

涡旋激光阵列产生技术研究进展

李伟, 俞嘉文, 闫爱民*

上海师范大学数理学院, 上海 200234

摘要 与单涡旋光束相比, 涡旋光阵列具有多个相位奇点, 不仅能够增大信息传输容量, 还能增加捕获和观察到的微粒数量。目前在光学领域有多种涡旋光阵列的产生方法, 如干涉法、泰伯效应法、光楔衍射法、模式转换法、达曼涡旋光栅法、计算全息法、空间光调制法、超材料图案法等。对这些研究方法的理论模型、实验原理、实验结果及其研究现状进行了详细介绍, 并对应用前景作出展望。

关键词 衍射; 涡旋光阵列; 干涉; 计算全息

中图分类号 O436.1

文献标志码 A

doi: 10.3788/LOP57.090002

Research Progress of Vortex Beam Array Generation Technology

Li Wei, Yu Jiawen, Yan Aimin*

College of Mathematics and Science, Shanghai Normal University, Shanghai 200234, China

Abstract Compared with single vortex beam, vortex beam array has multiple phase singularities, which can not only increase information transmission capacity, but also increase the number of particles captured and observed. At present, there are various methods for generating vortex beam array in the field of optics, such as interferometry, Talbot effect method, optical wedge diffraction method, mode conversion method, Dammann vortex grating method, computational holography method, spatial light modulation method, and metamaterial pattern method. In this paper, the theoretical model, experimental principle, experimental results, and research status of these methods are introduced in detail, and their application prospects are presented.

Key words diffraction; vortex beam array; interference; computational holography

OCIS codes 050.4865; 050.1940; 080.4865

1 引言

涡旋光是一种具有螺旋相位波前和暗中空结构的特殊光场, 其光强在相位奇点处为零, 并且相位围绕奇点沿着垂直于传播方向呈螺旋状分布, 它的相位因子中含有与旋转方位角呈正比例关系的项, 即 $\exp(il\theta)$, 其中 θ 是角坐标, l 是拓扑荷, 定义为一个波长内相位旋转的圈数^[1]。涡旋光束在传播的过程中, 不仅沿着传播轴平动和沿着径向扩展(强度梯度导致的衍射), 还要绕着传播轴转动(相位梯度所致), 使得光波携带了轨道角动量(OAM)。由于上述特性, 近年来涡旋光在光镊^[2-3]、自由空间及光纤光通信^[4-6]、光学存储^[7]、微纳粒子操控^[8-9]等领域应

用广泛。随着对携带单一拓扑电荷数的单涡旋光束研究的不断深入, 目前产生单涡旋光束的方法有直接产生法^[10]、几何模式转换法^[11]、计算全息法^[12]、螺旋相位板法^[13]、空间光调制器法^[14]、光纤产生法^[15-16]、光楔衍射法^[17]等, 而检测单涡旋光束的方法基本可以分为两类: 干涉检测法^[18-19]和衍射检测法^[20]。随后人们又将相关工作拓展到了涡旋光阵列中。

涡旋光阵列由多个携带单一/不同拓扑荷的涡旋光组成, 因此具有多个相位奇点。涡旋光阵列独特的性质, 使其应用面越来越广, 在光学微操作领域可以捕获和观察多个微粒, 在多通道光纤通信以及量子信息领域可以处理信息, 在生物科技领域也有

收稿日期: 2019-08-21; 修回日期: 2019-09-13; 录用日期: 2019-09-27

基金项目: 国家自然科学基金(61575124)、国家级大学生创新项目(201910270035)

* E-mail: yanaimin@shnu.edu.cn

很大价值(如亚细胞工程中的分子筛选^[21]),还可以应用于微光机电系统驱动粒子^[22]、微机械泵的组装^[23]、微型平板印刷^[24]、物体位移测量^[25]等方面。与此同时,涡旋光阵列的广泛应用依赖于高质量涡旋光阵列的产生。目前产生涡旋光阵列的方法主要有干涉法、泰伯效应法、光楔衍射法、模式转换法、达曼涡旋光栅法、计算全息法、空间光调制法、超材料图案法等。本文针对目前在光学系统中常用的几种

涡旋光阵列的产生方法及其研究现状进行综述,重点介绍这些方法的理论模型、实验方案及实验结果。

2 研究进展

2.1 干涉法

Vyas等^[26]制作了两种通过三束平面波干涉生成光学涡旋阵列的干涉仪^[26],所使用的三束平面波的光场表达式分别为

$$\tilde{U}_1(x, y) = a, \tilde{U}_2(x, y) = a \exp(-j2\pi\mu x), \tilde{U}_3(x, y) = a \exp(-j2\pi\nu y), \quad (1)$$

式中: a 为每束平面波的振幅; $\mu = k_x/(2\pi)$; $E_\nu = k_y/(2\pi)$,表示反射镜在 y 方向上的倾斜量; k_x, k_y 分别表示平面波沿 x, y 方向的波数。三束光干涉后的光强表达式为

$$I(x, y) = a^2 \{3 + 2[\cos(2\pi\mu x) + \cos(2\pi\nu y) + \cos[2\pi(\mu x - \nu y)]]\}. \quad (2)$$

通过计算机模拟,可以得到三束光干涉后的光场相位分布,如图1所示。为了检测干涉后产生的涡旋光束,可加入第四束平面波与之干涉,第四束平面波的光场表达式为

$$\tilde{U}_4(x, y) = a \exp(-j2\pi\mu_0 x), \quad (3)$$

式中: μ_0 为第四束平面波的空间频率。实验中使用的两种改进的干涉仪装置。一种是迈克耳孙干涉仪,如图2(a)所示,一束激光经三个分束器分别在平面镜 M_1, M_2, M_3, M_4 处反射形成四束平面波,通过调整平面镜的角度可以获取传播方向不同的入射平面波,遮挡平面镜 M_3 时可获得三束平面波干涉的涡旋阵列,不遮挡 M_3 时获得的检测条纹如图2

(b)所示。另一种是马赫-曾德尔干涉仪,如图3(a)所示,其实验过程与第一种方法类似,不遮挡 M_3 时获得的检测条纹如图3(b)所示。这两种结构的干涉仪均可产生三个相等幅度的光束,再与第四束平面波进行干涉,得到叉形条纹阵列。与传统干涉仪相比,改进结构的干涉仪能够产生大量孤立的光学涡旋阵列点,产生的涡旋条纹具有高对比度。

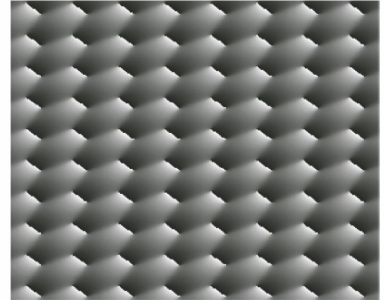


图1 干涉场的模拟相位分布图^[26]

Fig. 1 Simulated phase distribution of interference field^[26]

