

用四台阶相位板产生涡旋光束

施建珍 杨深 邹亚琪 纪宪明 印建平

Generation of vortex beams by the four-step phase plates

Shi Jian-Zhen Yang Shen Zou Ya-Qi Ji Xian-Ming Yin Jian-Ping

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 184202 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.184202

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.184202>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I18>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

阿基米德螺旋微纳结构中的表面等离子激元聚焦

Focusing surface plasmon polaritons in archimedes' spiral nanostructure

物理学报.2015, 64(19): 194201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.194201>

电磁波在大面积等离子体片中传播特性的分析

Analysis of propagation properties of electromagnetic waves through large planar plasma sheets

物理学报.2015, 64(19): 194202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.194202>

(1+2)维各向同性介质中的旋转椭圆空间光孤子

(1+2) dimensional spiraling elliptic spatial optical solitons in the media without anisotropy

物理学报.2015, 64(15): 154202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.154202>

平面金属等离子激元材料对光学 Tamm 态及相关激射行为的增强作用

Optical Tamm state and related lasing effect enhanced by planar plasmonic metamaterials

物理学报.2015, 64(11): 114202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.114202>

基于简单透镜列阵的可调焦激光均匀辐照光学系统研究

Study on a zooming optical system based on simple lens array used for laser uniform irradiation

物理学报.2015, 64(5): 054201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.054201>

用四台阶相位板产生涡旋光束*

施建珍¹⁾ 杨深¹⁾ 邹亚琪¹⁾ 纪宪明^{1)2)†} 印建平²⁾

1)(南通大学理学院, 南通 226019)

2)(华东师范大学, 精密光谱科学与技术国家重点实验室, 上海 200062)

(2015年2月3日收到; 2015年4月25日收到修改稿)

涡旋光束的产生与应用是当前光学领域的研究热点. 利用傅里叶级数展开法分析了四台阶相位板的相位结构, 发现四台阶相位板可看作是由一系列不同拓扑荷数的螺旋相位板所组成, 用线偏振光直接照射相位板时, 将产生多级衍射光波, 各级衍射光均为不同拓扑荷数的涡旋光波, 由于多级衍射光波间的干涉导致光强分布偏离轴对称分布, 因而与涡旋光波有一定差距. 在此基础上, 提出了用四台阶相位板产生涡旋光束的新方案, 借助于 Mach-Zehnder 干涉仪光路, 两块四台阶相位板产生的衍射光干涉叠加, 通过调节干涉仪光路的相位差, 使一部分衍射级干涉相消, 另一部分衍射级干涉相长, 相互加强, 从而把线偏振光转换为涡旋光束. 数值模拟计算了几种周期数不同的四台阶相位板衍射光强和角动量分布, 并与螺旋相位板进行比较, 证明用简单的四台阶相位板不仅能够获得与用螺旋相位板相同的涡旋光束, 而且可以用周期数较小的四台阶相位板产生具有大拓扑荷数的涡旋光束, 降低了制作相位板的难度.

关键词: 涡旋光束, 四台阶相位板, 螺旋相位板, 轨道角动量

PACS: 42.25.Bs, 42.25.Ja

DOI: 10.7498/aps.64.184202

1 引言

涡旋光束是一种特殊的光场, 光强呈空心分布, 相位呈螺旋形分布, 光波电场的复振幅中含有相位因子 $\exp(il\varphi)$, 光束中的每个光子携带 $l\hbar$ 的轨道角动量^[1,2], 其中 l 称为拓扑荷数, φ 为极坐标系中的极角. 由于涡旋光束具有许多独特的物理性质, 从而在微观粒子光学操纵、自由空间光通信、量子信息处理、光学图像处理等领域有广泛的和十分重要的应用价值^[3-11], 引起了研究人员的广泛关注, 已成为一个新的研究热点. 产生涡旋光束的方法有很多, 如几何模式转换^[12]、计算全息术 (computer-generated holograms, CGH)、螺旋相位板 (spiral phase plate, SPP) 等方法, 其中, SPP 和 CGH 是最常用的方法, 许多研究者从不同角度对不同 SPP 和 CGH 产生涡旋光束进行了理论和

实验研究^[13-25], 并对所产生的涡旋光束的各种物理特性进行了深入的研究. 如 Davis 小组^[17] 对扇形 SPP 产生涡旋光束进行了理论和实验研究; Rumlala 等^[22,23] 建立了 SPP 标准具传递函数, 讨论了多个涡旋态的起源和干涉; 在国内, Guo 等^[15] 早在 2004 年就提出了对 SPP 产生高拓扑荷数涡旋光束进行旁瓣抑制的理论, 使得 SPP 产生的光束具有更高的质量; 最近, 黄素娟等^[24] 又提出了一种新型多环涡旋光束, 从理论上研究了多环涡旋光束的形成与分布特征, 并制作了含有多环螺旋相位信息的 CGH, 得到了很好的实验结果. 随着液晶空间光调制器 (spatial light modulation, SLM) 技术的发展, 用 SLM 制作 SPP 或 CGH 十分方便、灵活, 但在实际应用中仍存在一些问题. SPP 要求相位连续变化, 由于 SLM 的分辨率有限, 要得到连续的相位分布并非容易, 特别是制作拓扑荷 l 较大的 SPP, 对分辨率要求更高, 目前普遍采用的可编程 SLM 价

* 国家自然科学基金 (批准号: 11034002, 11274114) 和国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2011CB921602) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jixm@ntu.edu.cn

格昂贵, 当SPP达到一定精度后, 略微提升成像质量就会大大增加制作成本与难度. 本文提出用简单的四台阶相位板 (the four step phase plate, FSPP) 产生涡旋光束的方案, 借助于Mach-Zehnder (M-Z) 干涉仪光路, 在干涉仪的两臂中分别插入FSPP, 调节两相位板的方位和两臂光路的相位差, 把线偏振光转换为不同拓扑荷数的涡旋光束. 模拟计算几种不同周期数的FSPP衍射光强和轨道角动量密度分布, 与SPP衍射进行了比较, 证明了用简单的四台阶相位板不仅能够获得与用螺旋相位板相同的涡旋光束, 而且可以用周期数较小的四台阶相位板产生具有大拓扑荷数的涡旋光束, 降低了制作相位板的难度.

