

单级变栅距叉形光栅

胡华奎^{1,2}, 曹富林^{1,2}, 赵越^{1,2}, 谢常青^{1*}¹中国科学院微电子研究所微电子器件与集成技术重点实验室, 北京 100029;²中国科学院大学, 北京 100049

摘要 为了抑制传统叉形光栅的高级衍射,提出了一种单一的光学元件,即变栅距叉形光栅,通过适当调节光栅线条的中心位置,有效地抑制了不必要的高级衍射。数值模拟和实验证明,变栅距叉形光栅具有良好的单级衍射特性,可以有效地抑制不必要的高级衍射,与理论预测几乎一致,三级衍射光强可从所需一级衍射光强的 24% 到弱于背景光强度。然后,分析了最大移动距离、周期和图形面积对抑制高级衍射的影响,同时证实了输出光束具有多拓扑荷的螺旋相位结构。变栅距叉形光栅的高级衍射抑制特性使其在成像、显微和粒子捕捉等方面具有广阔的应用前景。

关键词 光栅; 光学涡旋; 衍射光学; 单级衍射; 准正弦

中图分类号 O436.1

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS202242.1405005

Single-Order Fork Modulated Groove Position Gratings

Hu Huakui^{1,2}, Cao Fulin^{1,2}, Zhao Yue^{1,2}, Xie Changqing^{1*}

¹Key Laboratory of Microelectronic Devices Integrated Technology, Institute of Microelectronics of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029, China;

²University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

Abstract To suppress the high-order diffraction of traditional fork gratings, a single optical element, the fork modulated groove position grating (FMGPG), is proposed, which can effectively suppress undesired high-order diffraction by adjusting the center position of grating lines. Numerical simulations and experimental results indicate that the FMGPG has a good single-order diffraction characteristic and can effectively suppress undesired high-order diffraction, which is almost consistent with the theoretical prediction. The third-order diffraction light intensity can be reduced from 24% of the required first-order diffraction light intensity to a degree less than the light intensity of the background. The suppression effects of periods, maximum movement distance, and graph areas on high-order diffraction are analyzed. Meanwhile, it is confirmed that the output beams have helical phase structures with multiple topological charges. The high-order diffraction suppression characteristic of the proposed gratings has broad application prospects in aspects such as imaging, microscopy, and particle capture.

Key words gratings; optical vortices; diffraction optics; single-order diffraction; quasi-sinusoidal

1 引言

光学涡旋是一种具有螺旋相位波前、带有轨道角动量(OAM)、能够携带不同拓扑电荷数的光束^[1-2]。因其独特的相位奇点性质,在粒子操纵^[3-4]、光计算^[5]、光通信^[6]、超分辨成像^[7]领域具有广泛的应用前景。到目前为止,人们已经提出了很多种方法来生成光学涡旋,如叉形光栅(FG)^[8]、螺旋波带片^[9]、空间光调制器^[10]、超表面^[11]、q波片^[12]和模式转换器^[13]等。其中,

叉形光栅作为叉形全息图的二进制形式,由于其结构简单,并且在任意传播距离内均可观测到清晰的涡旋,是产生光学涡旋最有效、最简便的方法之一。

由于传统的振幅型叉形光栅具有与矩形光栅类似的平面周期性结构,叉形光栅通常不可避免地产生较高级次的衍射涡旋。在大多数实际应用中,通常只需要 ± 1 级衍射。对于非单色光入射,衍射谱和波长并非一一对应的关系,不必要的高级衍射总是与 ± 1 级衍射重叠,降低了光学系统的分辨能力。近年来,人们

收稿日期: 2022-01-05; 修回日期: 2022-01-25; 录用日期: 2022-02-21

基金项目: 国家重点研发计划(2017YFA0206002)、国家自然科学基金(U1832217, 61888102, 61821091, 61804169)

通信作者: *xiechangqing@ime.ac.cn

提出并实现了使用单个衍射光学元件来抑制高级衍射,包括单级衍射光栅^[14-18]和光子筛^[19]。Zhao等^[20]提出了一种广义叉形光栅,通过将传统叉形光栅线条划分为若干个小矩形并随机调整小矩形的位置,从而产生抑制高级衍射的光学涡旋,但结构较为复杂,对于制作工艺要求较高。Zang等^[21]提出了Cantor序列螺旋波带片,在方位角方向使用两个调制参数来修正正弦窗函数来产生抑制高级衍射的涡旋。Shan等^[22]提出了一种由亚波长人工结构组成的叉形光栅,用于产生具有抑制0级和超高分辨率的涡旋。