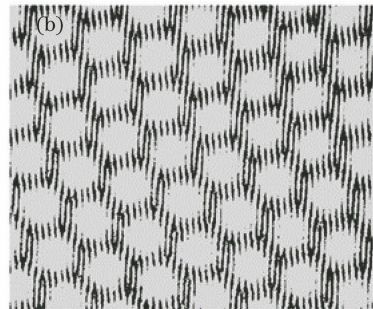
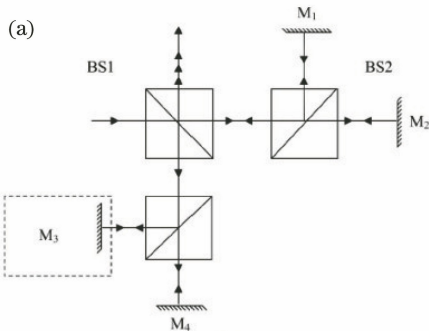


图2 迈克耳孙干涉仪实验图和干涉条纹图^[26]。(a)迈克耳孙干涉仪示意图;(b)叉形条纹图

Fig. 2 Experimental diagram and interference fringe pattern of Michelson interferometer^[26]. (a) Diagram of Michelson interferometer; (b) fork fringe pattern

Vyas等^[27]随后又提出了基于三束球面波干涉产生涡旋阵列的方法。这次的实验装置是基于马赫-曾德尔干涉仪改进的,一束激光通过凸透镜

形成球面波,进入分束器被分为两束,其中一束经过平面平行板产生两束不同的球面波,其光场的表达式分别为

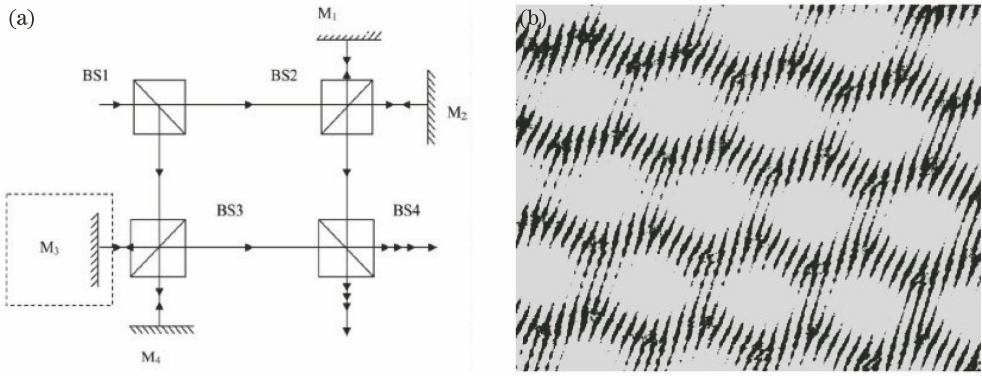


图3 马赫-曾德尔干涉仪实验图和干涉条纹图^[26]。(a)马赫-曾德尔干涉仪示意图;(b)叉形条纹图

Fig. 3 Experimental diagram and interference fringe pattern of Mach-Zehnder interferometer^[26]. (a) Diagram of Mach-Zehnder interferometer; (b) fork fringe pattern

$$\tilde{U}_1 = a_1 \exp[ikD(x^2 + y^2)],$$

$$\tilde{U}_2 = a_1 \exp[ikD[(x + \Delta x)^2 + y^2]], \quad (4)$$

式中: λ 为波长, $k = 2\pi/\lambda$; $D = \Delta f/(2f^2)$; f 为凸透镜的焦距; Δf 为准直透镜偏离准直位置的位移; a_1 为球面波的振幅; Δx 为剪切量。另一束球面波的表达式为

$$\tilde{U}_3 = a_2 \exp\{i[kD(x^2 + y^2) + 2\pi\nu y]\}, \quad (5)$$

式中: a_2 为球面波的振幅。当 $a_1 = a_2 = a$ 时,三束球面波发生干涉,其光强的表达式为

$$I = a^2 \{3 + 2[\cos \beta + \cos \gamma + \cos(\beta - \gamma)]\}, \quad (6)$$

式中: $\beta = kD(2x\Delta x)$; $\gamma = 2\pi E_\nu y$ 。为检测涡旋阵列光束,加入第四束球面波与之干涉,得到的叉形条纹如图4所示。研究了球面波曲率的变化对涡旋光束的影响,当使用较大曲率的球形光束时,产生的涡旋阵列密度会增加,涡旋阵列中光束保持相互独立。

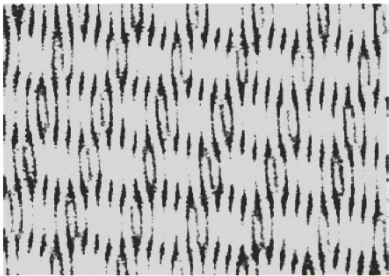


图4 叉形条纹图^[27]

Fig. 4 Fork fringe pattern^[27]

以上两种方法是通过分振幅干涉来产生涡旋光阵列的,也有通过分波面干涉^[28]来产生涡旋光阵列的方法。基于干涉仪产生光学涡旋阵列的方法有多种,如通过四束或五束平面波干涉来产生光学涡旋阵列^[29]、通过多个针孔干涉仪产生光学涡旋

阵列^[30-31]。

2.2 泰伯效应法

一束单色平面波垂直照射一个光栅时,在物体后面周期性距离上出现物体的像,这种自成像效应就是泰伯效应^[32]。无论是基于单光栅^[33]还是多光栅生成涡旋阵列光束的过程,均属于泰伯效应,其中光栅的自成像出现在距离 $z_N = N2d^2/\lambda$ (其中 N 为正整数, d 为光栅周期, λ 为波长)处,相应的周期性距离就称为泰伯距离。

Wei等^[34]提出了一种基于分数泰伯效应设计的相位衍射光栅产生光学涡旋阵列的方法。二维涡旋阵列可以表示为

$$U(\mathbf{r}) = u_0(\mathbf{r}) \otimes \text{lattice}(\mathbf{r}, \mathbf{R}_n), \quad (7)$$

式中: $\text{lattice}(\mathbf{r}, \mathbf{R}_n)$ 为晶格阵列函数; \mathbf{r} 为位置矢量; $u_0(\mathbf{r}) = U_0(\mathbf{r}) \exp(i\phi)$ 为基元函数,是涡旋阵列中单个基元的复振幅, ϕ 为单个基元的相位角; $\mathbf{R}_n = n_1 \mathbf{a}_1 + n_2 \mathbf{a}_2$ 为正格矢, n_1, n_2 为晶格指数, $\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2$ 为晶格基矢。通过计算可得六角形阵列光束传播的分数泰伯距离 $z_\beta = 3\Delta^2/(2\beta\lambda)$,其中 Δ 是相邻两个格点之间的距离, β 是分数参数。基于液晶空间光调制器(TN-LCSLM)的实验光路如图5所示,激光依次通过衰减器、扩束器、空间滤波器、准直透镜、空间光调制器,用于检测光束的CCD图像传感器放置在分数泰伯平面上,在空间光调制器上模拟正六角光学涡旋阵列照明器,加载的图片如图6(a)所示,得到了六角形光学涡旋阵列,此时的分数泰伯距离约为466 mm。图6(b)是CCD上检测到的光强分布,图6(c)是六角形涡旋阵列与平面波干涉的叉形条纹图。他们还研究了涡旋阵列强度与衍射距离之间的关系,最大强度的衍射距离并不是分数泰伯距离,同时强度最大值约为分数泰伯距离处峰值

