

基于纯相位空间光调制器和棋盘相格法制备高阶贝塞尔涡旋光束

李瑞健¹, 任元^{2*}, 刘通¹, 王琛¹, 孙汝生¹

¹航天工程大学宇航科学与技术系, 北京 101416;

²航天工程大学基础部, 北京 101416

摘要 当前,较为常用的光场复振幅调制方法主要是通过衍射效应来实现的,这造成了能量利用效率普遍较低,为此基于纯相位空间光调制器(SLM)和棋盘相格法在衍射零级实现了高阶贝塞尔涡旋光束的制备。首先,介绍了奈奎斯特光栅和棋盘相格法的基本原理,推导了在衍射零级制备贝塞尔涡旋光束的复振幅调制方法并编码了相应的全息图,分别模拟了通过该方法生成的低阶和高阶贝塞尔涡旋光束的光场分布。其次,基于纯相位 SLM 搭建了相应的实验光路,分别制备了低阶和高阶贝塞尔涡旋光束。最后,讨论了本文方法的优点和不足。实验结果表明,本文方法制备的高阶贝塞尔涡旋光束的模式纯度虽然不及衍射一级,但却可以将衍射效率提升约 4.5 倍。

关键词 衍射; 纯相位空间光调制器; 棋盘相格法; 贝塞尔涡旋光束; 全息图; 大拓扑荷数

中图分类号 O436

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS202242.1005001

Generation of High-Order Bessel Beam Vortex Based on Phase-Only Spatial Light Modulator and Checkerboard Phase Lattice Method

Li Ruijian¹, Ren Yuan^{2*}, Liu Tong¹, Wang Chen¹, Sun Rusheng¹

¹Department of Aerospace Science and Technology, Space Engineering University, Beijing 101416, China;

²Basic Ministry, Space Engineering University, Beijing 101416, China

Abstract At present, the commonly used complex amplitude modulation method of light field is mainly realized by diffraction effect, which results in low energy utilization efficiency. Therefore, based on the phase-only spatial light modulator (SLM) and checkerboard phase lattice method, the generation of high-order Bessel vortex beam at zeroth-order of diffraction is realized. First, the basic principles of the Nyquist grating and checkerboard phase lattice method are introduced, the complex amplitude modulation method for generation of Bessel vortex beam at zeroth-order of diffraction is derived, and the corresponding hologram is coded. The light field distributions of low-order and high-order Bessel vortex beams generated by this method are simulated respectively. Then, the corresponding experimental optical paths are built based on the phase-only SLM, and the low-order and high-order Bessel vortex beams are prepared respectively. Finally, the advantages and disadvantages of this method are discussed. The experimental results show that the mode purity of the high-order Bessel vortex beam generated by this method is not as good as that of the first-order diffraction, but the diffraction efficiency can be increased by about 4.5 times.

Key words diffraction; phase-only spatial light modulator; checkerboard phase lattice method; Bessel vortex beam; holograms; large topological charges

收稿日期: 2021-11-26; 修回日期: 2021-12-07; 录用日期: 2021-12-13

基金项目: 国家自然科学基金(11772001,61805283)

通信作者: *renyuan_823@aliyun.com

1 引言

涡旋光是一种具有中空暗核和螺旋相位结构的特殊光场,其表达式中的角向相位因子 $\exp(il\varphi)$ 表征了涡旋光具有螺旋相位结构,其中 l 为涡旋光的拓扑荷数, φ 为方位角。贝塞尔光束是一种无衍射光束,它是柱坐标系下亥姆霍兹方程的一个特解^[1]。非零阶贝塞尔光束是一种涡旋光束,具有螺旋相位结构。如今,贝塞尔光束已经得到了广泛应用,如无衍射旋转多普勒测量^[2]、能量传输和激光打孔^[3]等。拓扑荷数是涡旋光的一个重要参数,大拓扑荷数涡旋光的制备具有重要的现实意义:在光学测量和光学成像方面,大拓扑荷数可以带来更高的精度和灵敏度^[4-6];在光场调控方面,大拓扑荷数可以扩大中空暗核的半径,增大光环面积,这有利于操控^[7-8]。

