

拉盖尔高斯光的衍射和轨道角动量的弥散

谌 娟 柯熙政 杨一明

(西安理工大学自动化与信息工程学院, 陕西 西安 710048)

摘要 根据菲涅耳衍射积分和拉盖尔高斯光束场强分布, 对拉盖尔高斯光束中的圆孔衍射、单缝衍射和方孔衍射进行了研究, 并分析了拉盖尔高斯光束的相位结构对光束衍射后场分布的影响。拉盖尔高斯光束的相位奇点落在衍射孔中心时, 由螺旋谱计算出拉盖尔高斯光束通过单缝和方孔衍射后的轨道角动量的弥散程度, 从理论上证明了拉盖尔高斯光束通过圆孔衍射后, 轨道角动量不发生弥散。

关键词 衍射; 拉盖尔高斯光束; 菲涅耳衍射积分; 傅里叶变换; 轨道角动量; 螺旋谱

中图分类号 TN929.12 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201434.0427001

Laguerre-Gaussian Beam Diffraction and Dispersion of the Orbital Angular Momentum

Chen Juan Ke Xizheng Yang Yiming

(Faculty of Automation and Information Engineering, Xi'an University of Technology, Xi'an, Shaanxi 710048, China)

Abstract Based on the Fresnel diffraction integral and Laguerre-Gaussian beam field distribution, the circular aperture diffraction, single slit diffraction and square hole diffraction of Laguerre-Gaussian beam are studied, and the effect of spiral phase structure on the field distribution of the diffracted light beam is analyzed as well. The degree of dispersion of the orbital angular momentum is also calculated using the well-known spiral spectrum, when Laguerre-Gaussian beam passes through a single slit or a square hole in the same case of Laguerre-Gaussian beam phase singularity locating at the center of a diffraction hole. According to the theoretical calculation results, it's demonstrated that the orbital angular momentum does not disperse when Laguerre-Gaussian beam passes through a circular aperture.

Key words diffraction; Laguerre-Gaussian beam; Fresnel diffraction integral; Fourier transform; orbital angular momentum; spiral spectrum

OCIS codes 270.5565; 270.5585

1 引 言

拉盖尔高斯(LG)光束是一种含有轨道角动量(OAM)的涡旋光束, 相位结构是螺旋分布, 中心光强为零处叫做相位奇点, 波阵面为涡旋状。Allen等^[1-2]分别证明了在近轴和非近轴情况下含有相位因子的 $\exp(i\ell\theta)$ 的涡旋光束都具有 OAM。Vaughan等^[3]对 LG 光束的位相分布情况进行了研

究, 证明了相位奇点的存在。这为 LG 光的 OAM 的应用提供了理论基础。

角动量包含自旋角动量和轨道角动量, 其中含有 OAM 的涡旋光束引起了研究者的重视。涡旋光束作为光学扳手, 可以对粒子光学操纵。在生物医学方面, 涡旋光束可对细胞捕获和操纵^[4-10]。具有 OAM 的涡旋光束也可应用于自由空间光通信, 近

收稿日期: 2013-10-12; **收到修改稿日期**: 2013-12-03

基金项目: 国家自然科学基金(61377080, 60977054)、陕西省 13115 科技统筹计划(2011KTCQ01-31)、陕西省教育厅产业化培育基金(2010JC17)、西安市科技成果转化基金(CX12165)、陕西省自然科学基金基础研究计划(2013JQ8011)、陕西省教育厅科研计划项目(2013JK1104)、陕西省工业攻关科技计划项目(2013K06-08)

作者简介: 谌娟(1987—), 女, 博士研究生, 主要从事无线激光通信方面的研究。E-mail: juan0110@126.com

导师简介: 柯熙政(1962—), 男, 教授, 博士生导师, 主要从事无线激光通信方面的研究。E-mail: xzke@263.net

年来学者研究了自由空间光通信的传输受湍流效应的影响和涡旋光束通过湍流大气传输闪烁指数和拓扑荷的演化特性^[11-18]。具有 OAM 的光子还应用于量子纠缠,目前量子 OAM 纠缠是一个重要研究领域^[19-20]。

由于拉盖尔高斯光束具有 OAM 和螺旋分布的相位结构,对 LG 光束衍射现象的研究显得尤为重要。国外对 LG 光束的双缝干涉和单缝衍射的光强分布进行过研究^[21-22]。本文利用菲涅耳衍射积分和螺旋谱,分析了 LG 光束的相位结构对其衍射后的光强分布的影响和 LG 光束通过圆孔、单缝和方孔三种不同情况的衍射下轨道角动量的弥散程度,并从理论上证明了拉盖尔高斯光束通过圆孔衍射后,轨道角动量不发生弥散。这对 LG 光束携带的 OAM 的测量以及 OAM 信息通信的光路设计具有重要的指