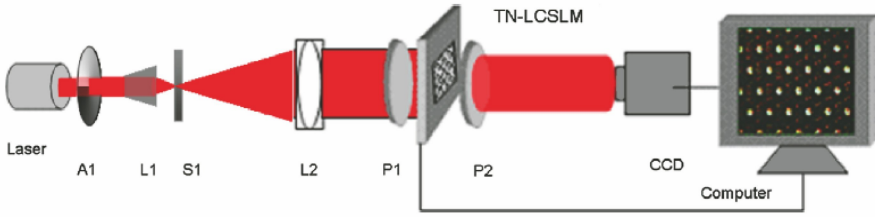


图 5 使用 TN-LCSLM 的实验装置示意图^[34]

Fig. 5 Schematic of experimental setup using TN-LCSLM^[34]

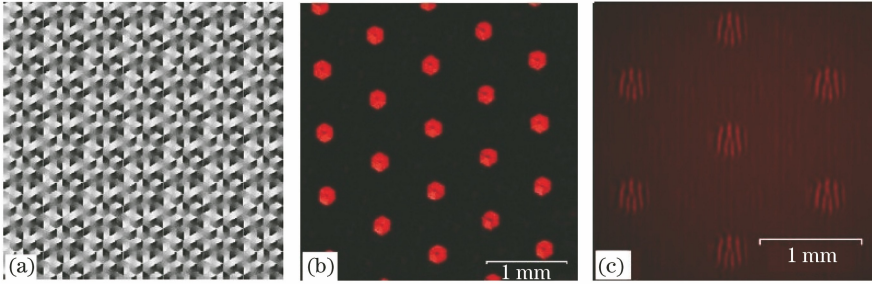


图 6 光学涡旋阵列照明器和涡旋光束阵列光强、干涉条纹图^[34]。(a)正六角光学涡旋阵列照明器；
(b)涡旋光束阵列光强；(c)叉形条纹图

Fig. 6 Optical vortex array illuminator, vortex beam array intensity, and interference fringe diagram^[34].

(a) Hexagonal optical vortex array illuminator; (b) light intensity of vortex beam array; (c) fork fringe pattern

强度的两倍。他们利用分数泰伯效应来设计相位衍射光栅,可以得到具有高压缩比的光学涡旋阵列,通过解析公式就能直接计算出相位光栅的参数,实验也很容易实现。

张新宇等^[35]提出了一种利用双光栅衍射获得涡旋光阵列的方法,其中双光栅 A、B 由计算机模拟生成并被加载到两个空间光调制器 SLM1、SLM2 上。利用 Matlab 软件对双光栅衍射法产生涡旋光阵列进行了模拟,图 7(a)为光栅 A,图 7(b)为光栅 B,其复振幅通过率分别为

$$g_A(x, y) = [1 + \cos(mx + ny)]/2, \\ g_B(x, y) = [1 + \cos(-mx + ny)]/2, \quad (8)$$

式中: $m = n = 2\pi/d$; d 为光栅条纹间距。当光栅处于不同倍数的泰伯距离位置上时,可以得到不同的涡旋阵列,将其与平面波干涉,出现叉形条纹,实验结果如图 8 所示。研究了两个光栅之间的距离变化对涡旋光阵列的影响,当两光栅的衍射距离分别为光栅 A 在其 1 倍泰伯距离、光栅 B 在其 1 倍或 1/2 泰伯距离时,所获得的涡旋光阵列的效果较好。

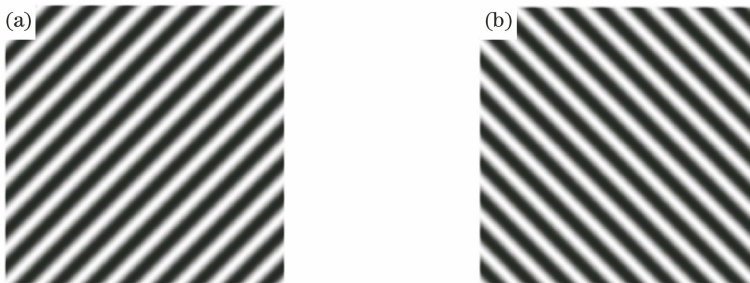


图 7 衍射光栅^[35]。(a)光栅 A;(b)光栅 B

Fig. 7 Diffraction grating^[35]. (a) Grating A; (b) grating B

2.3 光楔衍射法

柴忠洋等^[36]在单束光照射光楔再经衍射后生成单涡旋光束的基础上,提出了一种利用一束光照射光楔来产生涡旋阵列光束的方法。图 9 是单束

光照射在光楔产生单个涡旋光的原理,入射光束中心在光楔的边上,光束被光楔一分为二,在光楔边缘发生衍射,通过光楔部分的光会折射产生偏移并与另一部分光发生干涉,衍射场和干涉场在光楔边界

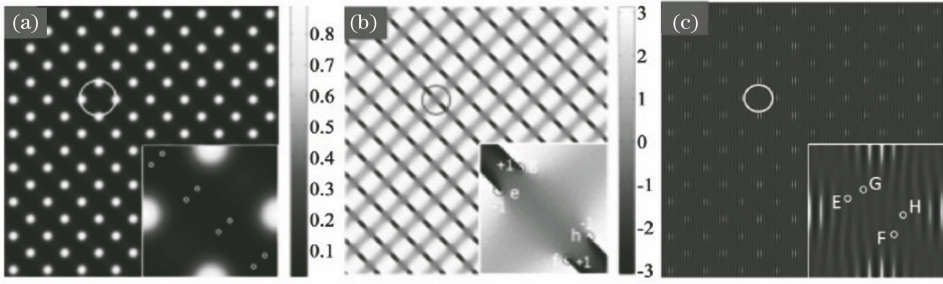


图 8 涡旋光阵列光强、相位和干涉条纹图^[35]。(a)光强点阵图;(b)相位分布图;(c)叉形条纹图

Fig. 8 Intensity, phase, and interference fringe diagrams of vortex beam array^[35]. (a) Point array of beam intensity; (b) phase distribution; (c) fork fringe pattern

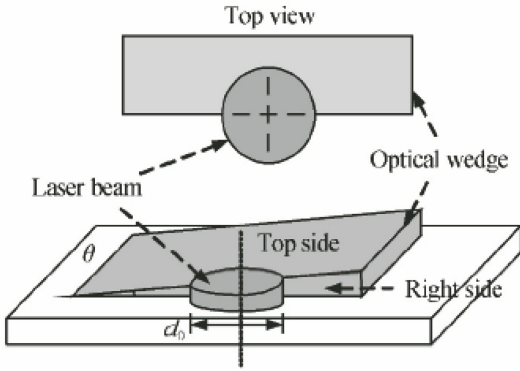


图 9 光楔衍射法原理^[36]