空间光调制器(SLM)是一种可以对光场分布进行调制的设备,它能够对光场的相位、振幅或偏振态等参数进行调制,是目前最常用的涡旋光制备手段之一。SLM 分为振幅型和相位型,其中纯相位 SLM 由于具有高衍射效率而被广泛应用于光场调控^[9-12]。实际应用中不仅需要同时对光场进行相位调制,有时还需要同时进行振幅调制,即实现复振幅调制。在利用纯相位 SLM 对光场进行复振幅调制的工作中,闪耀光栅得到了广泛的应用,但存在诸多问题:1)闪耀光栅的衍射效率需要每光栅周期至少有 8 个像素才能使衍射效率达到 90%,这限制了编码光场振幅信息的变化程度;2)衍射一阶条纹的衍射角较小,这限制了调控光场和衍射零级的分离。2003 年,Arrizón^[13]提出了一种对低分辨率 SLM 进行光场复振幅调制的方法。之后,Mendoza-Yero 等^[14]提出了一种基于 $4f$ (f 为透镜的焦距)系统的等效方法,他们在复函数中保留期望的衍射阶次,经过第二次傅里叶变换后,在系统输出处实现了复函数的重构。上述研究均使用了棋盘式光栅^[15]。2021 年,Davis 等^[16]提出了通过棋盘相格法在衍射零级制备涡旋光的方法并进行了实验验证,但并未探讨如何在衍射零级实现高阶贝塞尔涡旋光束的制备。

本文基于纯相位 SLM 和加载棋盘相格法的编码全息图,实现了衍射零级处大拓扑荷数贝塞尔光束的制备,这在一定程度上突破了棋盘相格法制备贝塞尔光束的阶数限制。其次,本文讨论了加载棋盘相格法的优点和不足。结果表明,加载棋盘相格法制备的高阶贝塞尔涡旋光束模式纯度虽然不及衍射一级贝塞尔涡旋光束,但却可以将衍射效率提

升约 4.5 倍,这为高功率、高阶贝塞尔涡旋光束的制备提供了新思路。

2 理论分析

图 1 为二维二进制光栅的相位结构。为了在这些光栅上形成奈奎斯特限制,利用分辨率为 $4096 \text{ pixel} \times 2160 \text{ pixel}$ 的 SLM 指定一个像素/相位值,实现含有一个像素的光栅周期,其中每个黑色像素所代表的相位用 $\exp(i\varphi/2)$ 表示,每个白色像素所代表的相位用 $\exp(-i\varphi/2)$ 表示。在相位 φ 取不同值时,光场会显示出不同的分布情况:当 $\varphi=0$ 时,光强会全部聚焦在衍射零级而形成光点;当 $0 < \varphi < \pi/2$ 时,随着相位的增加,光强会逐渐衍射至一级,而在零级与一级均会存在光场;当 $\pi/2 \leq \varphi < \pi$ 时,随着相位的增大,光场的分布情况会呈现相反的变化,如图 2 所示;当 $\varphi=\pi$ 时,光场的全部能量会分布在四个一级衍射位置。

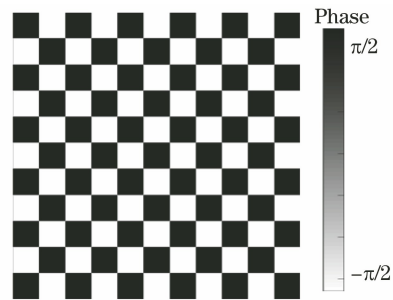


图 1 二维二进制光栅的相位结构

Fig. 1 Phase structure of two-dimensional binary grating

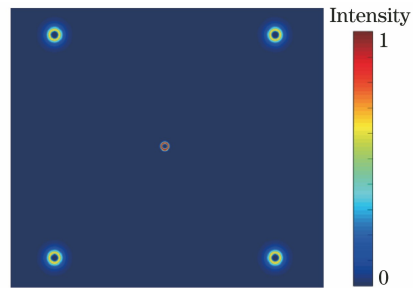


图 2 二维奈奎斯特光栅下的衍射相位差

Fig. 2 Phase difference of diffraction under two-dimensional Nyquist grating

本文的目的是在 SLM 中编码复振幅信息 $F(\mathbf{x})$,其表达式为

$$F(\mathbf{x}) = M(\mathbf{x}) \exp[i\theta'(\mathbf{x})], \quad (1)$$

式中: \mathbf{x} 表示空间坐标; $M(\mathbf{x})$ 表示幅度,其经过归一化之后的取值范围为 $[0, 1]$; $\theta'(\mathbf{x})$ 表示相位,取值范围为 $[-\pi, \pi]$ 。这种调制过程可以写为两项之和,即

$$M(\mathbf{x}) \exp[i\theta'(\mathbf{x})] = \frac{1}{2} \{ \exp[iP_+(\mathbf{x})] + \exp[iP_-(\mathbf{x})] \}, \quad (2)$$