2 四台阶相位板产生涡旋光束的方案与理论分析

圆形FSPP的相位沿极角 φ 阶跃变化, 在一个周期内的相位依次为 $0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$, 即台阶高度为 $\pi/2$, 共有四个台阶. 假设整个圆分为 s 个周期, 取相位板平面坐标为 (ρ, φ) , 一个周期的振幅透射率函数可表示为

$$T_1(\rho, \varphi) = \text{Circ}\left(\frac{\rho}{R}\right) \sum_{p=0}^3 e^{ip\pi/2} \times \text{rect}\left[\frac{\varphi - (2p+1)\pi/4s}{\pi/2s}\right], \quad (1)$$

其中 $\text{Circ}(\cdot)$ 为圆孔函数, R 为相位板的半径, s 为整个圆周内的周期数, 取其为整数; $\text{rect}[\cdot]$ 为矩形函数, 每个台阶的宽度为 $\pi/(2s)$, 图1(a)和图1(b)分别是 $s=1$ 和 $s=4$ 的FSPP. $T_1(\rho, \varphi)$ 展开为复数形式的傅里叶级数^[26]

$$T_1(\rho, \varphi) = \text{Circ}\left(\frac{\rho}{R}\right) \frac{2\sqrt{2}}{\pi} e^{-i\pi/4} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{1}{4n+1} \times \exp[is(4n+1)\varphi], \quad (2)$$

(2)式中相位因子 $\exp[is(4n+1)\varphi]$ 恰好是拓扑荷为 $l=(4n+1)s$ 的SPP的相位因子, 这表明FSPP可分解为一系列SPP, 对不同级次 n , 透射系数随着 $|n|$ 的增大而减小. 理论和实验都可以证明, 若用具有轴对称振幅分布的光波照射SPP, 衍射光波为涡旋光波, 用傅里叶透镜聚焦时, 在近轴条件下, 焦平面上的光强呈圆环状分布, 主亮环的半径随 $|l|$ 的增大而增大, 振幅随 $|l|$ 的增大而减小. 因此, FSPP的

衍射将产生一系列不同 l 的涡旋光束, 其中 $n=0$ 级产生 $l=s$ 的涡旋光振幅远大于高级次衍射光. 但尽管如此, 当 s 较小时, (2)式中高级次项衍射光仍然会产生可观的干涉现象, 文献^[27]中计算了平面线偏光照明 $s=1$ 的FSPP的衍射情况, 由于高级次衍射光的相互干涉, 导致了光强分布偏离轴对称分布.

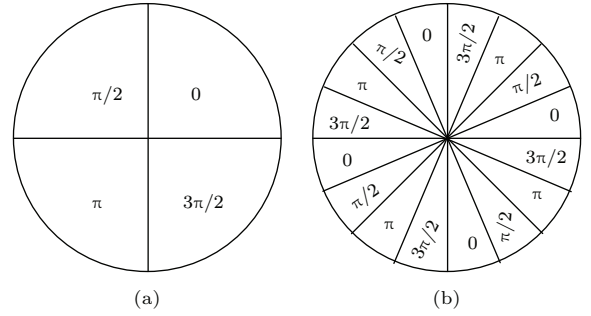


图1 四台阶相位板 (a) $s=1$; (b) $s=4$

Fig. 1. The four-step phase plates: (a) $s=1$; (b) $s=4$.

如果把(1)式描述的相位板绕中心轴逆时针旋转 α 角, 即振幅透射率函数改为

$$T_2(\rho, \varphi) = \text{Circ}\left(\frac{\rho}{R}\right) \sum_{p=0}^3 e^{ip\pi/2} \times \text{rect}\left[\frac{\varphi - (2p+1)\pi/4s - \alpha}{\pi/2s}\right], \quad (3)$$

同样展开为傅里叶级数

$$T_2(\rho, \varphi) = \text{Circ}\left(\frac{\rho}{R}\right) \frac{2\sqrt{2}}{\pi} e^{-i\pi/4} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{1}{4n+1} \times e^{-i(4n+1)\alpha s} \exp[is(4n+1)\varphi], \quad (4)$$

容易发现, (2)和(4)两式中, 级次 n 相同的项差一相位因子 $e^{-i(4n+1)\alpha s}$. 这给了我们一个启示: 可以利用干涉方法, 让一部分级次衍射光干涉完全相消, 另一部分级次干涉相长, 使得输出光波拓扑荷数之差增大, 可减小或避免不同级次间的干涉. 为此我们设计了图2所示的M-Z干涉仪光路, 入射光波通过半透半反平面镜 P_1 分为两支路, 在两支路中分别插入FSPP, 两个FSPP的衍射光再通过半透半反平面镜 P_2 合并到同一方向上, 用傅里叶透镜对两衍射光聚焦叠加. 设照射在两相位板上光波的电矢量沿 x 方向, 振幅均为 $\mathbf{E}^{(0)}(\rho)$, 与 φ 无关, 透镜焦距为 f , 两相位板在透镜的前焦平面上, 取透镜的中心为坐标原点, 透镜的光轴为 z 轴, 透镜后垂直于光轴平面的坐标为 (r, θ) . 在近轴条件下,

根据菲涅耳衍射积分公式, 各相位板在透镜后产生的光振动为

$$E_j(r, \theta, z) = \frac{\sqrt{2}}{i2\lambda f} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} E^{(0)}(\rho, \varphi) e^{i\phi_j} T_j(\rho, \varphi) \times \exp\left\{i\frac{k}{2f}\left[\left(1-\frac{z}{f}\right)\rho^2 - 2r\rho\cos(\theta-\varphi)\right]\right\} \rho \times d\rho d\varphi, \quad (5)$$

(5) 式中, 下标 $j = 1, 2$, 与两相位板相对应; $k = 2\pi/\lambda$, λ 为光波的波长. 式中还附加了相位因子 $e^{i\phi_j}$ 和常数 $\sqrt{2}/2$, 前者是考虑到两光路的光程可能不同, 后者是因为 P_2 的分束. 由于两光波的偏振方向相同, 两光矢量按振幅相加, 两衍射光的合振幅为 $\mathbf{E}(r, \theta, z) = (E_1 + E_2)$. 利用贝塞尔函数的性质,

$$\int_0^{2\pi} \exp\left[-i\frac{k}{f}r\rho\cos(\varphi-\theta)\right] \exp(in\varphi) d\varphi = 2\pi(-i)^n J_n\left(\frac{k}{f}r\rho\right) e^{in\theta}, \quad (6)$$

