m 下的光场分布对最终合成的整体光场分布的影响, 得到克尔效应在影响光强分布变化中起到的作用。

3.1 克尔效应的会聚作用

首先模拟了光束能量较小、不足以引发克尔效应的情况下, 部分相干拉盖尔-高斯光束的传输特性, 如图 2 所示。主要计算参数为: $p = 1, l = 2, \omega_0 = 0.5 \text{ mm}$, 相干长度 $\sigma = 1.0 \omega_0$ 。

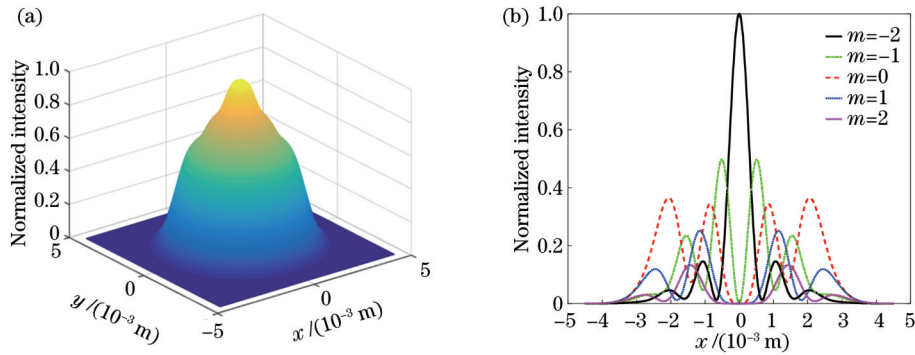


图 2 低功率密度条件下的光强分布。(a)合成后总体光强;(b)不同拉盖尔-高斯模的光强

Fig. 2 Intensity distribution under low power density conditions. (a) Overall intensity after synthesis; (b) intensities of different Laguerre-Gaussian modes

根据式(7), 光束在大气中传输后的总光强分布为不同 m, n 取值的拉盖尔-高斯模的叠加, 应呈现出类拉盖尔-高斯光束的中空光强分布。但由于式(7)中 λ_{nm} 存在 $e^{im\theta}$ 项, 当拓扑荷数为 l 时, 第 $m = -l$ 项的非相干叠加项表达式中 $e^{im\theta}$ 项与 $e^{i\theta}$ 项抵消, 因此叠加的结果是相位奇点消失, 中心光强因为积分而迅速增大。由于计算中拓扑荷数取值为 2, 因此第 $m = -2$ 项的拉盖尔-高斯模光强分布呈现类高斯型。最终结果便是使

得合成后的总体光强中空特性消失, 呈现如图 2(a) 中的高斯型分布。

当逐步增大入射光功率密度, 达到原先的 1×10^2 倍以上时, 克尔效应的出现会影响光束传输, 如图 3 所示。

对比图 2 与图 3 可知, 当入射光功率密度增加时, 每一个非相干叠加项的光强分布均发生较大变化。克尔非线性相移带来的波前畸变使得光束波前沿峰值

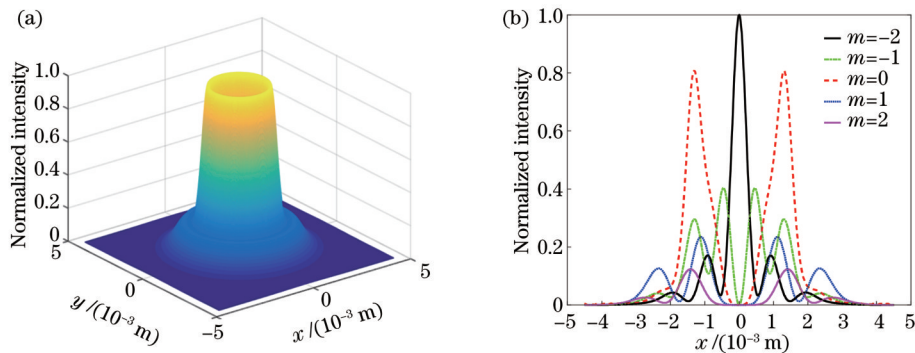


图 3 高功率密度条件下光强分布。(a)合成后总体光强;(b)不同拉盖尔-高斯模的光强

Fig. 3 Intensity distribution under high power density conditions. (a) Overall intensity after synthesis; (b) intensity of different Laguerre-Gaussian modes