导意义。

2 拉盖尔高斯光衍射后的光强分布

LG 光的复振幅可表示为

$$u_p^m(r, \theta, z) = \frac{A}{w(z)} \left[\frac{\sqrt{2}r}{w(z)} \right]^{|m|} L_p^{|m|} \left[\frac{2r^2}{w^2(z)} \right] \times \exp \left[\frac{-r^2}{w^2(z)} \right] \exp(im\theta), \quad (1)$$

式中归一化因子 $A = \sqrt{2p! / [\pi(|m| + p)!]}$, m 为 LG 光束的 OAM 指数, p 为径向指数, $w(z)$ 为 LG 光束传输至 z 处的光斑大小, r 为径向距离, θ 为方位角, $L_p^{|m|}(\cdot)$ 为缔合拉盖尔多项式。

考虑径向指数 $p=0$ 的情况,将 LG 模写为直角坐标的形式,即

$$u_0^m(x, y, z) = \frac{A}{w(z)} \left[\frac{\sqrt{2}(x^2 + y^2)^{1/2}}{w(z)} \right]^{|m|} \exp \left[\frac{-(x^2 + y^2)}{w^2(z)} \right] \exp[im\theta(x, y)], \quad (2)$$

式中 $\theta(x, y) = \frac{m}{i} \ln \left[\frac{x + iy}{(x^2 + y^2)^{1/2}} \right]$ 。

假定 LG 光束的相位奇点落在圆孔的中心,光束经过圆孔衍射后根据菲涅耳衍射积分得到光场分布为

$$E(x_1, y_1, z) = -\frac{i}{\lambda z} \exp(ikz) \iint T_1(x, y) u_0^m(x, y, 0) \exp \left\{ \frac{ik}{2z} [(x^2 + y^2) + (x_1^2 + y_1^2) - 2(xx_1 + yy_1)] \right\} dx dy, \quad (3)$$

式中 k 为波数, $T_1(x, y)$ 为光束经过圆孔的窗函数,可表示为

$$T_1(x, y) = \begin{cases} 1, & (x^2 + y^2)^{1/2} \leq r_0 \\ 0, & (x^2 + y^2)^{1/2} > r_0 \end{cases}, \quad (4)$$

其中, r_0 为圆孔半径。

令 $\epsilon = \frac{x}{\lambda z}$, $\eta = \frac{y}{\lambda z}$, 引入傅里叶变换的符号 $\mathcal{F}\{\cdot\}$, (3)式变为

$$E(x_1, y_1, z) = -i\lambda z \exp(ikz) \exp \left[\frac{ik}{2z} (x_1^2 + y_1^2) \right] \mathcal{F}\{T_1(\lambda z \epsilon, \lambda z \eta) u_0^m(\lambda z \epsilon, \lambda z \eta, 0) \exp[i\pi \lambda z (\epsilon^2 + \eta^2)]\}. \quad (5)$$

在光束传播方向上距衍射孔为 z 处的观察屏上的光强分布为

$$I(x_1, y_1, z) = E(x_1, y_1, z) E^*(x_1, y_1, z). \quad (6)$$

根据(4)~(6)式,可以算出在光束传播方向上距衍射圆孔为 z 处的观察屏上的光强分布。图 1 为 LG 光束经过圆孔的衍射图,计算参数为光波长 $\lambda = 632 \text{ nm}$, 光斑尺寸 $w_0 = 2 \text{ mm}$, OAM 指数 $m = 1$, $z = 3 \text{ m}$, 圆孔半径 $r_0 = 1 \text{ mm}$ 。

LG 光束的相位奇点落在圆孔中心的圆孔衍射,螺旋相位对衍射光斑的分布没有影响。如图 1 所示, LG 光束衍射后的光强分布只是在径向扩展,可以看到一个边缘模糊的圆光环,光环内有一圈圈

的亮暗环。

单缝的窗函数为

$$T_2(x, y) = \begin{cases} 1, & |x| \leq \frac{a}{2} \\ 0, & |x| > \frac{a}{2} \end{cases}, \quad (7)$$

式中 a 为单缝的宽度。

假定 LG 光束的相位奇点落在单缝的中心,光束经过单缝后,光场分布为

$$E(x_1, y_1, z) = -i\lambda z \exp(ikz) \exp \left[\frac{ik}{2z} (x_1^2 + y_1^2) \right] \times \mathcal{F}\{T_2(\lambda z \epsilon, \lambda z \eta) u_0^m(\lambda z \epsilon, \lambda z \eta, 0) \exp[i\pi \lambda z (\epsilon^2 + \eta^2)]\}. \quad (8)$$