其中, 两相位分布 $P_+(\mathbf{x})$ 和 $P_-(\mathbf{x})$ 定义为

$$P_{\pm}(\mathbf{x}) = \theta'(\mathbf{x}) \pm \arccos[M(\mathbf{x})]. \quad (3)$$

为了通过 SLM 实现纯相位调制, 设计

$$\exp[i\theta'(\mathbf{x})] = \Pi_+(\mathbf{x}) \exp[iP_+(\mathbf{x})] + \Pi_-(\mathbf{x}) \exp[iP_-(\mathbf{x})], \quad (4)$$

式中: $\Pi_+(\mathbf{x}) + \Pi_-(\mathbf{x}) = 1$, $\Pi_+(\mathbf{x})$ 、 $\Pi_-(\mathbf{x})$ 是以 $2p$ 个像素为光栅周期的空间周期函数, 其中 $p = 1, 2, 4, 8, \dots$, 可得出光场复振幅调制函数为

$$\Phi(\mathbf{x}) = \Pi_+(\mathbf{x})P_+(\mathbf{x}) + \Pi_-(\mathbf{x})P_-(\mathbf{x}) = \theta'(\mathbf{x}) + \Pi_{\pm}(\mathbf{x}) \arccos[M(\mathbf{x})]. \quad (5)$$

令式(5)中的 $p = 1$, 得到基于棋盘相格法的光场复振幅调制函数为

$$\Phi(\mathbf{x}) = \theta'(\mathbf{x}) + (-1)^{\text{floor}(m/p) + \text{floor}(n/p)} \arccos[M(\mathbf{x})], \quad (6)$$

式中: m 和 n 分别表示 x 方向和 y 方向的像素值; $\text{floor}(\cdot)$ 表示向下取整函数。通过式(6)可以充分利用 SLM 衍射光栅的最高空间分辨率来实现复振幅调制。

为了比较不同情况下本方法对光场调控造成的影响, 分别考虑了低阶和高阶贝塞尔涡旋光束的情况, m 阶贝塞尔涡旋光束的表达式为

$$E_{m'} = J_{m'}(\mathbf{k}_r \mathbf{r}) \exp(im'\theta) \exp(i\mathbf{k}_r \mathbf{r}), \quad (7)$$

式中: \mathbf{k}_r 表示贝塞尔涡旋光束的径向波矢; (\mathbf{r}, θ) 表示极坐标, 其中 \mathbf{r} 表示极径, θ 表示极角; $J_{m'}(\mathbf{k}_r \mathbf{r})$ 表示对于径向波矢的 m' 阶贝塞尔函数。

当考虑只包含两个单一成分且携带对称的轨道角动量的单态涡旋光时, 设定初始相位为 ϕ , 涡旋光中两个单一成分的光强 E_1 和 E_2 可表示为

$$\begin{cases} E_1 = A_1 \exp(i\phi) \exp(i\phi_s) \\ E_2 = A_2 \exp(i\phi) \end{cases}, \quad (8)$$

式中: A_1 和 A_2 表示两个单一成分的强度分量; ϕ_s 表示相移, $\phi_s = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$ 。通过涡旋光制备光路可以得到 4 种对称涡旋光的强度分布, 表达式为

$$\begin{cases} I_0(x, y; 0) = I'(x, y) + I''(x, y) \cos 2\phi \\ I_0(x, y; \pi/2) = I'(x, y) - I''(x, y) \sin 2\phi \\ I_0(x, y; \pi) = I'(x, y) - I''(x, y) \cos 2\phi \\ I_0(x, y; 3\pi/2) = I'(x, y) + I''(x, y) \sin 2\phi \end{cases}, \quad (9)$$

式中: I_0 表示光束强度; (x, y) 表示笛卡儿坐标; $I'(x, y)$ 和 $I''(x, y)$ 表示光强因子, 其中 $I'(x, y) = A_1^2 + A_2^2$, $I''(x, y) = 2A_1A_2$ 。根据相移

可以得出相位, 其表达式为

$$\phi = \frac{1}{2} \arctan \left[\frac{I_0(x, y; 3\pi/2) - I_0(x, y; \pi/2)}{I_0(x, y; 0) - I_0(x, y; \pi)} \right]. \quad (10)$$