本文提出了一种新型的单级叉形光栅——变栅距叉形光栅(FMGPG)。详细介绍了FMGPG的设计原理、理论分析、制造过程和实验验证,并分析了最大移动距离、周期和图形面积对抑制高级衍射的影响。仿真和实验结果表明,FMGPG可以有效地抑制不必要的高级衍射,同时实验结果证实了输出光束具有多拓扑荷的螺旋相位结构。这种简单紧凑的光学元件可以采用标准的平面工艺制作,降低了制造的复杂性,带来了低成本生产的可能性。

2 理论分析

对于传统的振幅型叉形光栅,极坐标下的透射率函数可表示为

$$\tau(\rho, \phi) = \begin{cases} 1, & 2n\pi < \rho k_x \cos \phi - l\phi - \Phi_b < \pi + 2n\pi \\ 0, & \text{others} \end{cases}, \quad (1)$$

式中: $n \in \mathbb{Z}$,表示第 n 个光栅线条; ϕ 为方位角; l 为拓扑电荷(TC); d 为远离分叉中心的叉形光栅周期; $k_x = 2\pi/d$ 。当 $\Phi_b = \pi/2 \times \text{mod}(l, 2)$ 时,叉形光栅沿 y 轴对称。将式(1)分为无限个衍射级,表达式^[23]为

$$\tau(\rho, \phi) = \frac{1}{2} + \sum_{m=1}^{\infty} t_m \exp\left[-im\left(\frac{2\pi}{d}\rho \cos \phi - l\phi\right)\right] + \sum_{m=1}^{\infty} t_{-m} \exp\left[im\left(\frac{2\pi}{d}\rho \cos \phi - l\phi\right)\right], \quad (2)$$

式中: m 为衍射级次,对于奇数衍射级 $t_{\pm m} = \pm i/m\pi$,对于偶数衍射级 $t_{\pm m} = 0(m \neq 0)$ 。图1(a)为常规叉形光栅结构示意图。每个光栅线条的宽度 Δ_x^n 可以写为

$$\Delta_x^n(\rho, \phi) = \frac{\phi_n^\pi - \phi_n^0}{k_x}, \quad (3)$$

其中,

$$\begin{cases} k_x \rho \cos(\phi_n^0) - l\phi_n^0 + \Phi_0 = 2n\pi \\ k_x \rho \cos(\phi_n^\pi) - l\phi_n^\pi + \Phi_0 = \pi + 2n\pi \end{cases}, \quad (4)$$

式中: ϕ_n^0 和 ϕ_n^π 是方位角 ϕ 的边界条件; Φ_0 为初始相位。

对于FMGPG,本文将一种单级光栅-变栅距光栅^[17]抑制高级衍射的特性扩展到叉形光栅上,从而使FMGPG结合了变栅距光栅的抑制高级衍射和径向希尔伯特变换功能。FMGPG通过移动每个光栅线条的中心位置,使整个叉形光栅的等效透射率遵循正弦分布来达到抑制高级衍射的效果,如图1(b)所示。光栅线条中心位置移动的距离按照下式分布。

$$\xi = \begin{cases} R \cos\left(\frac{2\pi}{d}n\right), & |\xi| \leq d/4 \\ 0, & |\xi| > d/4 \end{cases}, \quad (5)$$

式中: R 为光栅线条中心最大的移动距离。第 n 个FMGPG线条的中心距离为

$$x_0^n = \frac{\rho_n^\pi \cos(\phi_n^\pi) + \rho_n^0 \cos(\phi_n^0)}{2} + \xi^n, \quad (6)$$

式中: ξ^n 为第 n 个FMGPG线条中心的移动距离。值得注意的是, $R=0$ 对应于传统的叉形光栅。因此,FMGPG是叉形光栅的一种特殊情况。FMGPG的透射率函数可以写为

$$\tau_{\text{FMGPG}}(x, y) = \text{rect}\left(\frac{x - x_0^n}{\Delta_x^n}\right). \quad (7)$$