根据(6)~(8)式,可以算出在光束传播方向上距单缝为 z 处的观察屏上的光强分布。图2为LG光束经过单缝的衍射图,计算参数为光波长 $\lambda =$

632 nm,光斑尺寸 $\omega_0 = 2$ mm,OAM指数 $m = 1$, $z = 3$ m,单缝宽度 $a = 1$ mm。

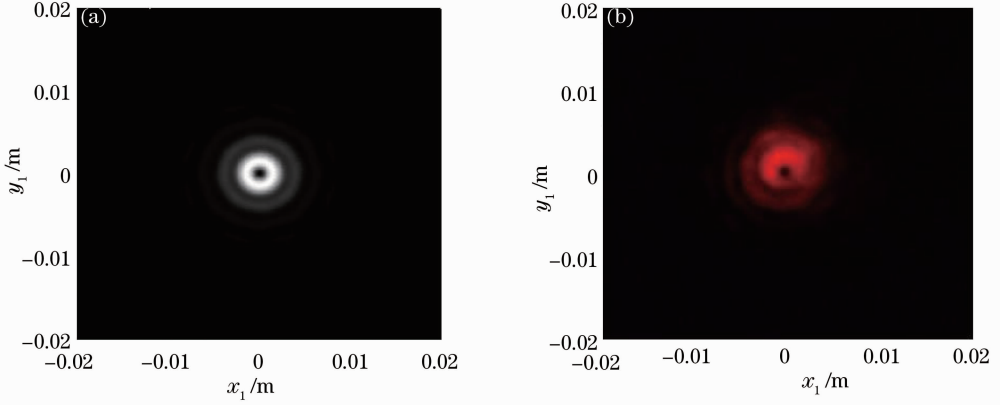


图1 LG光束经过圆孔的衍射图。(a)仿真结果;(b)实验结果

Fig. 1 Diffraction patterns of LG beam passing through the circular aperture. (a) Simulation result; (b) experimental result

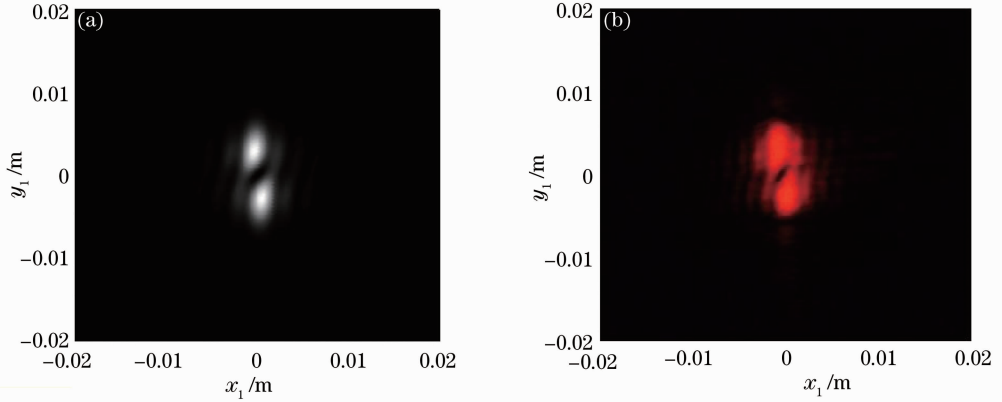


图2 LG光束经过单缝的衍射图。(a)仿真结果;(b)实验结果

Fig. 2 Diffraction patterns of LG beam passing through the single slit. (a) Simulation result; (b) experimental result

当平面波经过单缝衍射到达观察屏,单缝两条边缘衍射线到达观察屏之间的相位差为 $\Delta\phi(x_1) = \frac{2\pi ax_1}{\lambda z}$,观察屏上一点 P 处的光强 $I(x_1) \propto \frac{\sin^2[\Delta\phi(x_1)/2]}{[\Delta\phi(x_1)/2]^2}$,衍射条纹不会弯曲。当LG光的相位奇点落在单缝的中心,经过单缝衍射,LG光束的波前是一个螺线型分布,因此单缝的两条边缘衍射线到达观察屏之间还有一个 y_1 轴方向的相位差 $\Delta\phi(y_1)$,观察屏上一点 P 处的光强 $I(x_1, y_1) \propto \frac{\sin^2\{[\Delta\phi(x_1) + \Delta\phi(y_1)]/2\}}{\{[\Delta\phi(x_1) + \Delta\phi(y_1)]/2\}^2}$ 。因子 $\sin^2\{[\Delta\phi(x_1) + \Delta\phi(y_1)]/2\}$ 决定了衍射条纹的弯曲,而且OAM越大,衍射条纹的弯曲程度越大,以此可以测量OAM的大小。如图2所示,OAM指数 $m = 1$ 的LG光束的衍射条纹,沿着 y_1 轴正方向观察,由于 $\Delta\phi(y_1) =$