可得合振幅

$$E(r, \theta, z) = \frac{4}{i\lambda f} e^{-i(\frac{\pi}{4}-\phi_1)} \int_0^{R_0} \mathbf{E}^{(0)}(\rho) \exp\left[i\frac{k}{2f}\left(1-\frac{z}{f}\right)\rho^2\right] \times \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{4n+1} (-i)^{s(4n+1)} \times [1 + e^{-i(4n+1)\alpha s + i\Delta\phi}] J_{s(4n+1)}\left(\frac{k}{f}r\rho\right) \times \exp[is(4n+1)\theta] \rho d\rho, \quad (7)$$

其中, $\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$, 是两光路的光程不同而引起的相位差, $J_n(\cdot)$ 是第一类 n 阶贝塞尔函数. 合光强为坡印廷矢量 z 方向分量的时间平均值 $\langle S_z \rangle$,

$$I(r, \theta, z) = \langle S_z \rangle = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} |\mathbf{E}(r, \theta, z)|^2, \quad (8)$$

(8) 式中 ϵ_0, μ_0 分别是真空中介电常数和磁导率.

由 (7) 式可以看出: 若取 $\alpha = \pi/(4s)$, 同时取 $\Delta\phi = (2m+1/4)\pi$ ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, 下文简记为 $\Delta\phi = \pi/4$), (7) 式中 n 为奇数项干涉相消, 合振幅为零, 留下 n 为偶数 [拓扑荷 $l = s(8m+1)$] 项干涉相长; 若取 $\Delta\phi = (2m+5/4)\pi$ (下文简记为 $\Delta\phi = 5\pi/4$), 则 n 为偶数项干涉相消, 合振幅为零, n 为奇数 [拓扑荷 $l = s(8m+3)$] 项干涉相长. 由此可见, 利用图 2 所示光路, 衍射光中相邻拓扑荷

之差由原来一块相位板时的 $4s$ 扩大为 $8s$. 由于 (7) 式中

$$\frac{1}{4n+1} J_{(4n+1)}\left(\frac{k}{f}r\rho\right)$$

因子的作用, 当 $\Delta\phi = \pi/4$ 时, $n = 0$ 级衍射产生 $l = s$ 的涡旋光束不仅其振幅远大于其他高级次的衍射, 而且衍射主亮环与其他高级次的衍射互相分开, 不再产生干涉现象; 当 $\Delta\phi = 5\pi/4$ 时, 最低衍射级 $n = \pm 1$ 产生 $l = -3s$ 和 $l = 5s$ 的涡旋光束, 振幅远大于其他高级次 ($l = -11s, -19s, \dots$ 和 $l = 13s, 21s, \dots$) 衍射, 衍射亮环相互分开, 但当 s 较小时, $l = -3s$ 和 $l = 5s$ 的两光束可能有干涉现象, s 较大时, $l = 5s$ 的光振幅很小, 且能与 $l = -3s$ 的衍射光互相分开, 得到 $l = -3s$ 的涡旋光. 因此, 利用图 2 所示光路, 调节 FSPP 的方位和两光路的相位差, 可以产生不同拓扑荷的涡旋光束.

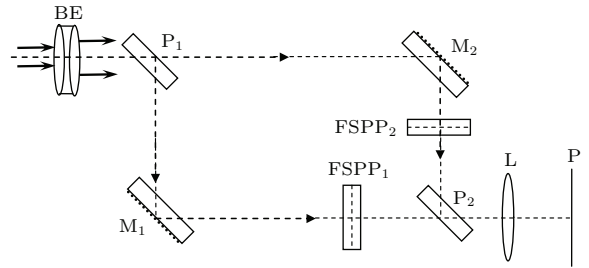


图 2 线偏振光产生涡旋光束的光路图 (BE, 扩束镜; P_1, P_2 , 半透半反平面镜; M_1, M_2 , 全反射镜; L, 凸透镜; P, 接收屏)

Fig. 2. Light path of obtaining vortex beams by linearly polarized light (BE, beam expander; P_1, P_2 , transmissive mirror; M_1, M_2 , total reflection mirror; L, convex lens; P, receiving screen).

在图 2 所示光路中, 由于 P_2 的半透半反作用, P_2 分为两个出口, 一个出口输出光的能量会减少 (不考虑光路中光学元件的吸收或表面反射等损耗), 输出光强会减小, 但在 $\alpha = \pi/(4s)$, $\Delta\phi = \pi/4$ 的条件下, 在图 2 所示的出口, 对 (7) 式中 n 为偶数级产生涡旋光波而言 (不考虑不同 n 级衍射光间的干涉), 与入射光直接照射一块 FSPP 相比较, 光强没有减小. 分析如下: 假设振幅为 $\mathbf{E}^{(0)}$ 的光波, 直接照射一块 FSPP, n 级衍射产生的涡旋光振幅为 \mathbf{E}_0 , 光强为 I_0 (\mathbf{E}_0 和 I_0 都与 n 有关). 振幅为 $\mathbf{E}^{(0)}$ 的入射光由 P_1 分为两束, 照射在每块 FSPP 上光振幅为 $\mathbf{E}^{(0)}/\sqrt{2}$, 衍射光的振幅 $\mathbf{E}_0/\sqrt{2}$, 被 P_2 分为两个出口, 每一个出口的振幅为 $\mathbf{E}_0/2$. 对图 2 中有透镜 L 的出口, n 为偶数级的两衍射光相位相同, 干

涉相长, 振幅相加, 合振幅为 \mathbf{E}_0 , 与入射光直接照射一块 FSPP 时一样, 光强为 I_0 ; n 为奇数级的两衍射光相位相反, 干涉相消, 合振幅为零, 光强也为零, 输出涡旋光的拓扑荷为 $l = s(8m + 1)$. 在另一出口, n 为奇数级的两衍射光干涉相长, 输出涡旋光的拓扑荷为 $l = s(8m + 3)$, 光强大小也与入射光直接照射一块 FSPP 时一样. 当相位差调节为 $\Delta\phi = 5\pi/4$ 时, 有透镜 L 的出口, 则输出拓扑荷为 $l = s(8m + 3)$ 的涡旋光, 另一端出口输出拓扑荷为 $l = s(8m + 1)$ 的涡旋光.