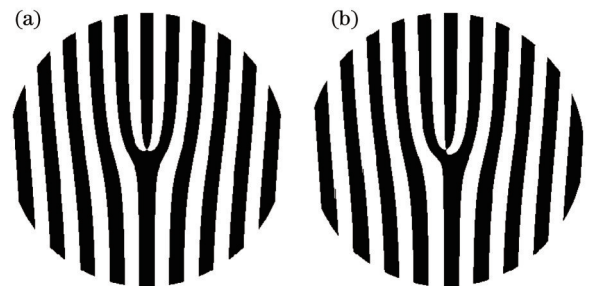


图1 结构示意图。(a) FG; (b) FMGPG

Fig. 1 Schematic diagrams. (a) FG; (b) FMGPG

为简单起见,这里只考虑平面波垂直入射于FMGPG的情况。根据夫琅禾费公式,远场衍射可以写为

$$Y(x_f, y_f) \propto \int \tau_{\text{FMGPG}}(x, y) \exp\left[-i\frac{2\pi}{\lambda z}(x_f x + y_f y)\right] dx dy = Y_{\text{fg}}(x_f, y_f) \left[\frac{1}{n} \sum_n \exp(-i2\pi x_f \xi^n) \right] = Y_{\text{fg}}(x_f, y_f) \int_{-d/4}^{d/4} \xi^n \exp(-i2\pi x_f \xi^n) dn = Y_{\text{fg}}(x_f, y_f) \frac{1}{\beta \pi x_f d} \sin\left(\frac{\pi x_f d}{2}\right) = Y_{\text{fg}}(x_f, y_f) \frac{2}{\beta} \text{sinc}\left(\frac{\pi x_f d}{2}\right), \quad (8)$$

式中: z 为传播距离; λ 为入射光波长; $x_f = x/(\lambda z)$; $y_f = y/(\lambda z)$; $\beta = R/d$; Y_{fg} 为传统的FG的远场衍射分布。当 x_f 趋于无穷时,sinc函数一直振荡并趋于零。这一

现象与我们抑制高级衍射、保留0级和 ± 1 级衍射的目的是一致的。

由于基于二维啁啾Z变换(CZT)的非涅耳衍射积

分(FDI)计算速度快于基于快速傅里叶变换的方法和直接积分的方法,本文采用基于二维 CZT 的 FDI 方法对设计的 FMGPG 进行数值模拟。在本课题组之前的

工作中,详细介绍了二维 CZT 方法^[24]。平面波通过 FMGPG 的涡旋光束强度分布可以写成

$$Y_{\text{FMGPG}}(x_2, y_2) = \frac{\exp(ik_x z) \exp\left[\frac{ik_x}{2z}(x_2^2 + y_2^2)\right]}{i\lambda z_1} \times \text{2D CZT} \left\{ \tau_{\text{FMGPG}}(x_1, y_1) \times \exp\left[\frac{i\pi}{\lambda z}(x_1^2 + y_1^2)\right] \right\}, \quad (9)$$

式中: (x_1, y_1) 和 (x_2, y_2) 分别是 FMGPG 平面和观测平面上的笛卡尔坐标; 2D CZT 为二维 CZT 算法。

所有数值模拟均采用基于二维 CZT 的 FDI 算法, 如式 (9) 所示。FMGPG 的特征参数如下: $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, $R = 11 \text{ }\mu\text{m}$, $d = 40 \text{ }\mu\text{m}$, $l = 10$, 以及图形面积

为 80 mm^2 。图 2 为 FMGPG 和 FG 的仿真远场衍射强度图, 正如预期, 与传统叉形光栅相比 [图 1(d)], FMGPG 只存在 0 级和 ± 1 级衍射, ± 1 级的衍射效率为 9.11% , 高级衍射被有效抑制, 验证了 FMGPG 的有效性。

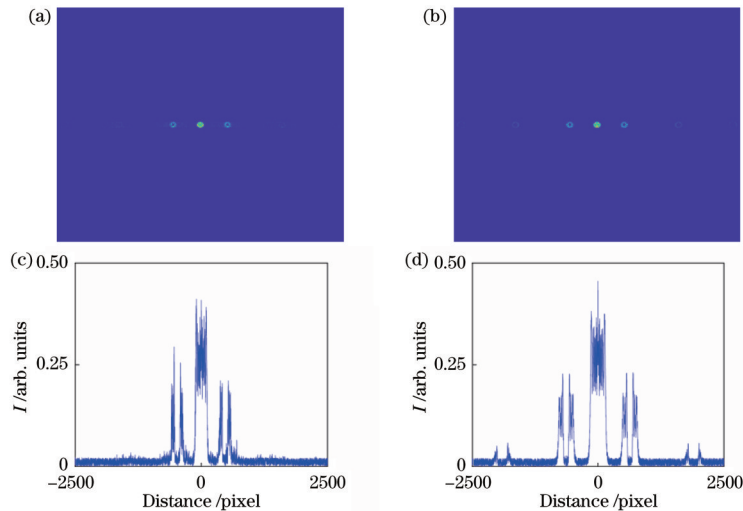


图 2 FMGPG 和 FG 的远场衍射强度比较。(a) FMGPG 的衍射图形; (b) FG 的衍射图形; (c) 图 (a) 对应的轴向衍射强度分布; (d) 图 (b) 对应的轴向衍射强度分布