Fig. 9 Schematic diagram of optical wedge diffraction method^[36]

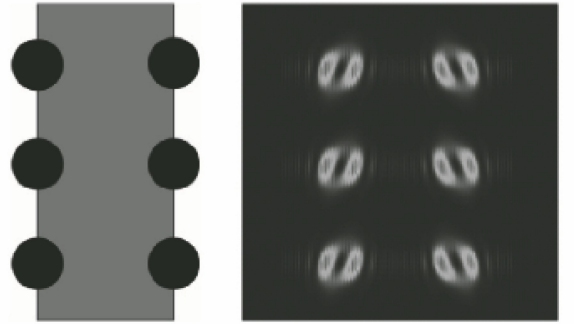


图 10 单条光楔产生两列拓扑荷相反涡旋的仿真结果^[36]

Fig. 10 Simulation results of two columns of optical vortices with opposite topological charge generated by single wedge^[36]

处的相位差等于 $\pi/2$ 的整数倍时,即可产生单束涡旋光。据此,用方形阵列高斯光束来照射光楔阵列,即可得到阵列涡旋光束。如果使用宽度合适的单条光楔,则可以在光楔的两个边缘同时产生两列涡旋光,如图 10 所示。此外,他们还在实验中采用一次成型的方法加工了一致性良好的光楔阵列,搭建了借助空间光调制器加载达曼光栅衍射产生所需阵列光束的实验光学系统,并在实验中发现通过调节全息图基本单元的整体宽度和高度可以调节光束阵列的横向和纵向间距,研究了达曼光栅掩模图基本单元对

光束阵列的调控,获得了可调结构的光束阵列,实验中产生的光学涡旋阵列与仿真结果相吻合。

2.4 模式转换法

Lin 等^[37]提出了一种通过柱透镜将驻波(花状) Laguerre Gaussian(LG)模式转换为交叉 Hermite-Gaussian(HG)模式来产生光学涡旋阵列的方法。HG 模式和 LG 模式都是完整的正交集,两个模式都可以通过复合形式叠加来描述任何模式的幅度分布。HG 模式在直角坐标系和 LG 模式在柱坐标系的表达式分别为

$$\begin{cases} \psi_{n,m}^{(HG)}(x,y,z) = \psi_{n,m}^{(HG)}(x,y,z) \exp[i(n+m+1)\theta_G(z)] \exp[-i\xi(x,y,z)] \\ \psi_{p,l}^{(LG)}(r,\phi,z) = \psi_{p,l}^{(LG)}(r,\phi,z) \exp[i(2p+l+1)\theta_G(z)] \exp[-i\xi(r,\phi,z)] \end{cases}, \quad (9)$$

式中: $\psi_{n,m}^{(HG)}(x,y,z) = [C_{n,m}^{(HG)}/w(z)] \exp[-(x^2+y^2)/w^2(z)] H_n[\sqrt{2}x/w(z)] H_m[\sqrt{2}y/w(z)]$, $C_{n,m}^{(HG)} = (2^{n+m+1}\pi n! m!)^{-1/2}$, $w(z) = w_0 \times \sqrt{1+(z/z_R)^2}$, w_0 为束腰半径, $z_R = \pi w_0^2/\lambda$ 为瑞利半径, n, m 为 x, y 方向的横向指数, $H_n(\cdot)$ 为 n 阶 Hermite 多项式; $\theta_G(z) = \arctan(z/z_R)$ 为 Gouy 相位; $\xi(x,y,z) = kz[1+(x^2+y^2)/2(z^2+z_R^2)]$; k 为

波数; $\psi_{p,l}^{(LG)}(r,\phi,z) = [C_{p,l}^{(LG)}/w(z)] (-1)^p \cdot [\sqrt{2}r/w(z)]^l L_p^l[2r^2/w^2(z)] \exp[-r^2/w^2(z)] \exp(il\phi)$; $\xi(r,\phi,z) = kz[1+r^2/2(z^2+z_R^2)]$; $L_p^l(\cdot)$ 为径向指数 p 、角向指数 l 的 Laguerre 多项式。如图 11(a)所示,(9)式中两个等式有如下转换关系:

$$\begin{cases} \psi_{p,l}^{(LG)}(r,\phi,z) \Leftrightarrow \psi_{n,m}^{(HG)}(x,y,z) \\ \psi_{p,-l}^{(LG)}(r,\phi,z) \Leftrightarrow \psi_{m,n}^{(HG)}(x,y,z) \end{cases}, \quad (10)$$

式中: $p = \min(n, m)$; $l = m - n$; $2p + 1 = n + m$ 。两个交叉 HG 模式的叠加状态波函数表达式为

$$\psi_{n,m}(x,y,z,\alpha) = \psi_{n,m}^{(HG)}(x,y,z) + \exp(-i\alpha)\psi_{m,n}^{(HG)}(x,y,z), \quad (11)$$

式中: α 为交叉 HG 模式的相对相位。交叉 HG 模式与花状 LG 模式的转换方案如图 11(b) 所示, 得到的涡旋阵列光束强度和相位如图 12(a)、(b) 所示。这种方法可以以各种角度旋转模式转换器, 能定性控制交叉 HG 模式的相对相位, 方法较为独特。

2.5 达曼涡旋光栅法

Yu 等^[38]提出了一种具有可调拓扑荷数的三维聚焦涡旋阵列, 其中三维达曼阵列由传统的二维达曼光栅(DG)和基于矢量德拜理论设计的达曼波带板(DZP)生成。达曼涡旋光栅(DVG)是一种涡流光栅, 可以产生光能相等、拓扑电荷不同的涡流, 通过将 DVG 引入到三维达曼阵列的聚焦系统中, 可以很容易地产生可调谐的三维涡流阵列。通过二元纯相位板(1×7 DVG)得到的实验图如图 13 所示, 图中含有 7 个具有不同拓扑荷数的涡旋光束, 并且衍射光的能量主要集中在这 7 个级次中。当涡流光束进入

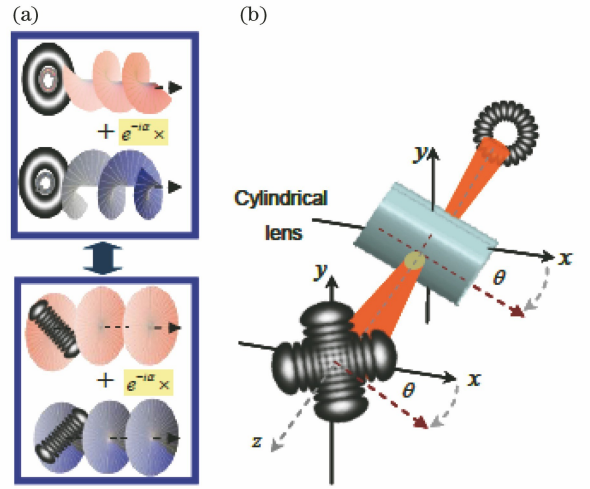


图 11 模式转换器的转换关系图和转换方案图^[37]。(a) 花状 LG 模式和交叉 HG 模式的转换关系; (b) 花状 LG 模式和交叉 HG 模式的转换方案