涡旋光束的一个重要特性是产生轨道角动量分布, 根据文献 [28] 的计算方法, 在近轴条件下, 拓扑荷数为 l 的涡旋光, 沿光轴 z 方向轨道角动量密度的时间平均值为

$$\langle j_{lz} \rangle = \frac{l}{\omega} \langle w \rangle, \quad (9)$$

其中 ω 是光波的角频率, w 是光场的能量密度, $\langle w \rangle$ 与 $\langle S_z \rangle$ 的关系为 $\langle w \rangle = \langle S_z \rangle / c$, c 为光速, $c = 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$. (8) 式可改写为

$$\langle j_{lz} \rangle = \frac{l\epsilon_0}{2\omega} |\mathbf{E}_l|^2, \quad (10)$$

其中 \mathbf{E}_l 是拓扑荷数为 l 的涡旋光矢量振幅, 图 2 中输出光沿 z 方向总轨道角动量密度为

$$\langle J_z \rangle = \sum_l \langle j_{lz} \rangle = \sum_l \frac{l\epsilon_0}{2\omega} |\mathbf{E}_l|^2. \quad (11)$$

我们将对不同 s 的 FSPP 进行数值模拟计算, 比较相同大小的 FSPP 和 SPP 所产生涡旋光束的光强和角动量分布.

另外, 制作 FSPP 虽然比制作相位连续分布的螺旋相位板要容易达到较高的精度, 但制作 s 较大的 FSPP, 要达到较高的精度也并非很容易, 主要在圆心附近小区域内相位做高频的台阶变化, 无论是用离子刻蚀还是用液晶 SLM, 都难以达到较高的精度, 如果在中心挖去一个圆盘, 制作圆环形 FSPP, 则容易达到较高的精度. 文献 [15] 已经证明适当宽度的环形螺旋相位板可以消除涡旋光束旁瓣, 得到高质量的涡旋光束, 这一方法对 FSPP 是否适用, 我们将在下文的数值计算中进行讨论.

3 四台阶相位板产生涡旋光束的数值模拟计算

为了计算方便, 我们选用线偏振平面光波作为照明光波, 根据 (7) 式和 (10) 式, 数值模拟计算在

近轴条件下 FSPP 衍射光强和角动量分布, 与理想螺旋相位涡旋光束进行比较. 计算时统一选用的聚焦透镜焦距 $f = 400$ mm、光波波长 $\lambda = 0.54$ μm 、入射线偏振光波的电矢量振幅为 $\mathbf{E}^{(0)} = 2$ V·cm $^{-1}$, 相位板的外半径为 $R_0 = 25$ mm.

3.1 圆形 FSPP

应用图 2 所示光路, 取相位板周期数 $s = 1$ 、相位差 $\Delta\phi = \pi/4$ 时, 焦平面上的衍射光强分布如图 3(a), 中心光强为零, 中心外是光强较大的主亮环, 在半径为 $r_{\max} = 3.4$ μm 的圆周上光强最大, 最大光强为 $I_{\max} = 3.678 \times 10^9$ W/m 2 , 随着 r 的减小, 光强快速减小, 光强减小为 $I_{\max}/2$ 时, 半径为 $r_{\text{DSS}} = 1.65$ μm (称这一半径为暗斑半径). 在最大光强圆周外, 随着 r 的增大, 光强也快速减小, r 增大至 8.10 μm , 圆周上光强为零, 在这一圆周内, 光强呈轴对称空心分布. 在圆周外有次级亮环, 次级亮环的光强沿角向以 $\pi/4$ 为周期变化, 这是 (7) 式中 $n = 0$ ($l = 1$) 和 $n = -2$ ($l = -7$) 两级涡旋光干涉所致, 在 $\theta = m\pi/4$ ($m = 0, 1, 2, \dots, 7$) 方向光强最大, $\theta = \pi(2m + 1)/8$ 方向光强最小, 但最大光强小于 $I_{\max}/25$, 以致于图 3(a) 中难以显示出明显的光强变化, 其他高级次衍射光强更小. 为了与 SPP 相比较, 我们计算了 $l = 1$ 的 SPP 衍射光强分布, 图 3(c) 是相同半径的 SPP 和 FSPP 衍射光强沿径向归一化分布, 其中实线是 FSPP 沿 $\theta = 0$ 方向的衍射光强分布, 虚线是 SPP 的衍射光强, 两曲线在 $r < 11$ μm 时完全重合, $r > 11$ μm 时有微小差别, 在 $\theta = \pi(2m + 1)/8$ 方向 FSPP 与 SPP 的衍射光强分布基本上是一致的. 我们还计算了相同半径的 SPP 和 FSPP 衍射光轨道角动量密度 J_z 的分布, 图 3(d) 中实线是根据 (11) 式计算得到的 FSPP 衍射光的 J_z 沿径向归一化分布, 虚线是 SPP 衍射光的 J_z 沿径向归一化分布, 两曲线基本没有差别. 图 3(b) 是用同样的入射光直接照射一块 FSPP ($s = 1$) 的衍射光强分布三维图, 在主亮环上和主亮环外的光强分布偏离轴对称分布, 与图 SPP 的衍射有明显差别.

保持相位差 $\Delta\phi = \pi/4$ 不变, 增大周期数 s , 数值模拟计算表明, s 越大, FSPP 与 $l = s$ 的 SPP 产生衍射光束越接近. 对 $s = 4$ 的相位板模拟计算结果如图 4, 图 4(a) 是焦平面上的 FSPP 衍射光强

分布三维图, 在半径为 $r_{\max} = 9.00 \mu\text{m}$ 的圆周上光强最大, 最大光强为 $I_{\max} = 1.017 \times 10^9 \text{ W/m}^2$. 图 4(c) 是 SPP 和 FSPP 沿径向 (图中实际是沿 $\theta = 0$ 方向) 的归一化光强分布, 其中实线是 $s = 4$ 的 FSPP 的衍射光强, 虚线是 $l = 4$ 的 SPP 衍射光强; 图 4(d) 是沿径向归一化轨道角动量密度 J_z 分布曲线, 实线是 FSPP 的 J_z 分布, 虚线是 SPP

的 J_z 分布, $\langle J_z \rangle_{\max} = 3.884 \times 10^{-15} \text{ N}\cdot\text{m/s}$. 由图 4 可见, $s = 4$ 时, FSPP 与 SPP 产生光波完全相同. 图 4(b) 是入射光直接照射一块 $s = 4$ 的 FSPP 衍射光强分布三维图, 在主亮环上光强分布也有些不均匀, 主亮环外干涉现象还比较明显. 由此可见, 应用图 2 所示光路确实有一定的优越性.