Fig. 2 Comparison of far-field diffraction intensities for FMGPG and FG. (a) Diffraction pattern of FMGPG; (b) diffraction pattern of FG; (c) corresponding axis diffraction intensity distribution for Fig. (a); (d) corresponding axis diffraction intensity distribution for Fig. (b)

3 特性分析

3.1 最大移动距离对抑制高级衍射的影响

根据式 (5) 可知, 移动光栅线条的中心位置可以使 FMGPG 的透射率函数收敛到理想的正弦函数。因此, 移动距离是本文需要考虑的一个重要因素, 而移动距离主要由最大移动距离 R 决定。当最大移动距离分别为 $3 \text{ }\mu\text{m}$ 、 $7 \text{ }\mu\text{m}$ 和 $11 \text{ }\mu\text{m}$ 时, FMGPG 的远场轴向衍射强度如图 3 所示。仿真结果表明, 高级衍射涡旋的抑制效果与最大移动距离呈正相关关系。当最大移动距离为 $3 \text{ }\mu\text{m}$ 时, 观察平面上出现较强的高级衍射涡旋; 当最大移动距离从 $3 \text{ }\mu\text{m}$ 增加到 $7 \text{ }\mu\text{m}$ 时, 高级衍射涡旋仍然存在, 但高级衍射涡旋的强度要弱于图 3(a) 中的高级衍射涡旋; 当最大移动距离增加到 $11 \text{ }\mu\text{m}$ 时, FMGPG 的透射率函数收敛到理想的正弦函数, 高级衍射涡旋得到了很好的抑制, 高级衍射涡旋已经观测不到。

3.2 周期对抑制高级衍射的影响

图 4 分别为周期等于 $40 \text{ }\mu\text{m}$ 、 $50 \text{ }\mu\text{m}$ 和 $80 \text{ }\mu\text{m}$ 时 FMGPG 的远场轴向衍射强度图。随着周期的增加, 可以清楚地看到两侧的涡旋向中间移动, 且移动距离相等, 这主要由光栅的色散特性决定。但需要注意的是, 高级衍射涡旋的抑制效果与周期呈负相关关系。当周期增加到 $80 \text{ }\mu\text{m}$ 时, 可以在图 4(c) 中清晰地看到高级衍射涡旋。这种现象可以归结为最大移动距离小于 FMGPG 的最小特征尺寸以及光栅线条的数量持续减少, 使得透射率函数无法收敛到一个理想的正弦函数。因此, 在改变周期的时候, 为了抑制高级衍射, 还需要改变最大移动距离或增加光栅线条的数量。

3.3 图形面积对抑制高级衍射的影响

除了最大移动距离和周期的影响, 图形面积 S 也是需要考虑的另一个因素。图 5 为图形面积分别等于 50 mm^2 和 80 mm^2 时 FMGPG 的远场轴向衍射强度图。

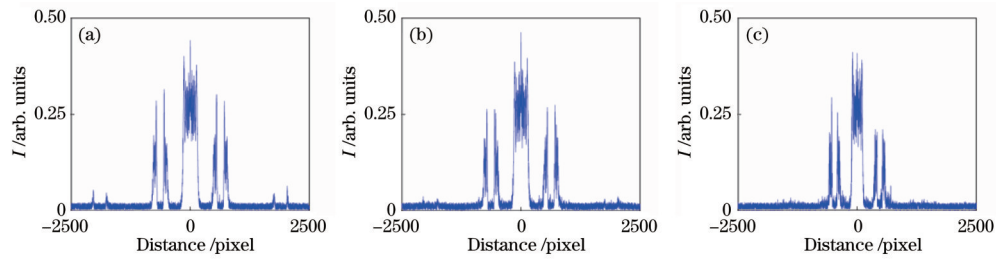


图 3 不同 R 值时变栅距叉形光栅的远场轴向衍射强度分布。(a) $R=3\ \mu\text{m}$; (b) $R=7\ \mu\text{m}$; (c) $R=11\ \mu\text{m}$