Fig. 11 Transformation relation diagram and transformation scheme diagram of mode converter^[37]. (a) Transformation relation between flower-like LG mode and crisscrossed HG mode; (b) transformation scheme between flower-like LG mode and crisscrossed HG mode

三维达曼系统中时, 焦点区域内的电场表达式为

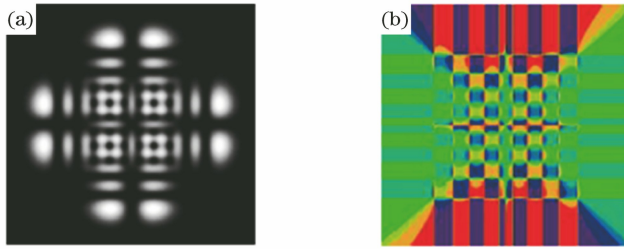


图 12 涡旋光阵列的强度和相位图^[37]。(a) 涡旋光阵列强度分布图; (b) 涡旋光阵列相位分布图

Fig. 12 Intensity and phase diagrams of vortex beam array^[37]. (a) Vortex beam array intensity distribution; (b) vortex beam array phase distribution

$$E_o(x,y,z) = \int_0^\infty \int_0^\infty [T_{DZP}(k_x, k_y) T_{DG}(k_x, k_y) E_t(k_x, k_y) / \cos \theta] \exp[i(k_x x + k_y y)] dk_x dk_y = \mathfrak{F}\{T_{DZP}(\xi)\} \otimes \mathfrak{F}\{T_{DG}(k_x, k_y)\} \otimes E_v(x,y,z), \quad (12)$$

式中: $\mathfrak{F}\{\cdot\}$ 表示傅里叶变换; $T_{DZP}(\cdot)$ 、 $T_{DG}(k_x, k_y)$ 分别为 DZP、DG 的透过率函数; $E_t(\cdot)$ 为未经物镜过滤的透射场; $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z)$ 为波矢; $\xi = \cos \theta -$

$(1 + \cos \alpha) / 2$; $\cos \theta = k_z / k$; $\alpha = \arcsin(NA/n_0)$, NA 是数值孔径, n_0 是焦点区域中介质的折射率; $E_v(x, y, z)$ 为单个涡旋光束的 3D 聚焦场, 其表达式为

$$E_v(x,y,z) = \int_0^a \int_0^{2\pi} A(\theta) \exp(il\phi) E_t(\theta, \phi) \times \exp[ik(x \sin \theta \cos \phi + y \sin \theta \sin \phi - z \cos \theta)] \sin \theta d\phi d\theta, \quad (13)$$

因此三维光场强度的表达式为

$$I_o(x, y, z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} C_m C_n C_q I_v(x - m\Delta x, y - n\Delta y, z - q\Delta z), \quad (14)$$

式中: $\Delta x = N_x \lambda / (2 \sin \alpha)$; $\Delta y = N_y \lambda / (2 \sin \alpha)$; $\Delta z = N_z \lambda / (1 - \cos \alpha)$; N_x 和 N_y 是沿着 x 方向和 y 方向的二维 DG 物镜孔径内的周期数; N_z 为 DZP 孔径内 ξ 中的周期数; $A(\theta)$ 为振幅分布; C_m 、 C_n 、 C_q 分别表示第 m 、 n 、 q 阶系数; $I_v(x, y, z) = |E_v^*(x, y, z) \times E_v(x, y, z)|$, $E_v^*(x, y, z)$ 为 $E_v(x, y, z)$ 的复共轭; $\cos \phi = k_x / (k_x^2 + k_y^2)^{-1/2}$; $\sin \phi = k_y / (k_x^2 + k_y^2)^{-1/2}$ 。实验光路如图 14 所示, 一束激光照射到镜子上, 镜子安装在可绕垂直 y 轴

旋转的旋转台上, 与镜子组装的旋转台安装在另一个线性过渡平台上, 该过渡平台可以沿 x 轴移动, DVG 位于镜子后面, 通过准直和扩展的光束再照射到二维 DG 上, 聚焦场的 3D 强度分布被 CCD 相机捕获。通过移动和旋转反射镜, 选择 1×7 DVG 的不同衍射阶数作为入射光束, 可以产生拓扑荷数可调节的 $5 \times 5 \times 5$ 达曼旋涡阵列。这种方法产生的三维涡旋阵列, 在三维光学操纵、三维并行涡旋扫描显微镜和并行涡旋信息传输等方面中有着很大的潜力。



图 13 实验结果图^[38]

Fig. 13 Experimental result^[38]

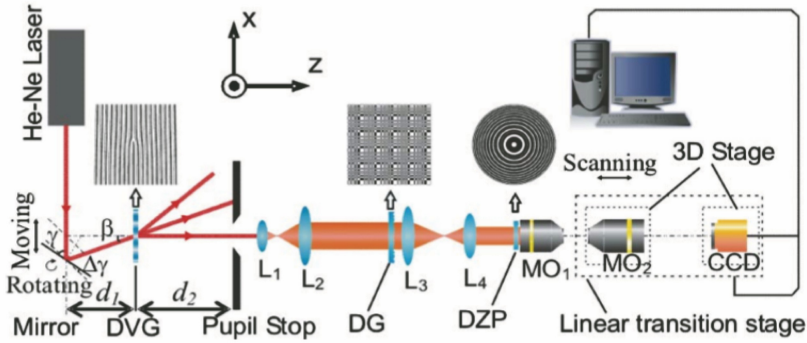


图 14 实验光路示意图^[38]

Fig. 14 Schematic of experimental optical path^[38]

2.6 计算全息法

Li 等^[39]在研究 OAM 阵列编码/解码时使用了计算全息法产生光学涡旋阵列。实验光路如图 15(a)所示, 激光光束通过四条路径的光纤被分成四束光, 并耦合到自由空间, 产生的高斯光束阵列如图 15(b)所示。空间光调制器 (SLM) 用作信号调制器, 将信息编码到 OAM 阵列上, 即根据输入信号序列产生 OAM 阵列序列, 加载到 SLM 上的相位图案被分成四个部分, 每个部分对应于输入的高斯光束, 使用相机作为检测器来记录 OAM 光束强度分布, 并通过计算机恢复收集到的信息。利用该方法得到的涡旋阵列光束在信息编码等领域具有很大的优势, 传输数据的效果很好。