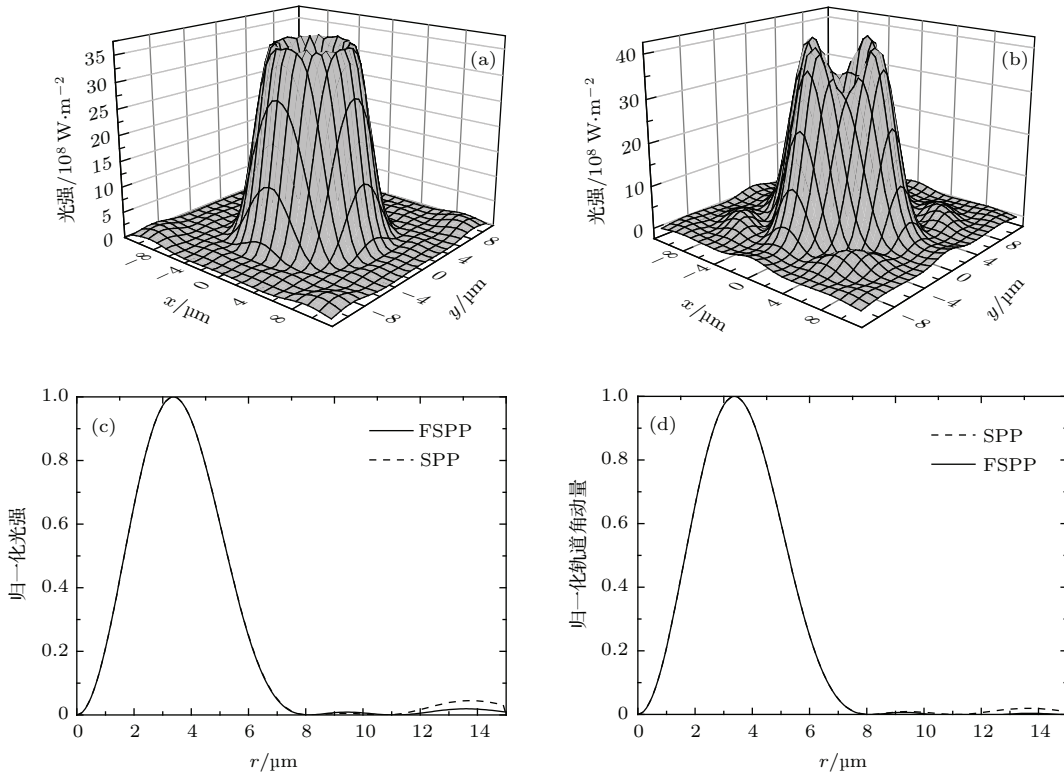


图 3 $s = 1, \Delta\phi = \pi/4$ 时产生的涡旋光束 (a) 图 2 光路 FSPP 衍射光强分布; (b) 直接照射 FSPP 衍射光强分布; (c) FSPP 和 SPP 沿径向归一化光强分布; (d) FSPP 和 SPP 沿径向归一化轨道角动量密度 J_z 分布
 Fig. 3. Generation of vortex beams when $s = 1, \Delta\phi = \pi/4$: (a) Diffracted light intensity distribution of FSPP in figure 2; (b) diffracted light intensity distribution when irradiating FSPP directly; (c) normalized intensity distribution along the radial direction of FSPP and SPP; (d) normalized orbital angular momentum density J_z distribution along the radial direction of FSPP and SPP.

保持相位板的相对方位不变, 将相位差调为 $\Delta\phi = 5\pi/4$, 我们计算了 $s = 8$ 的圆形 FSPP 衍射光强分布, 在焦平面上光强仍然呈空心分布, 但在最大光强亮环外侧光强偏离了轴对称分布. 图 5(a) 是焦平面上 FSPP 沿不同半径 ($r = 32, 37, 40, 48, 53 \mu\text{m}$) 圆周上光强随 θ 的变化曲线, 在 $r = 40 \mu\text{m}$ 的圆周上光强最大, $I_{\max} = 9.3 \times 10^6 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$, 在主亮环内光强分布不随 θ 变化, 呈轴对称分布, 在主亮环的外侧, 光强随 θ 做周期性变化, 周期为 $\pi/32, \theta = m\pi/32 (m = 0, 1, 2, \dots, 31)$ 时光强最小; $\theta = \pi(2m + 1)/64$ 时光强最大, 这正是 (7) 式中 $n = \pm 1$ 项 ($l = -24$ 和 $l = 40$) 干涉所致, 高

级次衍射光虽然有更高频率的干涉, 但光强很小. 图 5(b) 中实线和虚线分别是 FSPP 沿 $\theta = 0, \theta = \pi/64$ 的径向归一化光强分布曲线, 点划线是 $l = -24$ 的 SPP 沿径向归一化光强分布曲线. 由图 5(b) 可以看出, 在主亮环内 FSPP 的衍射光强分布与 SPP 完全相同, 在主亮环外的旁瓣上出现了严重干涉现象. 增大周期数 s , 这种干涉现象将远离主亮环. 取 $s = 12$ 时, 计算表明, (7) 式中 $n = \pm 1$ 的项 ($l = -36$ 和 $l = 60$) 也会产生干涉, 光强沿 θ 方向变化周期为 $\pi/48$, 图 5(c) 是 $s = 12$ 的 FSPP 和 $l = -36$ 的 SPP 衍射光沿径向的归一化光强分布曲线, 其中实线和虚线分别

是FSPP衍射沿 $\theta = 0, \theta = \pi/96$ 的径向归一化光强分布曲线, 点划线是SPP沿径向的归一化光强分

布曲线, 从中心向外直到主亮环外第一个旁瓣三条曲线互相重叠, 在第一旁瓣外侧出现了干涉现象.