Fig. 3 Far-field axis diffraction intensity distributions of FMGPG with different R values. (a) $R=3\ \mu\text{m}$; (b) $R=7\ \mu\text{m}$; (c) $R=11\ \mu\text{m}$

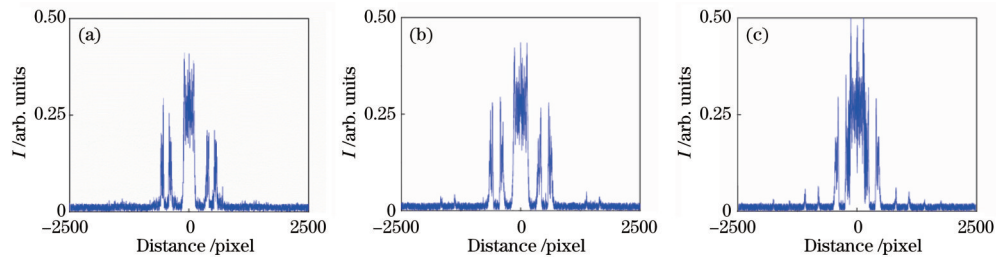


图 4 不同周期 d 时 FMGPG 的远场轴向衍射强度分布。(a) $d=40\ \mu\text{m}$; (b) $d=50\ \mu\text{m}$; (c) $d=80\ \mu\text{m}$

Fig. 4 Far-field axis diffraction intensity distributions of FMGPG with different d values. (a) $d=40\ \mu\text{m}$; (b) $d=50\ \mu\text{m}$; (c) $d=80\ \mu\text{m}$

可以看出,图 5 中的轴向强度分布与图 3 相似,此外,图形面积越大,高级衍射涡旋就越容易被抑制,如图 5(b) 所示。这主要因为光栅线条的数量随着图形面

积的增大也在增加,透射率函数可调控的区域更广泛,这使得透射率函数更容易收敛到理想的正弦函数。

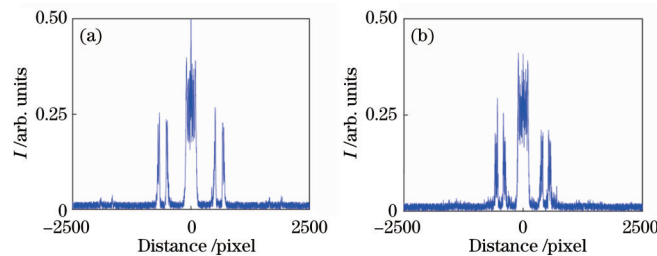


图 5 不同 S 值时 FMGPG 的远场轴向衍射强度分布。(a) $S=50\ \text{mm}^2$; (b) $S=80\ \text{mm}^2$

Fig. 5 Far-field axis diffraction intensity distributions of FMGPG with different S values. (a) $S=50\ \text{mm}^2$; (b) $S=80\ \text{mm}^2$

4 实验验证与分析

为了验证数值模拟结果,本文进行了原理验证实验。采用标准的平面制造工艺,得到了一个拓扑荷为 10 的 FMGPG 和 FG, FMGPG 的结构参数如下: $\lambda=632.8\ \text{nm}$, $R=11\ \mu\text{m}$, $d=40\ \mu\text{m}$, $l=10$, 以及图形面积为 $80\ \text{mm}^2$ 。制作步骤如下: 1) 利用集成电路版图软件 LEDIT 绘制相应的图形, 并且生成曝光所需要的 GDS 格式文件; 2) 使用电子束蒸发工艺在玻璃基板上沉积厚度为 $100\ \text{nm}$ 的铬; 3) 在铬层上旋涂 $150\ \text{nm}$ 厚的光刻胶 AZ1500, 并在 $90\ ^\circ\text{C}$ 热板上软烘 $2\ \text{min}$; 4) 使用激光直写光刻系统 (DESIGN WRITE LAZER 2000) 将图形转移到光刻胶上; 5) 使用硝酸铈铵溶液湿法刻蚀将图案转移到铬层上; 6) 使用丙酮去除残留的光刻胶以及去离子水冲洗样品, 并用氮气将样品吹干, 形成铬的金属图形结构。图 6 为制备后结构的光学显微镜照片, 观察到的二元结构表明, 该工艺方法可以很容易地