之后通过模式分解的方法可以得出任意涡旋光场的模式纯度, 其表达式为

$$\Gamma_l = \frac{C_l^0}{\sum_{l=-\infty}^{+\infty} C_l^0}, \quad (11)$$

式中: Γ_l 表示拓扑荷数 l 的模式纯度; C_l^0 表示涡旋光束的复系数, 由于贝塞尔涡旋光束的复振幅由第一类贝塞尔函数表述, 所以 p' 没有意义, 则 p' 的取值始终为 0。 C_l^0 的表达式为

$$\begin{cases} \mathbf{U}_l^0(\mathbf{r}, \phi) = 1/(2\pi)^{1/2} \int_0^{2\pi} \mathbf{U}_l^0(\mathbf{r}, \phi) B_l d\phi \\ C_l^0 = \int_0^{\infty} \langle \mathbf{U}_l^0(\mathbf{r})^* | \mathbf{U}_l^0(\mathbf{r}) \rangle \mathbf{r} d\mathbf{r} \end{cases}, \quad (12)$$

式中: $\mathbf{U}_l^0(\mathbf{r}, \phi)$ 表示初始贝塞尔光束的波矢量; $\mathbf{U}_l^0(\mathbf{r})$ 表示一级积分变量; $\mathbf{U}_l^0(\mathbf{r})^*$ 表示与 $\mathbf{U}_l^0(\mathbf{r})$ 拓扑荷数相反的共轭; B_l 表示标准的贝塞尔模式。

利用式(6)对贝塞尔涡旋光束进行复振幅调制, 分别得到了在零级调制下贝塞尔涡旋光束的仿真光强分布、相位分布和相应的编码全息图, 如图 3 所示, 其中第一列和第二列分别表示贝塞尔模式下的强度 $M(x)$ 和相位 $\theta(x)$ 。图 3(c) 显示了一个像素周期的棋盘光栅全息图。

如图 3 所示, 拓扑荷数为 100 的贝塞尔涡旋光束的中空暗核中存在部分不规则光束, 该不规则光束随着贝塞尔涡旋光束拓扑荷数的增大而变得愈加明显。这归因于在棋盘相格法下应用于单个像素的信号会影响相邻的像素, 这种像素串扰修改了在奈奎斯特极限频率附近工作的光栅的调制机制, 从而形成了无法忽略的直流信号。对于空间频率接近奈奎斯特极限频率的全息图, 直流分量会更加明显。

3 实验验证与分析

通过棋盘相格法制备贝塞尔光束的实验装置如图 4 所示, 其中 LCOS 为硅基液晶。由氩氦激光器生成波长为 632.8 nm 的高斯光束, 光束经过滤波器的滤波后通过透镜 L1 所组成的 $4f$ 系统进行扩束准直, 再通过偏振片 (POL) 起偏, 光束经过非偏振分光棱镜 (NPBS) 后进入纯相位 SLM 液晶屏中, 在液晶屏上加载编码全息图并对入射光进行复振幅调制, 调制后的光再次经过 NPBS 后由透镜对其进行傅里叶变换, 最后采用 CCD 对光束进行观察与分析。

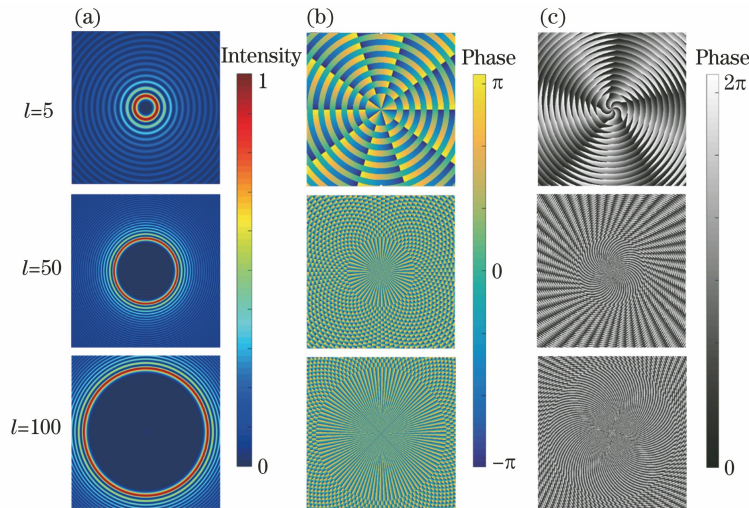


图 3 拓扑荷数为 5、50 和 100 的贝塞尔涡旋光束的复振幅分布及其编码全息图。(a)强度分布图；(b)相位分布图；(c)一个像素周期的棋盘光栅全息图

Fig. 3 Complex amplitude distributions of Bessel vortex beams with topological charges of 5, 50, and 100 and their encoded holograms. (a) Intensity distribution maps; (b) phase distribution diagrams; (c) checkerboard grating holograms with a pixel period