2π ,可以看到衍射条纹向 x_1 轴正方向移动了一个条纹。单缝衍射条纹的中心是主极大,光强最强。

方孔的窗函数为

$$T_s(x, y) = \begin{cases} 1, & |x| \leq \frac{b}{2}, |y| \leq \frac{b}{2}, \\ 0, & \text{else} \end{cases} \quad (9)$$

式中 b 为正方形孔径的边长。

假定LG光束的相位奇点落在方孔的中心,光束经过方孔后,光场分布为

$$E(x_1, y_1, z) = -i\lambda z \exp(ikz) \exp\left[\frac{ik}{2z}(x_1^2 + y_1^2)\right] \times \mathcal{F}\{T_s(\lambda z \epsilon, \lambda z \eta) u_0^m(\lambda z \epsilon, \lambda z \eta, 0) \exp[i\pi\lambda z(\epsilon^2 + \eta^2)]\}. \quad (10)$$

根据(6)、(9)、(10)式,可以算出在光束传播方向上距衍射方孔为 z 处的观察屏上的光强分布。图3为LG光束经过方孔的衍射图,计算参数为光

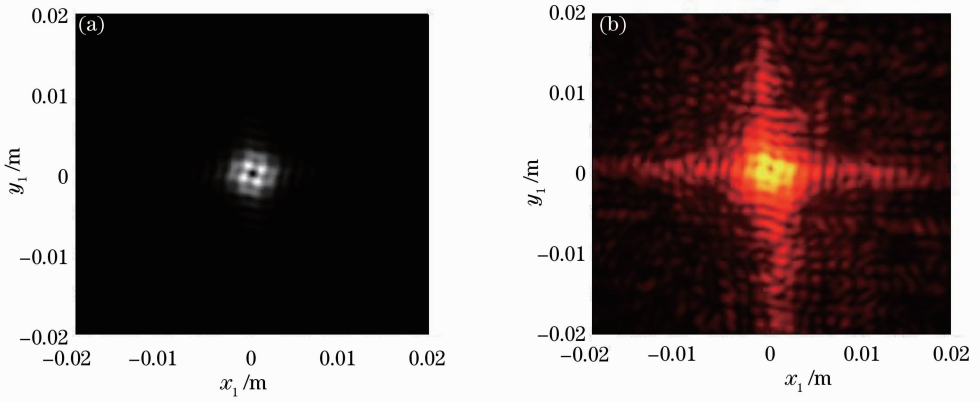


图 3 LG 光束经过方孔的衍射图。(a)仿真结果；(b)实验结果

Fig. 3 Diffraction patterns of LG beam passing through the square hole. (a) Simulation result; (b) experimental result

波长 $\lambda = 632 \text{ nm}$, 光斑尺寸 $w_0 = 2 \text{ mm}$, OAM 指数 $m = 1$, $z = 4 \text{ m}$, 方孔边长 $a = 1 \text{ mm}$ 。

当涡旋光经过方孔衍射到达观察屏时, 平行 x_1 轴方向和平行 y_1 轴方向分别存在一对边缘衍射线, 因此方孔衍射的衍射图案是由 x_1 轴方向和平行 y_1 轴方向的衍射条纹组成。由于涡旋光的相位螺旋分布, 平行 y_1 轴方向边缘衍射线之间的相位差包含一个 y_1 轴方向的相位差 $\Delta\phi(y_1)$, 决定了 y_1 轴方向的衍射条纹的弯曲; 平行 x_1 轴方向边缘衍射线之间的相位差包含一个 x_1 轴方向的相位差 $\Delta\phi(x_1)$, 决定了 x_1 轴方向的衍射条纹的弯曲。如图 3 所示, OAM 指数 $m = 1$ 的 LG 光束的衍射条纹, 沿着 y_1 轴正方向观察, 由于 $\Delta\phi(y_1) = 2\pi$, 可以看到 y_1 轴方向衍射条纹向 x_1 轴正方向移动了一个条纹; 沿着 x_1 轴正方向观察, 由于 $\Delta\phi(x_1) = 2\pi$, 可以看到 x_1 轴方向衍射条纹向 y_1 轴负方向移动了一个条纹。