制造出目标图形。

本文搭建了实验装置对 FMGPG 和 FG 的性能进行表征, 如图 7 所示。波长为 $632.8\ \text{nm}$ 的 He-Ne 激光束通过扩束器增加光束面积, 随后该光束照射在 FMGPG 或 FG 上, 其透射光在远场被 CCD 接收, 并在显示器上显示透射光的强度分布。

由于 CCD 的接收屏幕较小以及叉形光栅对称的远场分布, 我们截取 FMGPG 和 FG 的 0 级、+1 级和 +3 级衍射图像来分析。图 8(a) 和 (b) 为 CCD 接收的衍射强度图像。对于传统的叉形光栅, 观测平面中存在着 0 级、+1 级和 +3 级衍射; 而对于 FMGPG, 只存在 0 级和 +1 级衍射。FMGPG 和 FG 的轴向强度分布如图 8(c) 和 (d) 所示, FMGPG 的三级衍射光强可从所需的一级衍射光强的 24% 到弱于背景光强度。这种 FMGPG 仍然限制了 +2~+3 级的衍射以及 +3 级的衍射融入背景噪声中。FMGPG 的背景强度与传统的叉形光栅基本相同, 说明从高级衍射转移来的能量

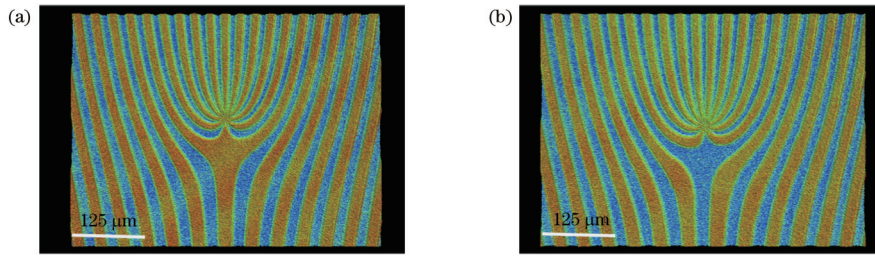


图 6 光学显微镜照片。(a) FMGPG; (b) FG

Fig. 6 Optical microscope images. (a) FMGPG; (b) FG

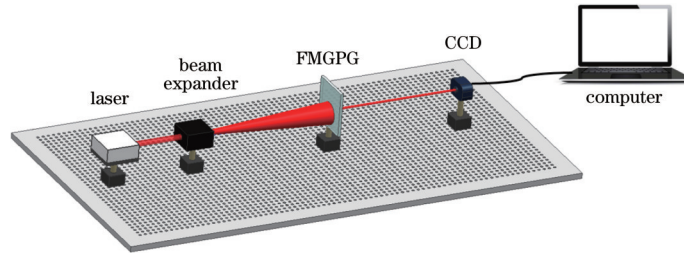


图 7 实验装置图

Fig. 7 Experimental setup

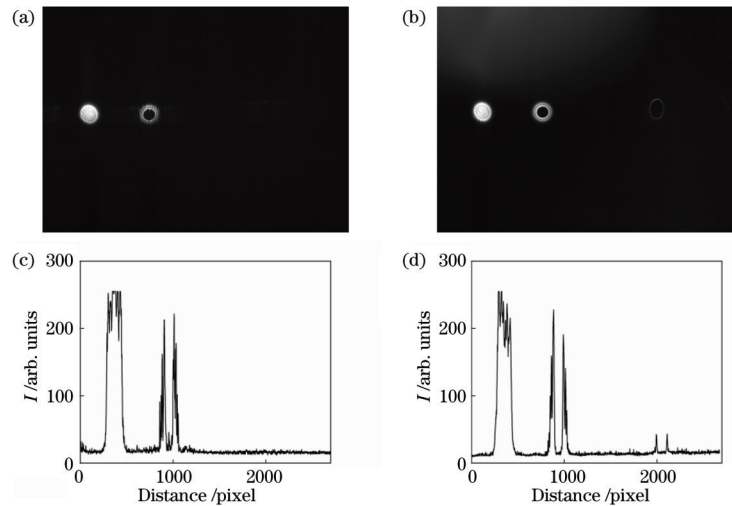


图 8 实验中 FMGPG 和 FG 的远场衍射强度比较。(a) FMGPG 的衍射图形; (b) FG 的衍射图形; (c) 图 (a) 对应的轴向衍射强度分布; (d) 图 (b) 对应的轴向衍射强度分布