处向内凹陷,此时介质类似于凸透镜,对光束产生会聚作用^[21]。如图 3(b)所示,不同 m 对应的峰值光强均存在不同程度的增强,其中 $m=0$ 对应光束的峰值光强增大了约 2 倍,光斑尺寸明显减小,光束产生了明显的会聚现象。

综上所述,当光束能量较大时,克尔效应的作用会

使得 $m=0$ 项拉盖尔-高斯模的光强迅速增大。因此,克尔效应能够很好地维持涡旋光束的环状强度分布特性。

3.2 相干长度及拓扑荷数的调制

接下来分析部分相干特性对克尔效应的影响,在光功率密度为 $4 \times 10^{10} \text{ W/m}^2$ 时,对不同相干长度下传输 0.65 m 时的光强分布进行比较。

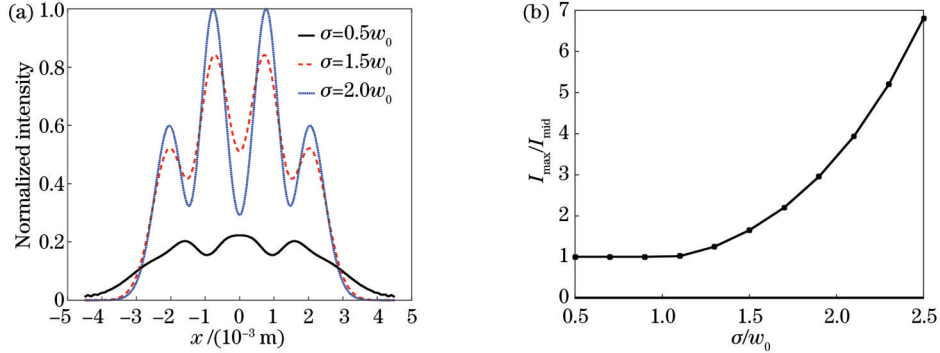


图 4 不同相干长度的部分相干拉盖尔-高斯光束传输 0.65 m 处的光强分布。(a) 二维光强分布; (b) 峰值光强与中心光强比值
Fig. 4 Intensity distributions of partially coherent Laguerre-Gaussian beams with different coherent lengths at 0.65 m. (a) Two-dimensional intensity distribution; (b) ratio of peak intensity to center intensity

如图 4(a)所示,随着相干长度的降低,涡旋光束中心的光强逐渐增加,同时主环上的光强逐渐降低。中心光强越高,峰值光强越低,光强环状分布逐渐消退。 $\sigma=1.5\omega_0$ 和 $\sigma=2.0\omega_0$ 时的峰值光强与中心光强比值分别为 1.6 和 3.4,而相干长度 $\sigma=0.5\omega_0$ 时,其比值接近于 1,已几乎无法呈现环状结构。其原因在于,当相干度较低时,高斯-谢尔模式起主导作用,随着模式的叠加,中心暗场特性消失,光强分布逐渐呈现高斯型分布。而当逐渐增加相干度时,相干长度的增加使得衍射效应减弱,更加集中的光强分布能够增加克尔效应对光强的调制作用,峰值光强迅速上升。而能量越大,克尔非线性相移导致的波前畸变越大,光波横向

上非线性相移量梯度变大,导致光波等相位面形成会聚作用很强的波面,光束进一步会聚。最终使得涡旋相位起主导作用,涡旋光的中空分布特性恢复。图 4(b)则更明显地表明,随着相干长度的增加,峰值光强与中心光强的比值不断增加,光强分布的环状结构逐步明显。

一般而言,低相干光具有能量发散的缺点,光强分布趋于均匀,不利于实际应用。因此,为了改善低相干度下光强环状特性消失的问题,可以通过调控涡旋光束的拓扑荷数来对光场分布进行改善,图 5 给出了光功率密度为 $4 \times 10^{10} \text{ W/m}^2$ 时,不同相干长度、不同拓扑荷数下的光强分布。