3 拉盖尔高斯光衍射后的螺旋谱

所有光束的复振幅 $u(r, \theta, z)$ 可以用螺旋谐波函

$$\text{数 } \exp(i\ell\theta) \text{ 展开, 得到 } u(r, \theta, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sum_{l=-\infty}^{+\infty} a_l(r, z) \exp(i\ell\theta), a_l(r, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{2\pi} u(r, \theta, z) \times \exp(-i\ell\theta) d\theta,$$

l 表示第 l 份的螺旋谐波。光束的能量 $U = 2\epsilon_0 \sum_{l=-\infty}^{+\infty} C_l$,

$$C_l = \int_0^{+\infty} |a_l(r, z)|^2 r dr, \epsilon_0 \text{ 为真空介电常数。螺旋谱}$$

为 $P_l = C_l / \sum_{l=-\infty}^{+\infty} C_l$, 它能清楚表示出光束的 OAM 成分^[23]。

假定 LG 光束的相位奇点落在圆孔的中心, 极坐标下 LG 光束经过圆孔衍射的表达式为

$$E(r_1, \theta_1, z) = -\frac{i}{\lambda z} \exp(ikz) \int_0^{2\pi} \int_0^{r_0} u_0^m(r, \theta, 0) \exp\left\{\frac{ik}{2z}[r^2 + r_1^2 - 2rr_1 \cos(\theta_1 - \theta)]\right\} r dr d\theta, \quad (11)$$

式中 r_0 为圆孔的半径, $u_0^m(r, \theta, 0) = R(r, 0) \exp(im\theta)$, $R(r, z) = \frac{A}{w(z)} \left[\frac{\sqrt{2}r}{w(z)}\right]^{|m|} \exp\left[\frac{-r^2}{w^2(z)}\right]$ 。

根据积分公式^[24]

$$\int_0^{2\pi} \exp[-im\theta + \eta \cos(\theta_1 - \theta)] d\theta = 2\pi \exp(-im\theta_1) I_m(\eta), \quad (12)$$

将(12)式代入(11)式, 得

$$E(r_1, \theta_1, z) = -\frac{i}{\lambda z} \exp(ikz) \int_0^{r_0} R(r, 0) \exp\left[\frac{ik}{2z}(r_1^2 + r^2)\right] \times 2\pi \exp(im\theta) I_m\left(-\frac{ik}{z} r r_1\right) r dr. \quad (13)$$

LG 光束经过圆孔衍射后的复振幅用螺旋谐波的方式展开, 得

$$a_l(r_1, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi_0}} \int_0^{2\pi} E(r_1, \theta_1, z) \exp(-i l \theta_1) d\theta_1 = -\sqrt{2\pi} \frac{i}{\lambda z} \exp(ikz) \int_0^{r_0} R(r, 0) \times \exp\left[\frac{ik}{2z}(r_1^2 + r^2)\right] I_m\left(-\frac{ik}{z} r r_1\right) r dr \times \int_0^{2\pi} \exp(im\theta_1 - i l \theta_1) d\theta_1. \quad (14)$$

利用积分公式 $\int_0^{2\pi} \exp(im\theta_1) d\theta_1 = \begin{cases} 2\pi, & m = 0 \\ 0, & m \neq 0 \end{cases}$, 得

$$a_l(r_1, z) = \begin{cases} -(2\pi)^{3/2} \frac{i}{\lambda z} \exp(ikz) \int_0^{r_0} R(r, 0) \exp\left[\frac{ik}{2z}(r_1^2 + r^2)\right] I_m\left(-\frac{ik}{z} r r_1\right) r dr, & l = m \\ 0, & l \neq m \end{cases}, \quad (15)$$

$$C_l = \int_0^{+\infty} |a_l(r_1, z)|^2 r_1 dr_1 =$$

$$\begin{cases} \int_0^{+\infty} \left\{ -(2\pi)^{3/2} \frac{i}{\lambda z} \exp(ikz) \int_0^{r_0} R(r, 0) \exp\left[\frac{ik}{2z}(r_1^2 + r^2)\right] I_m\left(-\frac{ik}{z} r r_1\right) r dr \right\}^2 r_1 dr_1, & l = m \\ 0, & l \neq m \end{cases}, \quad (16)$$

$$P_l = C_l / \sum_{-\infty}^{+\infty} C_l = \begin{cases} 1, & l = m \\ 0, & l \neq m \end{cases}. \quad (17)$$

所以 LG 光束的相位奇点落在圆孔的中心, 经过圆孔衍射不会导致 OAM 弥散。

假定 LG 光束的相位奇点落在单缝的中心, 在极坐标系下单缝的极径 $\rho = \left| \frac{a}{2\cos\theta} \right|$, LG 光束经过单缝的衍射表达式为

$$E(r_1, \theta_1, z) = -\frac{i}{\lambda z} \exp(ikz) \int_0^{2\pi} \int_0^{\rho} u_0^m(r, \theta, 0) \exp\left\{\frac{ik}{2z}[r^2 + r_1^2 - 2rr_1\cos(\theta_1 - \theta)]\right\} r dr d\theta. \quad (18)$$

LG 光束经过单缝衍射后的复振幅用螺旋谐波的方式展开, 计算螺旋谱。

图 4 给出了在不同单缝缝宽的情况下, 拉盖尔

高斯光束通过单缝衍射后的螺旋谱。计算参数为光波长 $\lambda = 632 \text{ nm}$, 光斑尺寸 $w_0 = 2 \text{ mm}$, $z = 1 \text{ m}$, OAM 指数 $m = -1$, 单缝缝宽 $a = 0.5, 1, 2 \text{ mm}$ 。