Fig. 8 Comparison of far-field diffraction intensities for FMGPG and FG in experiment. (a) Diffraction pattern of FMGPG; (b) diffraction pattern of FG; (c) corresponding axis diffraction intensity distribution for Fig. (a); (d) corresponding axis diffraction intensity distribution for Fig. (b)

对背景影响很小。这些结果验证了 FMGPG 在抑制高衍射级方面优于传统的叉形光栅。

为了进一步验证输出光束的螺旋相位结构,在 CCD 和 FMGPG 中间放置一个柱面镜,将拓扑荷为 6、8 和 10 的 OAM 光束分别通过柱面镜会在焦点处产生干涉,随后被 CCD 记录。干涉图形中的暗条纹给出了 OAM 的一个整数值,倾斜的方向给出了 OAM 的符号,如图 9 所示。通过检查倾斜的方向和暗条纹的数量,可以清楚地看到涡旋的拓扑荷分别为 6、8 和 10。

4 结 论

本文引入了一种新型的单级叉形光栅,即 FMGPG,通过适当调节光栅线条的中心位置,有效地抑制了多余的高级衍射。数值模拟和实验证明,FMGPG 可以有效地抑制不必要的高级衍射,三级衍射光强可从所需一级衍射光强的 24% 到弱于背景光强度,并且降低了严格正弦式叉形光栅的制造难度。然后分析了最大移动距离、周期和图形面积对抑制高级衍射的影响,同时证实了输出光束具有多拓扑荷的螺旋相位结构。FMGPG 的高衍射级抑制特性在成

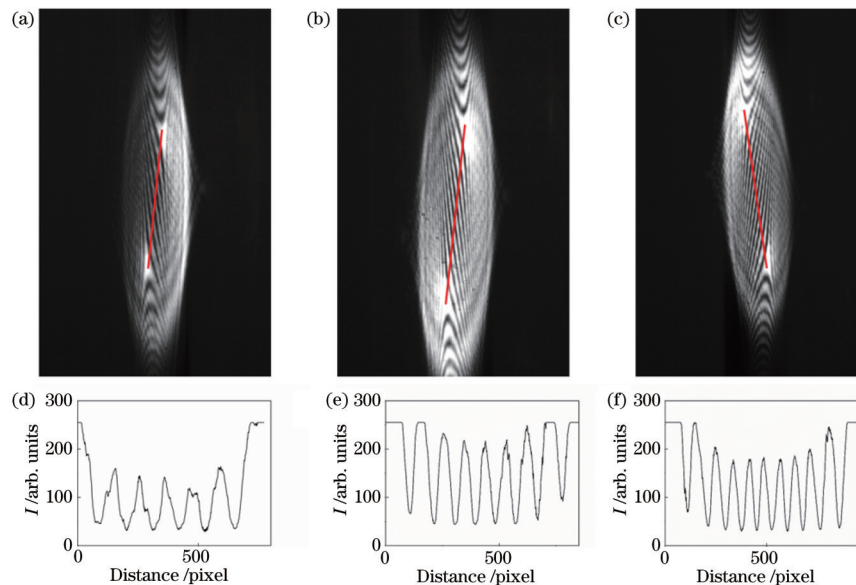


图9 不同的拓扑电荷时变间距光栅产生的涡旋通过柱面镜后的干涉条纹比较。(a) TC为6;(b) TC为8;(c) TC为10;(d)图(a)红线对应的截面衍射强度分布;(e)图(b)红线对应的截面衍射强度分布图;(f)图(c)红线对应的截面衍射强度分布图

Fig. 9 Comparison of interference fringe of the vortex generated by FMGPG spread through the cylindrical lens with different TC values. (a) TC is 6; (b) TC is 8; (c) TC is 10; (d) cross-sectional intensity distribution along the red line in Fig. (a); (e) cross-sectional intensity distribution along the red line in Fig. (b); (f) cross-sectional intensity distribution along the red line in Fig. (c)