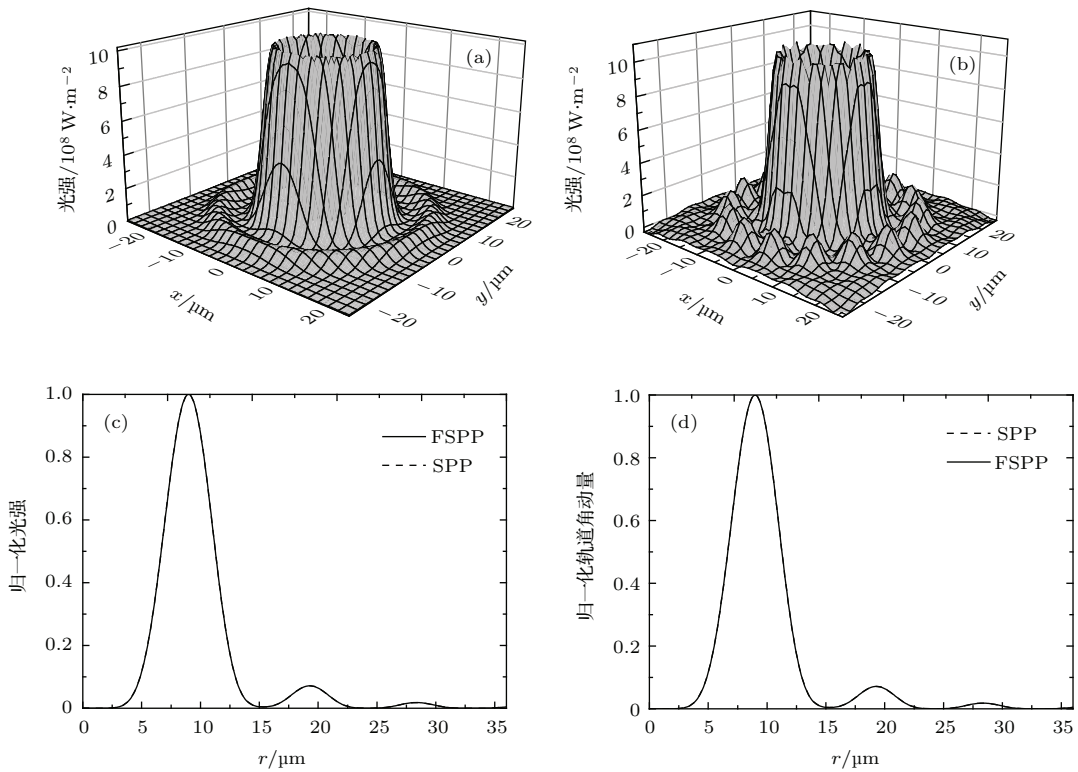


图4 $s = 4, \Delta\phi = \pi/4$ 时产生的涡旋光束 (a) 图2光路FSPP衍射光强分布; (b) 直接照射FSPP衍射光强分布; (c) FSPP和SPP沿径向归一化光强分布; (d) FSPP和SPP沿径向归一化 J_z 分布
 Fig. 4. Generation of vortex beams when $s = 4, \Delta\phi = \pi/4$: (a) Diffracted light intensity distribution of FSPP in figure 2; (b) diffracted light intensity distribution when irradiating FSPP directly; (c) normalized intensity distribution along the radial direction of FSPP and SPP; (d) normalized J_z distribution along the radial direction of FSPP and SPP.

3.2 圆环形FSPP

从上面的讨论中, 可以看到, 实心圆形FSPP或者SPP衍射在主亮环外围都存在一定强度旁瓣, 特别是 l 较大时, 即便是理想的SPP, 也有较大强度的旁瓣. 仿照文献[15]的方法, 我们用环形FSPP来抑制旁瓣. 在抑制旁瓣时应尽量不减小或少减小主亮环的最大光强, 两个方面综合考虑, 通过数值计算寻找最佳内半径 r_0 . 为了节省篇幅, 我们仅以 $\Delta\phi = 5\pi/4, s = 8$ 和 $s = 12$ 为例, 说明环形FSPP也能抑制旁瓣和干涉现象.

保持FSPP的外圆半径 R_0 、透镜焦距 f 、波长 λ 、入射光矢量振幅 $E^{(0)}$ 不变, 对 $s = 8$ 的FSPP, 取内半径 $r_0 = 0.705R_0$, 图6(a)是相同内外半径的FSPP和SPP($l = -24$)在焦平面上沿径向归一化光强分布, 主亮环的最大光强比实心圆板减小5%,

SPP的旁瓣已基本消除, FSPP的主亮环与SPP的光强分布相同, FSPP在主亮环外侧还存在旁瓣, 主要是 $l = -24$ 和 $l = 40$ 两涡旋光干涉的结果. 但与图5(b)相比旁瓣强度明显减小, 并与主亮环明显分开, 用滤波的方法很容易消除. 图6(b)是沿径向 $\langle J_z \rangle$ 的分布, 实线是FSPP的 $\langle J_z \rangle$ 分布, 有两个互相分开的圆环, 内环是 $l = -24$ 的涡旋光的 $\langle J_z \rangle$ 分布, $\langle J_z \rangle$ 为负值, 外环是 $l = 40$ 的 $\langle J_z \rangle$ 分布, $\langle J_z \rangle$ 为正值. 内环的 $\langle J_z \rangle$ 分布与SPP产生的 $\langle J_z \rangle$ 分布相同, 如果用滤波的方法消除图6(a)中旁瓣, 图6(b)中的外环自然也被消除. $s = 12$ 时, 取内半径 $r_0 = 0.81R_0$, 主亮环的最大光强比实心圆板减小7%, 图7是 $s = 12$ 的FSPP和 $l = -36$ 的SPP衍射光沿径向的衍射光强和 J_z 的分布曲线, FSPP中未消除的旁瓣与主亮环的距离更远.