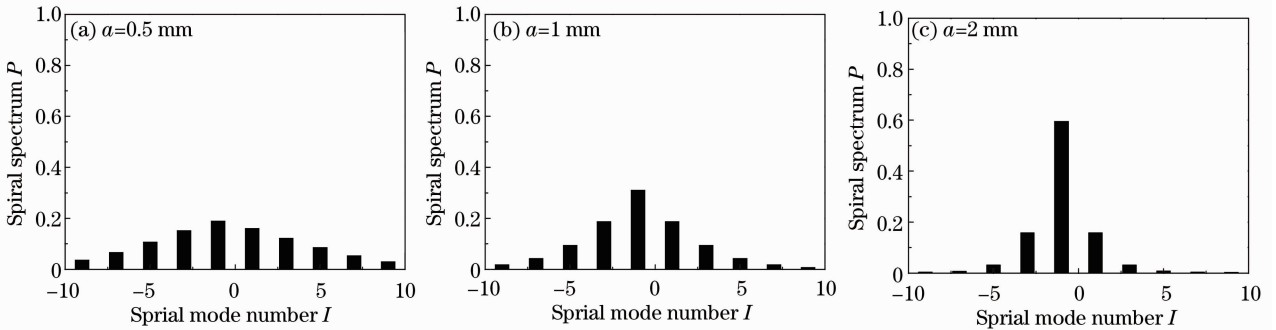


图 4 在不同单缝缝宽的情况下 LG 光束通过单缝衍射后的螺旋谱

Fig. 4 Spiral spectra of the LG beam passing through a single slit with different slit widths

由图 4 中给出的 LG 光束通过单缝衍射后的螺旋谱, 横坐标轴表示衍射后的光束中每份的螺旋谐波分量的 OAM 指数, 纵坐标轴表示螺旋谐波分量所占能量的权重, 可以看出 LG 光束经过单缝衍射

后, 光束的 OAM 发生了弥散; 单缝缝宽越小, LG 光束的 OAM 的弥散越强烈; 单缝衍射后的光束中能量权重最大的谐波分量的 OAM 等于原始 LG 光束的 OAM。

假定 LG 光束的相位奇点落在方孔的中心,在极坐标系下,方孔的极径为 $\rho =$

$$\begin{cases} \left| \frac{b}{2\cos\theta} \right|, & 0 < \theta \leq \frac{\pi}{4}, \frac{3\pi}{4} < \theta \leq \frac{5\pi}{4}, \frac{7\pi}{4} < \theta \leq 2\pi \\ \left| \frac{b}{2\sin\theta} \right|, & \frac{\pi}{4} < \theta \leq \frac{3\pi}{4}, \frac{5\pi}{4} < \theta \leq \frac{7\pi}{4} \end{cases}, \text{LG 光束经过方孔的衍射表达式为}$$

$$E(r_1, \theta_1, z) = -\frac{i}{\lambda z} \exp(ikz) \int_0^{2\pi} \int_0^\rho u_0^m(r, \theta, 0) \exp\left\{ \frac{ik}{2z} [r^2 + r_1^2 - 2rr_1 \cos(\theta_1 - \theta)] \right\} r dr d\theta. \quad (19)$$

LG 光束经过方孔衍射后的复振幅用螺旋谐波的方式展开,计算螺旋谱。

图 5 给出了在不同 OAM 指数 m 的情况下,拉盖

尔高斯光束通过方孔衍射后的螺旋谱。算参数分别为光波长 $\lambda=632 \text{ nm}$,光斑尺寸 $w_0=2 \text{ mm}$, $z=1 \text{ m}$,方孔边长 $b=2 \text{ mm}$,OAM 指数 $m=-1, -2, -3$ 。

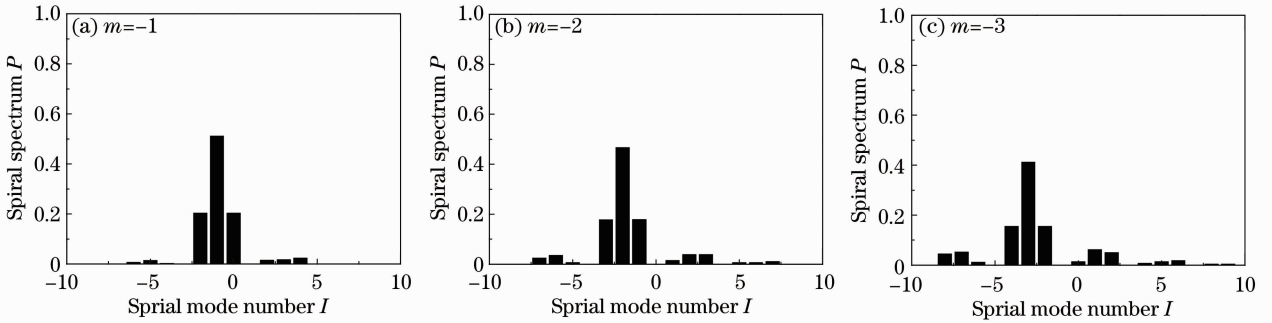


图 5 不同轨道角动量指数的 LG 光束通过大小相同的方孔衍射后的螺旋谱

Fig. 5 Spiral spectra of LG beam passing through the same size square hole with different orbital angular momentum indexes