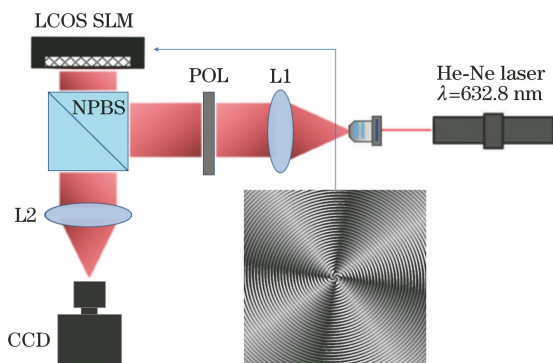


图 4 通过棋盘相格法制备贝塞尔光束的实验装置
Fig. 4 Experimental device for generating Bessel beams by checkerboard phase lattice method

首先在 SLM 的液晶屏幕上加载编码对应的振幅和相位条件下的全息图,通过图 4 的光路使 SLM 反射回来且调制后的光经过透镜进行傅里叶变换,进而使零级衍射光 and 一级衍射光分离,在实验中选用光栅周期为一个像素以减少可能由边缘效应带来的影响。

对应于图 3 的仿真结果,实验制备了拓扑荷数为 1~9 的低阶贝塞尔涡旋光束以及拓扑荷数为 30、50 和 100 的高阶贝塞尔涡旋光束,如图 5 所示。采用透镜对光束进行傅里叶变换,所以在由全息图重建的光场后方存在微弱的背景分布。在大拓扑荷数贝塞尔涡旋光束的中空暗核部分可以看到不规则光束,它的出现有两个原因:一个是像素串扰;另一个是 SLM 所镀膜层的反射率未达到 100%,部分反射光场还未被调制。

由图 5 可以看出,不同拓扑荷数下贝塞尔涡旋光束的强度在角向上分布并不均匀,其变化次数与拓扑荷数呈正相关,这对应于图 3 中螺旋相位 $\theta(x)$ 的 2π 跳变。拓扑荷数的数值决定相位跳变的次数,而相位跳跃的边缘效应导致强度在角向上分布不均匀。前后移动 CCD 还可以观察到光场整体发生转动,这侧面证明了所提方法的正确性。

光束强度在角向上分布不均匀也成为了通过棋盘相格法制备更高阶次贝塞尔涡旋光束的限制因素。首先,随着拓扑荷数的增加,涡旋光束的中空暗核会不断扩大,由于受到模式串扰和 SLM 本身调制效率的影响,背景光的影响会越来越严重;由于在衍射零级制备的贝塞尔光束的相位跳变次数由拓扑荷数的数值决定,拓扑荷数越大,贝塞尔涡旋光束的强度在角向上的分布就越不均匀,这会导致在衍射零级制备的大拓扑荷数贝塞尔涡旋光束的质量下降,如何解决这一问题将成为在衍射零级进一步增大涡旋光束拓扑荷数的关键。

4 讨 论

在第 3 节的基础上,本文还讨论了通过棋盘相格法在衍射零级制备贝塞尔涡旋光束的优势与不足,定义在某截面内衍射级次的涡旋光强度与入射光强的比值为光束在该衍射级次的衍射效率,涡旋光束中携带指定拓扑荷数的百分比为模式纯度。图 6 展示了通过零级调制和一级调制制备的低阶拓扑荷数为 2 和 8,以及高阶拓扑荷数为 100 的贝塞尔