像、显微和粒子操纵等方面具有广阔的应用前景。

参 考 文 献

- [1] Yao A M, Padgett M J. Orbital angular momentum: origins, behavior and applications[J]. *Advances in Optics and Photonics*, 2011, 3(2): 161-204.
- [2] Bazhenov V Y, Soskin M S, Vasnetsov M V. Screw dislocations in light wavefronts[J]. *Journal of Modern Optics*, 1992, 39(5): 985-990.
- [3] Liang Y S, Cai Y N, Wang Z J, et al. Aberration correction in holographic optical tweezers using a high-order optical vortex[J]. *Applied Optics*, 2018, 57(13): 3618-3623.
- [4] 杨伟东, 邱晓东, 陈理想. 光轨道角动量分离、成像、传感及微操控应用研究进展[J]. *中国激光*, 2020, 47(5): 0500013.
Yang W D, Qiu X D, Chen L X. Research progress in detection, imaging, sensing, and micromanipulation application of orbital angular momentum of beams[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(5): 0500013.
- [5] Freund I. Critical point explosions in two-dimensional wave fields[J]. *Optics Communications*, 1999, 159(1/2/3): 99-117.
- [6] 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.
- [7] Liu K, Cheng Y Q, Gao Y, et al. Super-resolution radar imaging based on experimental OAM beams[J]. *Applied Physics Letters*, 2017, 110(16): 164102.
- [8] Khonina S N, Ustinov A V, Kirilenko M S, et al. Application of a binary curved fork grating for the generation and detection of optical vortices outside the focal plane[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2020, 37(6): 1714-1721.
- [9] Ji Z W, Zang H P, Fan C Z, et al. Fractal spiral zone plates[J]. *Journal of the Optical Society of America. A, Optics, Image Science, and Vision*, 2018, 35(5): 726-731.
- [10] 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.
- [11] 郭姣艳, 李文宇, 孙然, 等. 基于双箭头超表面宽带太赫兹涡旋光束的产生[J]. *中国激光*, 2021, 48(20): 2014003.
Guo J Y, Li W Y, Sun R, et al. Generation of broadband terahertz vortex beam based on double-arrow metasurface[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2021, 48(20): 2014003.
- [12] Marrucci L, Manzo C, Paparo D. Optical spin-to-orbital angular momentum conversion in inhomogeneous anisotropic media[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96(16): 163905.
- [13] Wang T, Wang F, Shi F, et al. Generation of femtosecond optical vortex beams in all-fiber mode-locked fiber laser using mode selective coupler[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2017, 35(11): 2161-2166.
- [14] Kuang L Y, Cao L F, Zhu X L, et al. Quasi-sinusoidal single-order diffraction transmission grating used in X-ray spectroscopy[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(20): 3954-3956.

- [15] Chen J H, Wei L, Yang Z H, et al. Binary sinusoidal single-order multilayer gratings for tender X-ray region [J]. *Journal of the Optical Society of America. A, Optics, Image Science, and Vision*, 2020, 37(6): 1008-1013.
- [16] Fan Q P, Liu Y W, Wang C K, et al. Single-order diffraction grating designed by trapezoidal transmission function[J]. *Optics Letters*, 2015, 40(11): 2657-2660.
- [17] Gao N, Xie C Q. High-order diffraction suppression using modulated groove position gratings[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(21): 4251-4253.
- [18] Cao L F, Förster E, Fuhrmann A, et al. Single order X-ray diffraction with binary sinusoidal transmission grating [J]. *Applied Physics Letters*, 2007, 90(5): 053501.
- [19] Kipp L, Skibowski M, Johnson R L, et al. Sharper images by focusing soft X-rays with photon sieves[J]. *Nature*, 2001, 414(6860): 184-188.
- [20] Zhao Y, Wang E L, Cao F L, et al. Toward generalized forked gratings via deep learning[J]. *Optics Letters*, 2021, 46(24): 6059-6062.
- [21] Zang H P, Ding S L, Wei L, et al. Fractal spiral zone plate with high-order harmonics suppression[J]. *Applied Optics*, 2019, 58(31): 8680-8686.
- [22] Shan X, Li Z L, Deng L G, et al. Continuous amplitude-modulated meta-fork gratings with zero-order extinction [J]. *Optics Letters*, 2020, 45(7): 1902-1905.
- [23] Janicijevic L, Topuzoski S. Fresnel and Fraunhofer diffraction of a Gaussian laser beam by fork-shaped gratings[J]. *Journal of the Optical Society of America. A, Optics, Image Science, and Vision*, 2008, 25(11): 2659-2669.
- [24] Cao F L, Zhao Y, Yao C H, et al. All diffractive optical element setup for creating and characterizing optical vortices with high topological charges: analytical models and numerical results[J]. *Optics Communications*, 2021, 495: 127119.