由图 5 中给出的 LG 光束通过方孔衍射后的螺旋谱,横坐标轴表示衍射后的光束中螺旋谐波分量的 OAM 指数,纵坐标轴表示螺旋谐波分量所占能量的权重,可以看出 LG 光束经过方孔衍射后,光束的 OAM 发生了弥散;在方孔大小一定的情况下,原始 LG 光束的 OAM 的绝对值越大,衍射后光束的 OAM 的弥散越强烈;方孔衍射后的光束中能量权重最大的谐波分量的 OAM 等于原始 LG 光束的 OAM。

4 结 论

LG 光束的相位奇点落在圆孔中心的圆孔衍射,螺旋相位对衍射光斑的分布没有影响。LG 光束圆孔衍射后的光强分布只是在径向扩展,可以看到一个边缘模糊的圆光环,光环内有一圈圈的亮暗环。LG 光的相位奇点落在单缝中心的单缝衍射,LG 光束的波前是一个螺线型分布,因此单缝的两条边缘衍射线到达观察屏之间有一个 y_1 轴方向的相位差 $\Delta\phi(y_1)$,使衍射条纹产生弯曲,而且光束携带的 OAM 越大,衍射条纹的弯曲程度越大,由此可以测量 OAM 的大小。例如 OAM 指数 $m=1$ 的 LG 光束的衍射条纹,沿着 y_1 轴正方向观察,由于 $\Delta\phi(y_1) =$

2π ,可以看到衍射条纹向 x_1 轴正方向移动了一个条纹。当涡旋光经过方孔衍射时,平行 x_1 轴方向和平行 y_1 轴方向分别存在一对边缘衍射线,因此方孔衍射的衍射图案是由 x_1 轴方向和 y_1 轴方向的衍射条纹组成。由于涡旋光的相位螺旋分布平行 y_1 轴方向边缘衍射线之间的相位差包含一个 y_1 轴方向的相位差 $\Delta\phi(y_1)$,决定了 y_1 轴方向衍射条纹的弯曲,平行 x_1 轴方向边缘衍射线之间的相位差包含一个 x_1 轴方向的相位差 $\Delta\phi(x_1)$,决定了 x_1 轴方向的衍射条纹的弯曲。通过分析 LG 光束的相位结构对圆孔、单缝和方孔三种不同情况衍射后的光强分布的影响,得知单缝和方孔这类直边型衍射图样可以显示出 LG 光束携带的 OAM 信息,因此可以用来测量 LG 光束的 OAM。

LG 光束的相位奇点落在圆孔的中心,经过圆孔衍射不会导致 OAM 弥散。LG 光的相位奇点落在单缝的中心,通过单缝衍射后的螺旋谱可知 OAM 发生了弥散;单缝缝宽越小,LG 光束的 OAM 的弥散越强烈;单缝衍射后的光束中能量权重最大的谐波分量的 OAM 等于原始 LG 光束的 OAM。LG 光的相位奇点落在方孔的中心,通过方孔衍射后的螺旋谱可知 OAM 发生了弥散;在方孔大小一

定的情况下, LG 光束原始 OAM 的绝对值越大, 衍射后光束的 OAM 的弥散越强烈; 方孔衍射后的光束中能量权重最大的谐波分量的 OAM 等于原始 LG 光束的 OAM。研究 LG 光束通过圆孔、单缝和方孔三种不同情况的衍射下 OAM 的弥散程度的结论可以指导在利用 LG 光束携带的 OAM 信息进行通信时, 通信光路中要避免产生单缝衍射和方孔衍射所引起的 OAM 的弥散, 光路中应尽量使用圆形光学器件并使其轴心与光路轴心重合, 使 OAM 信息避免衍射所引起的失真。