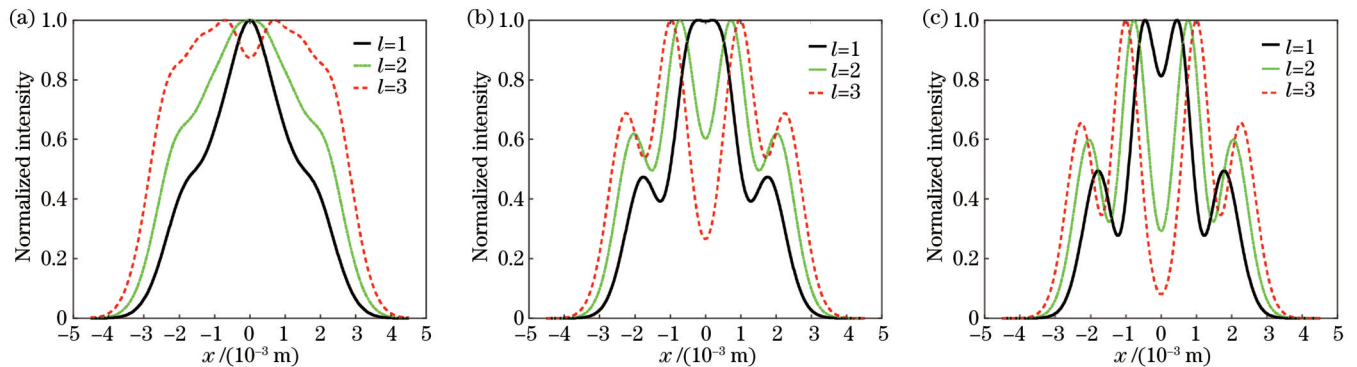


图 5 不同相干长度的部分相干拉盖尔-高斯光束传输 0.65 m 处的二维光强分布。(a) $\sigma=1.0\omega_0$; (b) $\sigma=1.5\omega_0$; (c) $\sigma=2.0\omega_0$
Fig. 5 Two-dimensional intensity distributions of partially coherent Laguerre-Gaussian beams with different coherent lengths at 0.65 m. (a) $\sigma=1.0\omega_0$; (b) $\sigma=1.5\omega_0$; (c) $\sigma=2.0\omega_0$

相干长度较低时,与之前分析结果相同,光场趋近高斯分布,环状分布特性消失。此时若提高拓扑荷数,可以发现光强的涡旋环状结构逐渐显现。当 $\sigma=$

$1.0\omega_0$ 、拓扑荷数为 2 时,虽然光强整体还是呈现高斯分布,但峰值光强处变化已变得更为平缓。拓扑荷数达到 3 时,中心光强已低于周围环上光强,中空环状

分布特性开始显现。对于 $\sigma = 1.5\omega_0$ 、拓扑荷数增加到 3 时,中心光强已明显低于峰值光强,涡旋环状结构得到较好的恢复。且由图 5 可以看出,无论相干性的好坏,提高拓扑荷数均能改善涡旋光束的光强分布;相干性越好,增加拓扑荷数所带来改善也愈为明显。