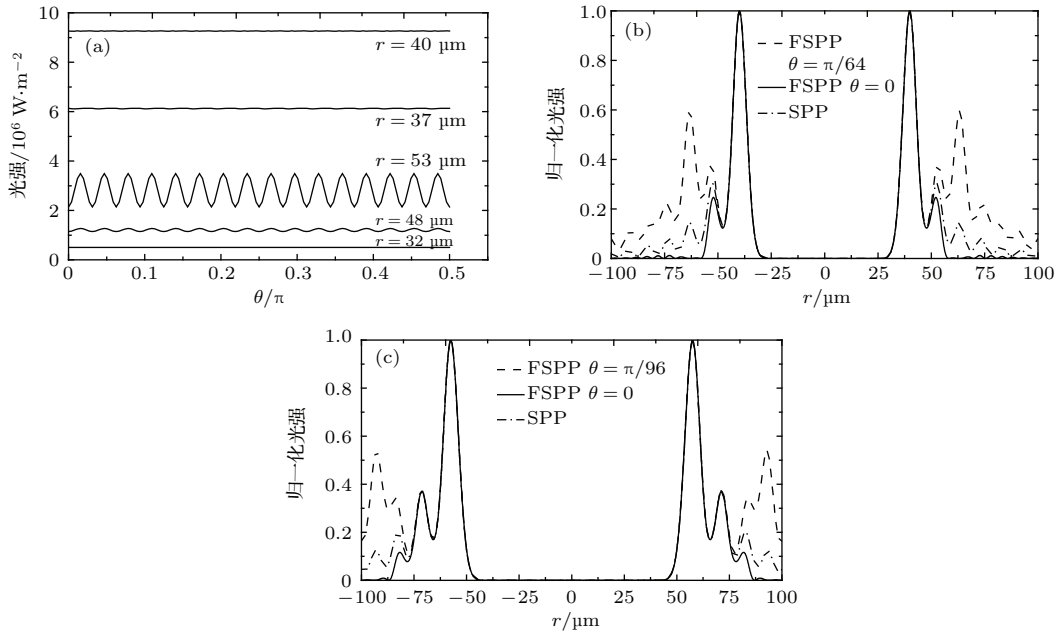


图5 $\Delta\phi = 5\pi/4$ 时FSPP产生涡旋光束 (a) FSPP ($s = 8$) 在焦平面上不同半径圆周上光强随 θ 的变化曲线; (b) FSPP ($s = 8$) 和SPP ($l = -24$) 沿径向归一化光强分布; (c) FSPP ($s = 12$) 和SPP ($l = -36$) 沿径向归一化光强分布

Fig. 5. Generation of vortex beams by FSPP, $\Delta\phi = 5\pi/4$: (a) Light intensity distribution curves of the different radius with the change of θ by FSPP ($s = 8$) in the focal plane; (b) normalized intensity distribution along the radial direction of FSPP ($s = 8$) and SPP ($l = -24$); (c) normalized orbital angular momentum density distribution along the radial direction of FSPP ($s = 12$) and SPP ($l = -36$).

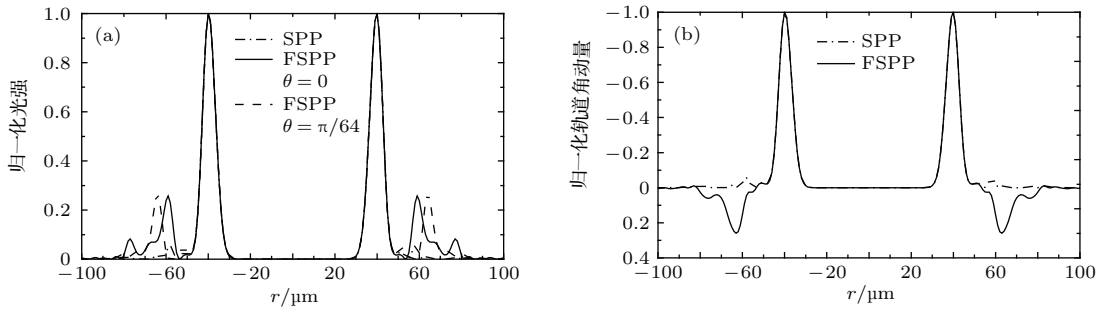


图6 环形FSPP和SPP产生涡旋光束 ($s = 8, r_0 = 0.705R_0, l = -24, \Delta\phi = 5\pi/4$) (a) 沿径向归一化光强分布; (b) 沿径向归一化 J_z 分布

Fig. 6. Generation of vortex beams by annular FSPP and SPP ($s = 8, r_0 = 0.705R_0, l = -24, \Delta\phi = 5\pi/4$): (a) Normalized intensity distribution along the radial direction; (b) normalized orbital angular momentum density J_z distribution along the radial direction.

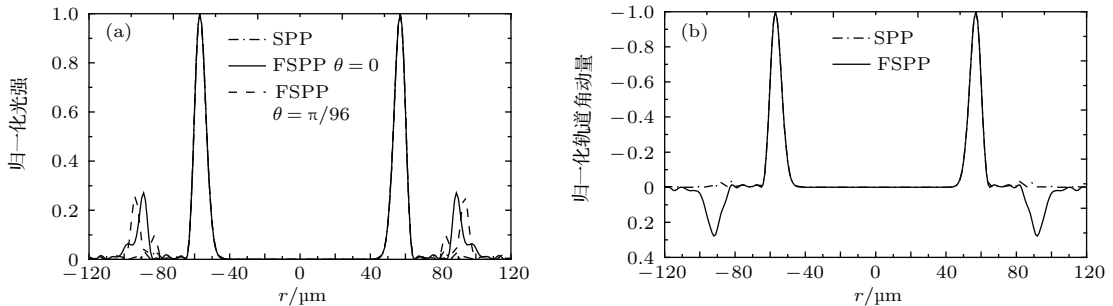


图7 环形FSPP和SPP产生涡旋光束 ($s = 12, r_0 = 0.81R_0, l = -36, \Delta\phi = 5\pi/4$) (a) 沿径向归一化光强分布; (b) 沿径向归一化 J_z 分布

Fig. 7. Generation of vortex beams by annular FSPP and SPP ($s = 12, r_0 = 0.81R_0, l = -36, \Delta\phi = 5\pi/4$): (a) Normalized intensity distribution along the radial direction; (b) normalized orbital angular momentum density J_z distribution along the radial direction.

4 总 结

用两块简单的FSPP,借助于M-Z干涉仪光路,调节两光路的光程,能够把线偏振光转换为不同拓扑荷涡旋光束.圆形或圆环形FSPP分为 s 个周期,当两光路的相位差为 $\Delta\phi = \pi/4$ 时,产生拓扑荷 $l = s$ 的涡旋光束,光强分布和角动量密度分布与 $l = s$ 的SPP高度吻合;当 $\Delta\phi = 5\pi/4$ 时, $s \geq 8$ 的圆形FSPP所产生的衍射光,在主亮环分布内的光强与 $l = -3s$ 的SPP相同,主亮环外有强度不均匀的旁瓣,改用环形FSPP,合理选择内外半径的比例,能够有效抑制旁瓣,使得光强分布和角动量分布均与 $l = -3s$ 的SPP一致.