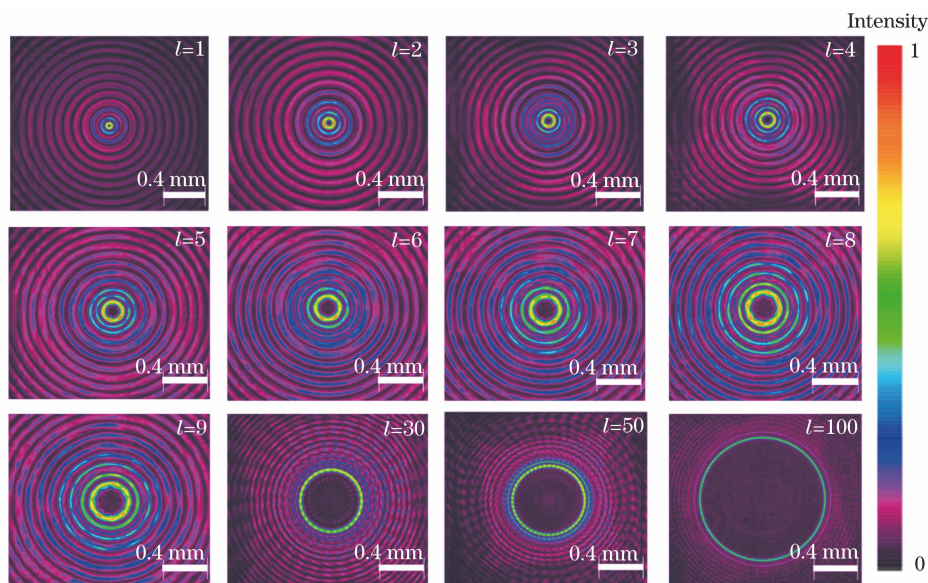


图 5 实验制备的贝塞尔涡旋光束在不同拓扑荷数下的光强分布

Fig. 5 Intensity distributions of Bessel vortex beam prepared by experiment under different topological charges

涡旋光束的光强对比图,其中第一行为一级调制下的贝塞尔涡旋光束,第二行为零级调制下的贝塞尔涡旋光束。由图 6 可以看出,在拓扑荷数较小的情况下,两种方法制备的贝塞尔光束效果均较好,而在大拓扑荷数情况下,衍射零级调制下的贝塞尔光束由于中空暗核的增大,光束质量受背景光的影响后有一定程度的降低。对于模式纯度的采集,本文采用式(10)的四步相移法将贝塞尔涡旋光束的强度图分别转变了 $45^\circ/l_a$ 、 $90^\circ/l_a$ 、 $135^\circ/l_a$ 和 $180^\circ/l_a$,其中 l_a 表示涡旋光拓扑荷数的绝对值,对贝塞尔涡旋光束的复振幅进行表征,采用式(11)和式(12)计算得

出了拓扑荷数从 10 到 100 的情况下通过零级调制与一级调制制备的贝塞尔涡旋光束的模式纯度对比,如图 7 所示。从图 7 可以看到,随着拓扑荷数的增加,通过衍射零级和衍射一级制备的光束的模式纯度整体呈下降趋势,这是由于随着拓扑荷数的增加,中空暗核不断扩大,而且大量不规则光束的存在导致通过棋盘相格法制备的贝塞尔涡旋光束所携带的零阶分量的比重大幅度增加。此外,通过零级调制制备的涡旋光束的模式纯度较通过一级调制制备的涡旋光束下降了 30%,在拓扑荷数为 70~100 的情况下,通过零级调制制备的涡旋光束的模式纯

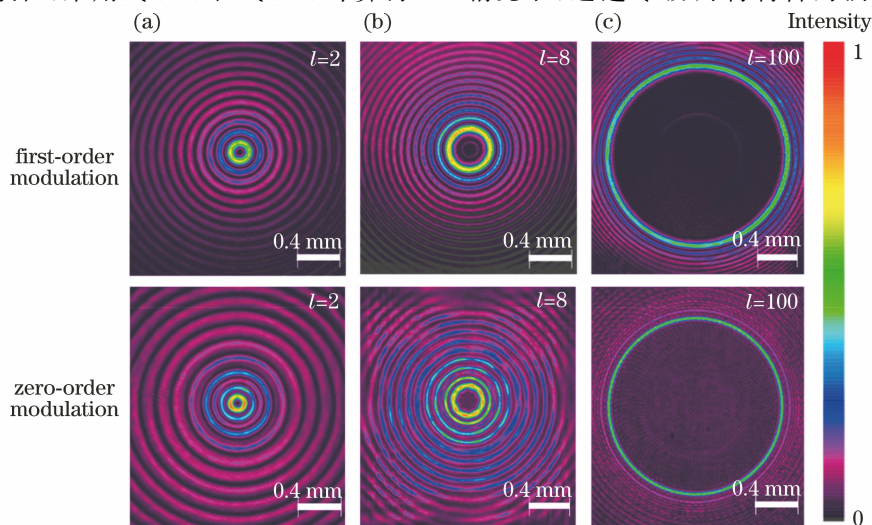


图 6 一级调制和零级调制的贝塞尔涡旋光束在不同 l_a 下的光强分布。(a) $l_a=2$ 的贝塞尔涡旋光束; (b) $l_a=8$ 的贝塞尔涡旋光束; (c) $l_a=100$ 的贝塞尔涡旋光束