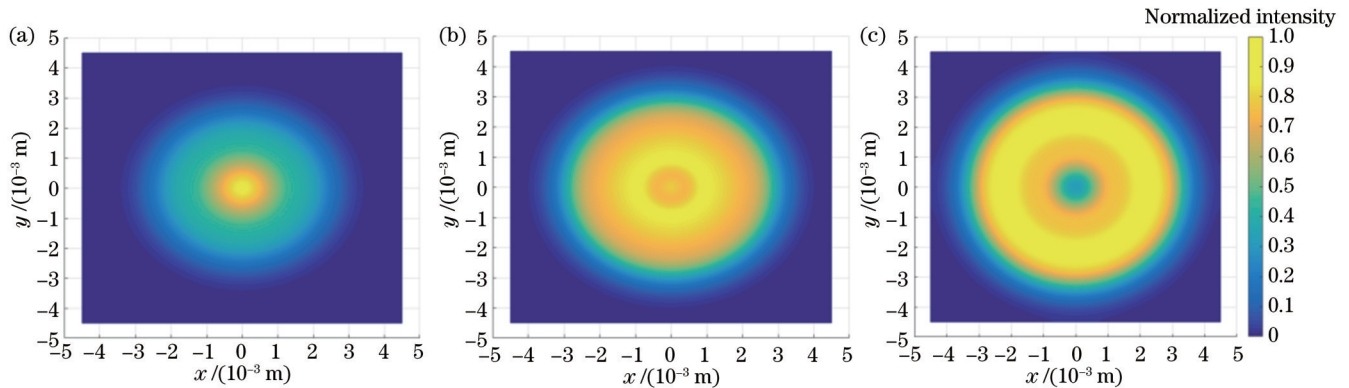


图 6 不同拓扑荷数下部分相干拉盖尔-高斯光束传输 0.65 m 处的三维光强分布。(a) $l=1$; (b) $l=3$; (c) $l=5$

Fig. 6 Three-dimensional intensity distributions of partially coherent Laguerre-Gaussian beams with different topological charges at 0.65 m. (a) $l=1$; (b) $l=3$; (c) $l=5$

4 结 论

本文从非线性薛定谔方程出发,利用分步傅里叶变换法和相干模式分解法模拟计算了部分相干拉盖尔-高斯光束的传输特性,重点讨论了克尔效应作用下,光束的相干长度及拓扑荷数对光强分布的影响。结果表明,克尔效应的光强会聚作用能够有效地补偿光束衍射导致的涡旋特性退化现象,从而维持部分相干涡旋光束的环状结构。另外,改变光束的拓扑荷数,也会影响到涡旋光的光强分布结构。当光束因为相干度较低导致环状结构衰退时,可以通过提高拓扑荷数的方法来进行补偿,比如当相干长度为 1 mm 时,将拓扑荷数提升至 3 即能够很好地缓解涡旋环状结构的衰退。

参 考 文 献

- [1] Gbur G, Wolf E. Spreading of partially coherent beams in random media[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2002, 19(8): 1592-1598.
- [2] 郑国. 部分相干椭圆涡旋光在湍流下的相干特性演化[J]. *激光与光电子学进展*, 2021, 58(9): 0901001.
Zheng G. Coherent property evolution of partially coherent elliptical vortex beam propagation through turbulence[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2021, 58(9): 0901001.
- [3] 陈康, 厉淑贞, 潘玉琪, 等. 部分相干径向偏振旋转对称幂指数相位涡旋光束聚焦特性研究[J]. *光学学报*, 2022, 42(22): 2226002.
Chen K, Li S Z, Pan Y Q, et al. Tight focusing properties of partially coherent radially polarized rotationally-symmetric power-exponent-phase vortex beam[J]. *Acta Optica Sinica*, 2022, 42(22): 2226002.
- [4] 张瑞, 刘欣格, 徐华锋. 径向偏振扭曲矩形多高斯-谢尔模光束及其传输特性[J]. *激光与光电子学进展*, 2022, 59(11): 1103001.
- [5] Zhang R, Liu X G, Xu H F. Radial polarization twisted rectangular multi-Gaussian-Schell mode beams and their propagation characteristics[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2022, 59(11): 1103001.
- [6] 贺蕊. 部分相干矢量涡旋光束深聚焦及 OAM 特性研究[D]. 西安: 西安工业大学, 2022.
He R. Study on deep focusing and OAM characteristics of partially coherent vector vortex beams[D]. Xi'an: Xi'an Technological University, 2022.
- [7] 丁超亮, 元协兴, 潘留占. 时空相干涡旋中的相干开关[J]. *光学学报*, 2022, 42(20): 2026004.
Ding C L, Qi X X, Pan L Z. Coherent switch in spatio-temporal coherent vortex[J]. *Acta Optica Sinica*, 2022, 42(20): 2026004.
- [8] Perez-Garcia B, Yepiz A, Hernandez-Aranda R I, et al. Digital generation of partially coherent vortex beams[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(15): 3471-3474.
- [9] Guo L N, Chen Y H, Liu X L, et al. Vortex phase-induced changes of the statistical properties of a partially coherent radially polarized beam[J]. *Optics Express*, 2016, 24(13): 13714-13728.
- [10] Mei Z R, Korotkova O. Cosine-gaussian Schell-model sources[J]. *Optics Letters*, 2013, 38(14): 2578-2580.
- [11] 汪单单. 部分相干拉盖尔-高斯光束在湍流大气中传输性质的研究[D]. 苏州: 苏州大学, 2012: 27-31.
Wang D D. Study on propagation properties of partially coherent Laguerre Gaussian beams in turbulent atmosphere[D]. Suzhou: Soochow University, 2012: 27-31.
- [12] 王铁军, 陈娜, 郭豪, 等. 飞秒强激光大气遥感新技术的原理和研究进展[J]. *激光与光电子学进展*, 2022, 59(7): 0700001.
Wang T J, Chen N, Guo H, et al. Principle and research progress of atmospheric remote sensing by intense femtosecond lasers[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2022, 59(7): 0700001.
- [13] 郑恒毅, 尹富康, 王铁军, 等. 飞秒激光成丝的衍射分析方法[J]. *中国激光*, 2022, 49(24): 2408001.
Zheng H Y, Yin F K, Wang T J, et al. Diffraction analysis method of femtosecond laser filamentation[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2022, 49(24): 2408001.
- [14] 郝婧婕, 刘贺言, 陈红山, 等. 克尔透镜锁模碟片激光振荡器