参 考 文 献

- 1 L Allen, M W Beijersbergen, R J Spreeuw, *et al.*. Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes [J]. *Phys Rev A*, 1992, 45(7): 8185—8189.
- 2 S M Barnett, L Allen. Orbital angular momentum and nonparaxial light beams [J]. *Opt Commun*, 1994, 110(3): 679—688.
- 3 J M Vaughan, D V Willetts. Interference properties of a light beam having a helical wave surface [J]. *Opt Commun*, 1979, 30(3): 263—267.
- 4 L Allen, M J Padgett, M Babiker. The orbital angular momentum of light [J]. *Progress in Optics*, 1999, 54(5): 291—372.
- 5 M J Padgett, J Courtial, L Allen. Light's orbital angular momentum [J]. *Phys Today*, 2004, 57(5): 35—40.
- 6 Liu Man. Novel method to detect the orbital angular momentum in optical vortex beams [J]. *Acta Optica Sinica*, 2012, 33(3): 0326002.
刘 曼. 探测涡旋光束轨道角动量的新方法[J]. *光学学报*, 2012, 33(3): 0326002.
- 7 Guo Jianjun, Guo Banghong, Cheng Guangming, *et al.*. Research progress on photon orbital angular momentum in quantum communication applications [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2012, 49(8): 080003.
郭建军, 郭邦红, 程广明, 等. 广州轨道角动量在量子通信中应用的研究进展[J]. *激光与光电子学进展*, 2012, 49(8): 080003.
- 8 H He, M E J Friese, N R Heckenberg, *et al.*. Direct observation of transfer of angular momentum to absorptive particles from a laser beam with a phase singularity [J]. *Phys Rev Lett*, 1995, 75(9): 826—829.
- 9 N B Simpson, K Dholakia, L Allen, *et al.*. Mechanical equivalence of spin and orbital angular momentum of light: an optical spanner [J]. *Opt Lett*, 1997, 22(6): 53—54.
- 10 N B Simpson, L Allen, M J Padgen. Optical tweezers and optical spanners with Laguerre-Gaussian modes [J]. *J Modern Optics*, 1996, 43(12): 2485—2491.
- 11 G Gibson, J Courtial, M J Padgett, *et al.*. Free-space information transfer using light beams carrying orbital angular momentum [J]. *Opt Express*, 2004, 12(22): 5448—5456.
- 12 G Gouesbet, B Maheu, G Grehan. Light scattering from a sphere arbitrarily located in a Gaussian beam, using a Bromwich formulation [J]. *Opt Soc Am A*, 1988, 5(9): 1427—1443.
- 13 C A Primmerman, T R Price, R A Humphreys, *et al.*. Atmospheric-compensation experiments in strong scintillation conditions [J]. *Appl Opt*, 1995, 34(10): 2081—2088.
- 14 V V Voitsekovich, D Kouznetsov, D K Morozov. Density of turbulence-induced phase dislocations [J]. *Appl Opt*, 1998, 37(21): 4525—4535.
- 15 G Lixin, W Zhensen. Rainbow scattering by an inhomogeneous cylinder with an off-axis Gaussian beam incidence at normal [J]. *IR and Mill Waves*, 2000, 21(12): 1879—1886.
- 16 Liu Jun, Wu Pengli, Gao Ming. Wander and spreading of polarized and partially coherent laser propagation on slant path in turbulence atmospheric [J]. *Chinese J Lasers*, 2012, 39(10): 1031001.
刘 钧, 吴鹏利, 高 明. 偏振部分相干激光斜程湍流大气传输的漂移扩展[J]. *中国激光*, 2012, 39(10): 1031001.
- 17 Li Fang. Propagation characteristics of optical vortices beam in intermediate fluctuation turbulent atmosphere [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2013, 50(7): 070101.
黎 芳. 涡旋光束在中强度湍流大气中的传输特性[J]. *激光与光电子学进展*, 2013, 50(7): 070101.
- 18 G Gbur. The evolution of vortex beams in atmospheric turbulence [C]. *SPIE*, 2008, 6878: 687804.
- 19 Alipasha Vaziri, Gregor Weihs, Anton Zeilinger. Experimental two-photon, three-dimensional entanglement for quantum communication [J]. *Phys Rev Lett*, 2002, 89(24): 240401.
- 20 Alois Mair, Alipasha Vaziri, Gregor Weihs. Entanglement of the orbital angular momentum states of photons [J]. *Nature*, 2001, 41(2): 313—316.
- 21 H I Sztul, R R Alfano. Double-slit interference with Laguerre-Gaussian beams [J]. *Opt Lett*, 2006, 31(7): 999—1001.
- 22 Devinder Pal Ghai, P Senthikumar, R S Sirohi. Single-slit diffraction of an optical beam with phase singularity [J]. *Optics and Lasers in Engineering*, 2009, 35(23): 123—126.
- 23 L Torner, J P Torres, S Carrasco. Digital spiral imaging [J]. *Opt Express*, 2005, 13(3): 873—881.
- 24 I S Gradshteyn, I M Ryzhik. *Table of Integrals, Series and Products* [M]. Salt Lake City: Academic Press, 2007. 340.

栏目编辑: 史 敏