黄素娟等^[40]利用共轭对称复函数的傅里叶变换是实函数的特性, 直接将物光波作共轭对称延拓、

傅里叶变换并进行适当的编码生成所需的计算全息图, 不需要模拟物光波与参考光波的干涉过程, 最后可以产生无旁瓣、高质量的光学涡旋阵列。当径向指数 $p=0$ 时, 单束涡旋光场的表达式为

$$E_{LC_0^l}(r, \theta) = \frac{1}{\omega(z)} \left[\frac{r\sqrt{2}}{\omega(z)} \right]^{|l|} \cdot \exp\left[\frac{-r^2}{\omega^2(z)}\right] \exp(-il\theta) \cdot \exp\left[i\left(kz - \frac{kr^2}{2R}\right)\right] \exp(i\phi), \quad (15)$$

式中: $\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + (z/z_R)^2}$ 为传播距离 z 处的光斑大小, ω_0 为束腰半径, z_R 为瑞利半径, k 为波数; r 、 θ 和 z 为柱坐标参数; R 为光波前曲率半径; ϕ 为涡旋光的 Gouy 相位; l 为涡旋光的拓扑荷数。 M 行 N 列的涡旋阵列如图 16 所示, 第 i 行第 j 列的光

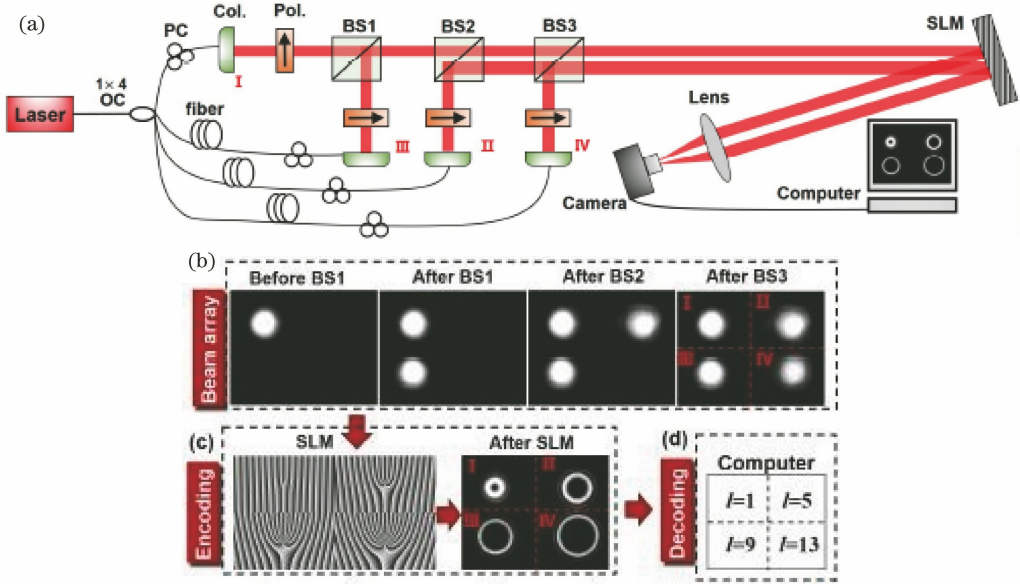


图 15 OAM 阵列编码/解码实验图和光阵列分布图^[39]。(a)实验光路示意图；(b)高斯光束阵列；(c)涡旋光阵列；(d)涡旋光阵列的拓扑荷数

Fig. 15 Experimental diagram for OAM array encoding/decoding and distribution of beam arrays^[39]. (a) Schematic of experimental optical path; (b) Gaussian beam arrays; (c) vortex beam arrays; (d) topological charge of vortex beam arrays

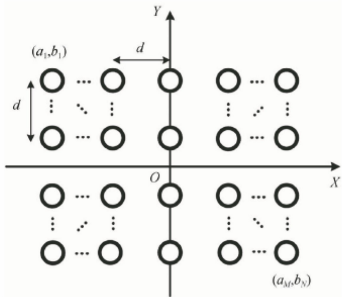


图 16 M 行 N 列的矩形涡旋光阵列^[40]

Fig. 16 Rectangular vortex beam array with M rows and N columns^[40]

束奇点坐标 (a_i, b_j) 为 $(jd - (N + 1)d/2, -id + (M + 1)d/2)$, 其中 $i = 1, 2, 3, \dots, M, j = 1, 2, 3, \dots, N$, 得到的涡旋光阵列的光强和相位分别为 $I = E_{\text{array}}(x, y) \times E_{\text{array}}^*(x, y), \phi = \arg[E_{\text{array}}(x, y)]$, 其中 $E_{\text{array}}(x, y) = E_{\text{LG}_{0,1}^i}(x - a_1, y - b_1) + \dots + E_{\text{LG}_{0,1}^i}(x - a_i, y - b_j)$; $E_{\text{array}}^*(x, y)$ 为 $E_{\text{array}}(x, y)$ 的复共轭; $\arg[\cdot]$ 为取相位角。在空间光调制器 SLM 上加载的全息图如图 17(a) 所示, 由此产生的涡旋光阵列的涡旋中心光强为零, 光束相互独立且均匀分布, 对其使用基于马赫-曾德尔干涉的系统进行检测, 得到的干涉条纹图样如图 17(b) 所示。采用的实验光路简单易实现, 可以调控产生涡旋阵列的分布结构、涡旋光束的数目、涡旋光束之间的距

离、每个位置处的涡旋光束拓扑电荷及束腰半径等。计算全息法利用了计算机方便快捷的特点, 可以生成高质量的全息图, 相比采用光学刻蚀技术产生全息图, 时间更短, 成本更低, 这种方法在产生涡旋光阵列的研究中较为常见。此外, 贺超等^[41]基于计算全息法在实验中产生了光环晶格阵列, 该结果与理论结果相一致, 这为粒子操控的研究提供了理论基础和实验依据。

2.7 空间光调制法

Daria 等^[42]提出了基于计算机可编程的空间光调制器来产生光学涡旋阵列。实验光路如图 18 所示, 一束激光经过小孔后, 入射到处于 $4f$ 透镜成像系统的傅里叶平面上, 在该平面上有一个空间滤波器, 最后得到输出光束。通过计算机模拟小孔的结构, 可以得到在不同检测距离的光束阵列, 同时光束强度随着传播距离的变化而变化。采用空心玻璃微珠实验证明了该涡旋光阵列可以对具有较低折射率的多个粒子进行俘获和动态操纵, 并且能将颗粒定位到它们相应的光学陷阱中, 一旦所有的陷阱都充满了颗粒, 再通过移动样品台将捕获的颗粒与自由移动的颗粒隔离, 这种方法展现了光学涡旋在捕获粒子方面的潜能。

此外, 还有许多基于空间光调制法产生涡旋光阵列的研究^[43-50], 如利用液晶的性质来产生涡旋光阵列^[43-49]、通过螺旋空间相位滤波来产生涡旋光阵列^[50]。