Fig. 6 Intensity distributions of Bessel vortex beams at first-order modulation and zeroth-order modulation under different l_a values. (a) Bessel vortex beam at $l_a=2$; (b) Bessel vortex beam at $l_a=8$; (c) Bessel vortex beam at $l_a=100$

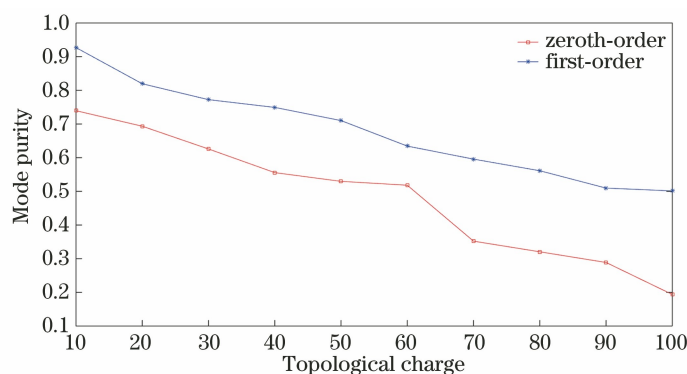


图 7 贝塞尔涡旋光束在拓扑荷数为 10~100 时衍射零级和衍射一级模式纯度的变化曲线

Fig. 7 Variation curves of zeroth-order and first-order mode purity of Bessel vortex beam when topological charge is 10-100

度下降更为明显,约为通过一级调制制备的光束的 53%。

通过采集入射到 SLM 上的光束强度以及在零级和一级调制下制备的涡旋光束的强度,本文同时计算了两种调制方法下同模式涡旋光束的衍射效率,如图 8 所示。从图 8 可以看到,随着拓扑荷数的增加,零级调制和一级调制的贝塞尔涡旋

光束的衍射效率都呈下降趋势,而一级调制的衍射效率与零级调制相比显著下降,这是由于入射到 SLM 上的高斯光的偏振态是混合的,不能实现完全意义上的纯相位调制,从而无法达到闪耀光栅的最大衍射效率。实验结果表明,与在一级调制下制备的贝塞尔涡旋光束相比,在零级制备的光束的衍射效率提升了约 4.5 倍。

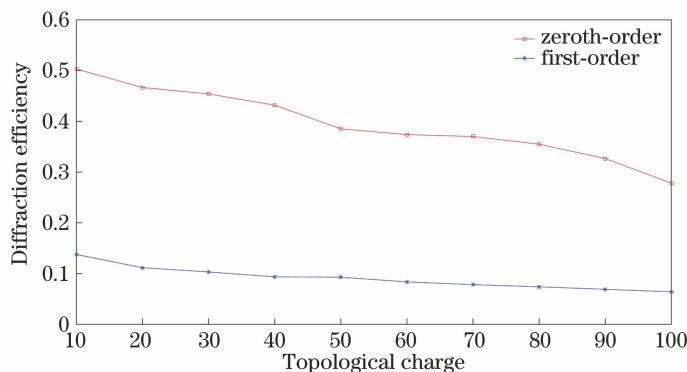


图 8 在衍射零级和衍射一级分别制备的贝塞尔涡旋光束在拓扑荷数为 10~100 时的衍射效率

Fig. 8 Diffraction efficiency of Bessel vortex beams prepared at zeroth-order and first-order diffraction when topological charge is 10-100

通过对在衍射零级和一级制备的贝塞尔涡旋光束的模式纯度和衍射效率的双重对比可以看出,在零级制备的贝塞尔涡旋光束虽然牺牲了部分模式纯度,但效率有巨大提升,这在光学探测、多普勒测速和编码光学等领域具有重要的应用价值。

5 结 论

首先,本文对棋盘相格法所使用的二维二进制光栅周期的选取进行了分析,详细介绍了棋盘相格法实现复振幅调制的公式推导,基于棋盘相格法和奈奎斯特光栅分别模拟了低阶和高阶拓扑荷数下贝塞尔涡旋光束的相位光强分布。其次,本文搭建了相关实验装置,实现了在衍射零级的低阶和高阶贝