- 研究进展[J]. 中国激光, 2022, 49(12): 1201002.
- Hao J J, Liu H Y, Chen H S, et al. Research progress of Kerr lens mode-locked disk laser oscillator[J]. Chinese Journal of Lasers, 2022, 49(12): 1201002.
- [14] 范海玲, 郭志坚, 李明强, 等. 等离子体中涡旋光束自聚焦与成丝现象的模拟研究[J]. 物理学报, 2023, 72(1): 014206.
- Fan H L, Guo Z J, Li M Q, et al. Simulation study on self-focusing and filamentation of vortex beam in plasma[J]. Acta Physica Sinica, 2023, 72(1): 014206.
- [15] 苗润才, 沈常宇, 叶青, 等. 环形斑光束在非线性克尔介质中的自聚焦效应[J]. 光子学报, 2003, 32(2): 204-208.
- Miao R C, Shen C Y, Ye Q, et al. Self-focusing effect of circle spot laser beam in Kerr-medium[J]. Acta Photonica Sinica, 2003, 32(2): 204-208.
- [16] 马存良, 嘉明珍, 林文斌. 不同能量下环形高斯强激光光束在空气中的非线性传输[J]. 强激光与粒子束, 2016, 28(8): 10-14.
- Ma C L, Jia M Z, Lin W B. Nonlinear Propagation of annular Gaussian beams with different energy in air[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2016, 28(8): 10-14.
- [17] Dicaire I, Jukna V, Praz C, et al. Spaceborne laser filamentation for atmospheric remote sensing[J]. Laser & Photonics Reviews, 2016, 10(3): 481-493.
- [18] Wolf E. New theory of partial coherence in the space-frequency domain. Part I: spectra and cross spectra of steady-state sources [J]. Journal of the Optical Society of America, 1982, 72(3): 343-351.
- [19] Wolf E. Introduction to the theory of coherence and polarization of light[M]. New York: Cambridge University Press, 2007.
- [20] Gori F, Santarsiero M. Twisted Gaussian Schell-model beams as series of partially coherent modified Bessel-Gauss beams[J]. Optics Letters, 2015, 40(7): 1587-1590.
- [21] 范小利. 克尔效应对厄米-高斯光束传输特性的影响[D]. 成都: 四川师范大学, 2020.
- Fan X L. Kerr effect on propagation characteristics of Hermite-gaussian beams[D]. Chengdu: Sichuan Normal University, 2020.