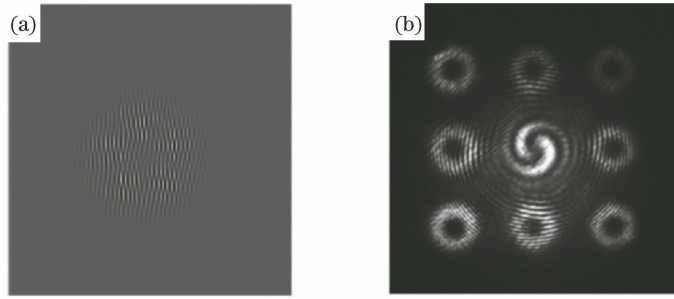


图 17 涡旋光阵列的全息图和实验干涉条纹图^[40]。(a) 涡旋光阵列的全息图; (b) 涡旋光阵列的干涉条纹图
Fig. 17 Hologram and experimental interference fringes of vortex beam array^[40]. (a) Hologram of vortex beam array; (b) interference fringes of vortex beam array

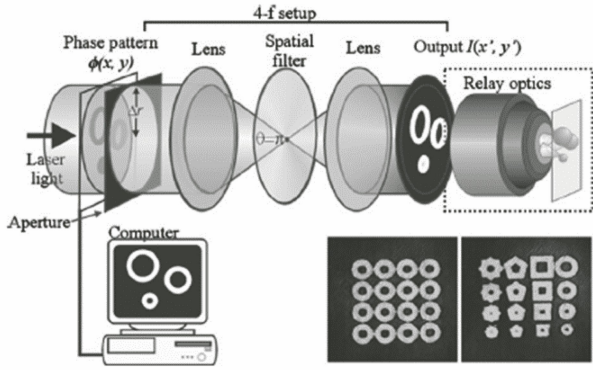


图 18 实验系统示意图^[42]

Fig. 18 Schematic of experimental system^[42]

2.8 超材料图案法

Jin 等^[51]提出了一种基于二维超材料产生涡旋阵列的方法,通过改变纳米天线的方向和几何形状来进行相位和幅度调制,并且可以抑制高阶衍射的能量,使得不同通道中的能量相等。图 19 是由纳米网格阵列组成的超薄多通道涡旋光束发生器,在超曲面($z=0$)处具有不同相移的 OAM 光束的复电场表达式为

$$E(x, y, 0) = \sum_{n=1}^q a_n(x, y, 0) \exp[-i(l\phi(x, y) + k_0 \sin \theta_{nx} x + k_0 \sin \theta_{ny} y)], \quad (16)$$

式中: $a_n(x, y, 0)$ 是超表面上单个涡旋光束的振幅分布,可以确定输出平面中 OAM 光束的强度; $\phi(x, y) = \arctan(y/x)$ 是相位角; l 是拓扑荷数; $k_0 = 2\pi/\lambda$ 是波数; θ_{nx} 、 θ_{ny} 分别为相对 x 、 y 轴传播的角度; q 为光束的总数。在每束光中添加随机相位以减小相互干扰的影响。为了证明该方案的可行性,通过聚焦离子束制作了一个多通道涡旋光束发生器,可以产生 6×6 的涡旋阵列,并在 $z = 220 \mu\text{m}$ 处收集光束,光束的实验图和模拟图如图 20 所示。

除此之外,还生成了具有各种拓扑荷数和特殊

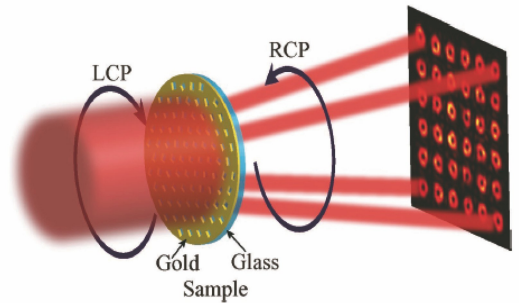


图 19 超薄多通道涡旋光束发生器^[51]

Fig. 19 Schematic of multi-channel vortex beam generator using metasurface^[51]

形状的涡旋光阵列,与传统的涡旋光阵列产生方法相比,这种方法使用的是具有小型化、易于设计和制造的超薄材料,极大地节省了工作空间,在微粒操纵等方面具有更大的潜力。随着纳米技术的发展,基于超材料产生涡旋光阵列的研究^[52-55]也越来越多,如通过准 Talbot 效应设计的超材料来产生光学涡旋阵列^[55]。不同的涡旋光阵列产生方法有其相应的优劣性,以上方法优劣性对比如表 1 所示。

3 结 论

涡旋光阵列既可以是拓扑荷数相一致的涡旋光阵列,也可以是拓扑荷数各异的涡旋光阵列,由于其具有多个独特的螺旋相位结构,对于涡旋光阵列深入研究的重要性不言而喻。目前,产生涡旋光阵列的方法有很多,从理论和实验的角度介绍了几种常见的产生方法,力图开阔研究者的视野,从多种角度研究涡旋光阵列的产生并拓宽其应用领域。不同的涡旋光阵列产生方法有其相应的优劣性,如何根据使用用途选取合适的方法,如何在使用时扬长避短,如何改进以突破自身局限,这些都是值得去思考、研究的重要问题。相信,在不久的将来,对涡旋光阵列的理论研究及其相关应用研究一定会越来越丰富。

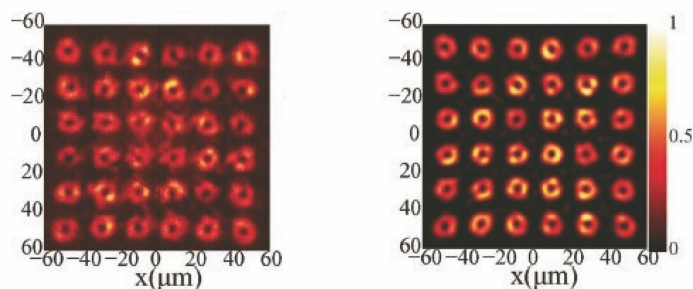
图 20 实验和模拟得到的涡旋光阵列^[51]Fig. 20 Vortex beam arrays obtained by experiment and simulation^[51]

表 1 各种方法的对比

Table 1 Comparison of various methods

Method	Advantage	Disadvantage
Interferometry	Simple experimental device, high contrast of vortex beam array	Experimental complexity, system instability
Talbot effect method	High compression ratio of vortex arrays, easy operation	Grating position has a great influence on quality of beam array
Optical wedge diffraction method for beam array	Adjustable vortex beam array spacing	Complication of wedge making process, multistage diffraction at edge of wedge, double edge diffraction caused by wedge tilt
Mode conversion method	High conversion efficiency	Complication of optical structure, difficulty in device preparing, difficulty to control types and parameters of vortex beam array
Dammann vortex grating method	Three-dimensional vortex array with adjustable topological charge, high purity of vortex arrays	Higher requirement for surface quality of grating, expensive, difficult to process
Computational holography method	Easy operation, variable parameters of the vortex array	High requirement for computer speed and storage
Spatial light modulation method	Easy operation, variable beam shape in a vortex array	Requirement for space light modulator with high quality and high price
Metamaterial pattern method	Miniaturization, high quality vortex array	High price

参 考 文 献

- [1] Allen L, Beijersbergen M W, Spreeuw R J C, et al. Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes[J]. Physical Review A, 1992, 45(11): 8185-8189.
- [2] Friese M E J, Nieminen T A, Heckenberg N R, et al. Optical alignment and spinning of laser-trapped microscopic particles[J]. Nature, 1998, 394(6691): 348-350.
- [3] Padgett M, Bowman R. Tweezers with a twist[J]. Nature Photonics, 2011, 5(6): 343-348.