塞尔涡旋光束的制备。在此基础上,讨论了本文方法的优点和不足。实验结果表明,棋盘相格法在衍射零级制备的涡旋光束虽然牺牲了部分模式纯度,但换来了衍射效率的巨大提升。本文方法为高功率、高阶贝塞尔涡旋光束的制备提供了新思路,在光学微操控、高维量子纠缠和物体转速测量等领域具有重要的应用价值。

参 考 文 献

- [1] Durnin J. Exact solutions for nondiffracting beams. I. The scalar theory [J]. Journal of the Optical Society of America A, 1987, 4(4): 651-654.
- [2] Fu S Y, Wang T L, Zhang Z Y, et al. Non-diffractive Bessel-Gauss beams for the detection of

- rotating object free of obstructions [J]. *Optics Express*, 2017, 25(17): 20098-20108.
- [3] 蒋志平, 陆启生, 刘泽金, 等. 贝塞尔光束的应用 [J]. *光学技术*, 1997, 23(1): 5.
Jiang Z P, Lu Q S, Liu Z J, et al. Applications of Bessel beam: a review [J]. *Optical Technology*, 1997, 23(1): 5.
- [4] Li X Z, Tai Y P, Zhang L P, et al. Characterization of dynamic random process using optical vortex metrology[J]. *Applied Physics B*, 2014, 116(4): 901-909.
- [5] Chmyrov A, Keller J, Grotjohann T, et al. Nanoscopy with more than 100, 000 'doughnuts' [J]. *Nature Methods*, 2013, 10(8): 737-740.
- [6] Aleksanyan A, Kravets N, Brasselet E. Multiple-star system adaptive vortex coronagraphy using a liquid crystal light valve [J]. *Physical Review Letters*, 2017, 118(20): 203902.
- [7] Yang C H, Chen Y D, Wu S T, et al. Independent manipulation of topological charges and polarization patterns of optical vortices [J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 31546.
- [8] Lamstein J, Bezryadina A, Preece D, et al. Optical tug-of-war tweezers: shaping light for dynamic control of bacterial cells (Invited Paper)[J]. *Chinese Optics Letters*, 2017, 15(3): 30010-30013.
- [9] 刘奎, 李治, 郭辉, 等. 使用空间光调制器产生高阶厄米高斯光束 [J]. *中国激光*, 2020, 47(9): 0905004.
Liu K, Li Z, Guo H, et al. Generation of high-order Hermite-Gaussian beams using a spatial light modulator[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(9): 0905004.
- [10] 马亚云, 赵冬娥, 张斌. 基于偏振显示的液晶空间光调制器相位特性研究 [J]. *激光与光电子学进展*, 2021, 58(7): 0723004.
Ma Y Y, Zhao D E, Zhang B. Research on phase characteristics of liquid crystal spatial light modulator based on polarization display [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2021, 58(7): 0723004.
- [11] 马文琪, 路慧敏, 王建萍, 等. 基于空间光调制器和深度学习的涡旋光束产生 [J]. *光学学报*, 2021, 41(11): 1107001.
Ma W Q, Lu H M, Wang J P, et al. Vortex beam generation based on spatial light modulator and deep learning[J]. *Acta Optica Sinica*, 2021, 41(11): 1107001.
- [12] Ma H T, Liu Z J, Zhou P, et al. Generation of flat-top beam with phase-only liquid crystal spatial light modulators[J]. *Journal of Optics*, 2010, 12(4): 045704.
- [13] Arrizón V. Optimum on-axis computer-generated hologram encoded into low-resolution phase-modulation devices [J]. *Optics Letters*, 2003, 28(24): 2521-2523.
- [14] Mendoza-Yero O, Mínguez-Vega G, Lancis J. Encoding complex fields by using a phase-only optical element [J]. *Optics Letters*, 2014, 39(7): 1740-1743.
- [15] Davis J A, Slovick B A, Tuvey C S, et al. High diffraction efficiency from one- and two-dimensional Nyquist frequency binary-phase gratings [J]. *Applied Optics*, 2008, 47(15): 2829-2834.
- [16] Davis J A, Wolfe E D, Moreno I, et al. Encoding complex amplitude information onto phase-only diffractive optical elements using binary phase Nyquist gratings [J]. *OSA Continuum*, 2021, 4(3): 896-910.