Influence of Partially Coherence Properties on Kerr Effect of Laguerre-Gaussian Beams

Huang Weiye, Wang Yuqin, Zhang Rongzhu*

College of Electronics and Information Engineering, Sichuan University, Chengdu 610065, Sichuan, China

Abstract

Objective Laguerre-Gaussian beams have better stability in atmospheric propagation due to their unique vortex characteristics. However, the coherence of the transmitted beams will be significantly reduced under the influence of turbulent media. Furthermore, the generation of the Kerr effect can also affect the light transmission characteristics with high power output. We simulate the Kerr effect in the propagation of high-power partially coherent vortex beam and compare the influence of the Kerr effect with different coherence lengths and topological charges. The results indicate that the Kerr effect can help maintain the ring structure of light intensity, and increasing the topological charge can effectively alleviate the decay of vortex structures caused by the coherence decrease.

Methods During analyzing the influence of the partial coherence of laser beams, the coherent mode decomposition method is adopted because the phase change cannot be directly added to the cross-spectral density function of the partially coherent beams. The modal expansion of the cross-spectral density of Gaussian Schell-model beams can be regarded as the incoherent superposition of a set of coherent sources, which is characterized by a Laguerre polynomial. Then, phase modulation is loaded onto the coherent light of each mode. When Kerr phase modulation is applied to coherent light, the split-step Fourier method can be employed to solve the problem. The main idea is to evenly divide the light transmission path into segments, with each segment considering linear and nonlinear effects. The influence of the Kerr effect on light wave transmission can be calculated by a model similar to a multi-layer phase screen. In calculation, linear transmission should be separated from nonlinear effects. Firstly, the diffraction effect of linear transmission at each distance, and the nonlinear effect on corresponding transmission distance need to be considered. The phase modulation caused by the Kerr effect is superimposed on the amplitude within the distance. The cross-spectral density function of partially coherent beams under the influence of the Kerr effect can be obtained by calculating the propagation of coherent beams of each mode, and then the sum is weighted.

Results and Discussions When the laser power is too small to simulate the Kerr effect, the hollow characteristics of the light intensity distribution of partially coherent Laguerre-Gaussian beams should disappear after transmission [Fig. 2 (a)]. With the increasing laser power, the Kerr effect will cause some coherent Laguerre-Gaussian modes to converge, which results in a rapid increase in light intensity [Fig. 3 (b)], and the overall vortex ring structure of the synthesized light intensity will be restored [Fig. 3 (a)]. We analyze the influence of coherence length on the Kerr effect, as shown in Fig. 4. With the rising coherence length, the diffraction effect weakens. The modulation effect of the Kerr effect on light intensity

will increase with the concentration ratio of the intensity distribution. Additionally, it will result in the rapidly rising peak light intensity. Furthermore, the ratio of peak light intensity to central light intensity continues to increase, and the ring structure of light intensity distribution gradually becomes apparent. The most interesting result is that the disappearance of light intensity ring characteristics under low coherence can be improved by adjusting the topological charge number of vortex beams. As shown in Fig. 5, the increase in topological charge number brings about the rising radius of the light spot. Meanwhile, the central part of the light intensity significantly decreases compared to the surrounding ring area. The vortex ring structure is well restored, and better coherence leads to more obvious improvement brought by increasing the topological charge.

Conclusions Based on the nonlinear Schrodinger equation, the propagation characteristics of partially coherent Laguerre-Gaussian beams are simulated by the split-step Fourier method and the coherent mode decomposition method. The results indicate that the intensity convergence effect of the Kerr effect can effectively compensate for the degradation of vortex characteristics caused by beam diffraction. Thus, the ring structure of partially coherent vortex beams can be maintained. In addition, changing the topological charge of the beam can also affect the intensity distribution structure of vortex light. When the ring structure decays due to the low coherence degree of the beam, it can be compensated by increasing the topological charge. When the coherence length is 1 mm, raising the topological charge to 3 can well alleviate the decay of the vortex ring structure.

Key words physical optics; Laguerre-Gaussian beam; partial coherence; Kerr effect; ring structure