本方案的优点是降低了制作相位板的难度,SPP要求在一个周期内相位连续地从0变化到 2π ,制作高精度的SPP成本很高,FSPP在一个周期内只有4个分立的相位值,用二元光学技术或SLM制作FSPP都比较容易.特别是要产生拓扑荷 l 较大涡旋光束,SPP的周期数与拓扑荷相同,在图7中产生拓扑荷 $l = -36$ 涡旋光束,如应用SPP来产生,SPP的周期数则应为36,制作这种大周期数、高精度的SPP更加困难,而本方案应用FSPP来实现,只要周期数为 $s = 12$,显然,后者的制作要比前者容易得多.

参考文献

- [1] Allen L, Beijersbergen M W, Spreeuw R J C, Woerdman J P 1992 *Phys. Rev. A* **45** 8185
- [2] Prabhakar S, Kumar A, Banerji J, Singh R P 2011 *Opt. Lett.* **36** 4398
- [3] Simpson N, Dholakia K, Allen L, Padgett M 1997 *Opt. Lett.* **22** 52
- [4] Li X, Cao Y, Gu M 2011 *Opt. Lett.* **36** 2510
- [5] Chen Z Y, Pu J X, Zhao D M 2011 *Phys. Lett. A* **375** 2958
- [6] Fickler R, Lapkiewicz R, Plick W N, Krenn M, Schaeff C, Ramelow S, Zeilinger A 2012 *Science* **338** 640
- [7] Gecevičius M, Drevinskas R, Beresna M 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 231110
- [8] Chen C R, Yeh C H, Shih M F 2014 *Opt. Express* **22** 3180
- [9] Rodenburg B, Mirhosseini M, Malik M 2014 *N. J. Phys.* **16** 033020
- [10] Zhou Z H, Guo Y K, Zhu L 2014 *Chin. Phys. B* **23** 044201
- [11] Colin J R S 2014 *Opt. Express* **22** 18128
- [12] Qian X M, Zhu W Y, Rao R Z 2015 *Chin. Phys. B* **24** 044201
- [13] Beijersbergen M W, Allen L, Vanderveen H E L O, Woerdman J P 1993 *Opt. Commun.* **96** 123
- [14] Remy P, Fabrice D, Mathieu C 2008 *Opt. Express* **16** 7134
- [15] Guo C S, Liu X, He J L, Wang H T 2004 *Opt. Express* **12** 4625
- [16] Kotlyar V V, Khonina S N, Kovalev A A 2006 *Opt. Lett.* **31** 1597
- [17] Cottrell D M, Davis J A, Hernandez T J 2011 *Opt. Express* **19** 12873
- [18] Yang Y J, Dong Y, Zhao C L, Cai Y J 2013 *Opt. Lett.* **38** 5418
- [19] Kotlyar V V, Kovalev A A, Stafeev S S, Nalimov A G 2013 *J. Opt.* **15** 025712
- [20] Schemmel P, Pisano G, Maffei B 2014 *Opt. Express* **22** 14712
- [21] Ostrovsky A S, Parrao P C, Arrizon V 2013 *Opt. Lett.* **38** 534
- [22] Rumala Y S, Leanhardt A E 2013 *J. Opt. Soc. Am. B* **30** 615
- [23] Rumala Y S 2014 *J. Opt. Soc. Am. B* **31** A6
- [24] Huang S J, Gu T T, Miao Z, He C, Wang T Y 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 244103 (in Chinese) [黄素娟, 谷婷婷, 缪庄, 贺超, 王廷云 2014 物理学报 **63** 244103]
- [25] Wang Y D, Gan X T, Ju P, Pang Y, Yuan L G, Zhao J L 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 034204 (in Chinese) [王亚东, 甘雪涛, 俱沛, 庞燕, 袁林光, 赵建林 2015 物理学报 **64** 034204]
- [26] Liang K M 2010 *Methods of Mathematical Physics* (Beijing: Higher Education Press) p72 (in Chinese) [梁昆淼 2010 数学物理方法 (北京: 高等教育出版社) 第72页]
- [27] Ji X M, Mu R W, Yin J P 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5109 (in Chinese) [纪宪明, 沐仁旺, 印建平 2005 物理学报 **54** 5109]
- [28] Allen L, Padgett M J, Babiker M 1999 *Prog. Opt.* **39** 291

Generation of vortex beams by the four-step phase plates*

Shi Jian-Zhen¹⁾ Yang Shen¹⁾ Zou Ya-Qi¹⁾ Ji Xian-Ming^{1)2)†} Yin Jian-Ping²⁾

1) (*Science College, Nantong University, Nantong 226019, China*)

2) (*State Key Laboratory of Precision Spectroscopy, Department of Physics, East China Normal University, Shanghai 200062, China*)

(Received 3 February 2015; revised manuscript received 25 April 2015)

Abstract

The generation and application of the vortex beams are part of the hot topics in the optical field. In this paper, the phase structure of the four-step phase plates, analyzed by Fourier series expansion method, is composed of a series of spiral phase plates. When the phase plate is directly irradiated by linearly polarized light, multi-order diffraction waves with different topological charge numbers are generated. Unlike vortex waves, the intensity distribution of the multi-order diffraction has a deviation from the axial symmetry due to the interference with each other. On this basis, a new scheme is proposed to generate vortex beams by the four-step phase plates. With the help of Mach-Zehnder interferometer, the diffraction waves generated by two pieces of the four-step phase plates overlap each other. By adjusting the phase difference of the Mach-Zehnder interferometer, some orders of diffraction waves generate destructive interference while the others generate constructive interference. Thus the linear polarized light can be converted into vortex beams. The diffraction intensity and angular momentum distributions of the four-step phase plates with different cycle numbers are numerically simulated and compared with the spiral phase plates, we can prove that the vortex beams can be obtained by simple four-step phase plates which are the same as those obtained by spiral phase plates. In addition, the four-step phase plates with a small cycle number can generate vortex beams with a large topological charge number and the fabrication difficulty of the phase plates is reduced.

Keywords: vortex beams, the four-step phase plate, the spiral phase plate, orbital angular momentum

PACS: 42.25.Bs, 42.25.Ja

DOI: 10.7498/aps.64.184202

* Supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11034002, 11274114), and the National Basic Research Program of China (Grant No. 2011CB921602).

† Corresponding author. E-mail: jixm@ntu.edu.cn