- [4] Bozinovic N, Yue Y, Ren Y X, et al. Terabit-scale orbital angular momentum mode Division multiplexing in fibers[J]. Science, 2013, 340(6140): 1545-1548.
- [5] Wang J, Yang J Y, Fazal I M, et al. Terabit free-space data transmission employing orbital angular momentum multiplexing [J]. Nature Photonics, 2012, 6(7): 488-496.
- [6] Gibson G, Courtial J, Padgett M J, et al. Free-space information transfer using light beams carrying orbital angular momentum [J]. Optics Express, 2004, 12(22): 5448-5456.

- [7] Robbert J, Mandeep S, Joseph J. The use of orbital angular momentum of light beams for optical data storage[J]. Proceedings of SPIE, 2004, 5380: 387-392.
- [8] He H, Friese M E J, Heckenberg N R, et al. Direct observation of transfer of angular momentum to absorptive particles from a laser beam with a phase singularity[J]. Physical Review Letters, 1995, 75(5): 826-829.
- [9] Grier D G. A revolution in optical manipulation[J]. Nature, 2003, 424(6950): 810-816.
- [10] Couillet P, Gil L, Rocca F. Optical vortices [J]. Optics Communications, 1989, 73(5): 403-408.
- [11] Abramochkin E, Volostnikov V. Beam transformations and nontransformed beams [J]. Optics Communications, 1991, 83(1/2): 123-135.
- [12] Heckenberg N R, McDuff R, Smith C P, et al. Generation of optical phase singularities by computer-generated holograms [J]. Optics Letters, 1992, 17(3): 221-223.
- [13] Yao A M, Padgett M J. Orbital angular momentum: origins, behavior and applications [J]. Advances in Optics and Photonics, 2011, 3(2): 161-204.
- [14] Curtis J E, Grier D G. Modulated optical vortices [J]. Optics Letters, 2003, 28(11): 872-874.
- [15] Cai X, Wang J, Strain M J, et al. Integrated compact optical vortex beam emitters [J]. Science, 2012, 338(6105): 363-366.
- [16] Ke X Z, Ge T. Experiment on generation of vortex light with few-mode fiber [J]. Chinese Journal of Lasers, 2017, 44(11): 1106004.
柯熙政, 葛甜. 利用少模光纤产生涡旋光的实验 [J]. 中国激光, 2017, 44(11): 1106004.
- [17] Shvedov V G, Izdebskaya Y V, Alekseev A N, et al. The formation of optical vortices in the course of light diffraction on a dielectric wedge [J]. Technical Physics Letters, 2002, 28(3): 256-259.
- [18] Zou W K, Yang C Y, Hou J, et al. Measurement of topological charges for vortex beams using gradually-changing-period annular gratings [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2019, 56(14): 140501.
邹文康, 杨春勇, 侯金, 等. 环形渐变型光栅用于涡旋光束拓扑荷数测量的研究 [J]. 激光与光电子学进展, 2019, 56(14): 140501.
- [19] Li R Q, Wang Z, Cui C, et al. Diffraction of vortex beam by regular hexagonal multi-hole array [J]. Acta Optica Sinica, 2018, 38(10): 1005002.
李润泉, 王智, 崔繁, 等. 正六边形多孔阵列的涡旋光衍射 [J]. 光学学报, 2018, 38(10): 1005002.
- [20] Pei C Y, Mao Z X, Xu S P, et al. Interferometric detection method for orbital angular momentum of vortex beams [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2019, 56(14): 140502.
裴春莹, 茅志翔, 徐素鹏, 等. 涡旋光束轨道角动量的一种新型干涉检测方法 [J]. 激光与光电子学进展, 2019, 56(14): 140502.
- [21] Curtis J E, Koss B A, Grier D G. Dynamic holographic optical tweezers [J]. Optics Communications, 2002, 207(1/2/3/4/5/6): 169-175.
- [22] Chapin S C, Germain V, Dufresne E R. Automated trapping, assembly, and sorting with holographic optical tweezers [J]. Optics Express, 2006, 14(26): 13095-13100.
- [23] Ladavac K, Grier D G. Microoptomechanical pumps assembled and driven by holographic optical vortex arrays [J]. Optics Express, 2004, 12(6): 1144-1149.
- [24] Ebihara T J. Optical vortex masks for via levels [J]. Nanolithography, MEMS, and MOEMS, 2004, 3(2): 293-305.
- [25] Xue J X, Wei W, Zhao R, et al. Displacement measurement simulation of optical vortex lattice [J]. Journal of Shandong Normal University (Natural Science), 2017, 32(1): 101-106.
薛婧璇, 魏炜, 赵冉, 等. 光涡旋阵列位移测量模拟 [J]. 山东师范大学学报(自然科学版), 2017, 32(1): 101-106.
- [26] Vyas S, Senthilkumaran P. Interferometric optical vortex array generator [J]. Applied Optics, 2007, 46(15): 2893-2898.
- [27] Vyas S, Senthilkumaran P. Vortex array generation by interference of spherical waves [J]. Applied Optics, 2007, 46(32): 7862-7867.
- [28] Masajada J, Popiolek-Masajada A, Leniec M. Creation of vortex lattices by a wavefront division [J]. Optics Express, 2007, 15(8): 5196-5207.
- [29] O'Holleran K, Padgett M J, Dennis M R. Topology of optical vortex lines formed by the interference of three, four, and five plane waves [J]. Optics Express, 2006, 14(7): 3039-3044.
- [30] Li Z H, Cheng C F. Generation of second-order vortex arrays with six-pinhole interferometers under plane wave illumination [J]. Applied Optics, 2014, 53(8): 1629-1635.
- [31] Schoonover R W, Visser T D. Creating polarization

- singularities with an N-pinhole interferometer [J]. *Physical Review A*, 2009, 79(4): 043809.
- [32] Talbot H F. LXXVI. Facts relating to optical science. No. IV [J]. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 1836, 9(56): 401-407.
- [33] Zhang X Y, Hu C H, Zhao R, et al. Generation of optical vortex array by using a diffraction grating[C] // 2017 9th International Conference on Advanced Infocomm Technology (ICAIT), November 22-24, 2017, Chengdu. IEEE, 2017: 25-29.
- [34] Wei G X, Lu L L, Guo C S. Generation of optical vortex array based on the fractional Talbot effect[J]. *Optics Communications*, 2009, 282(14): 2665-2669.
- [35] Zhang X Y, Wei W, Sun P. Generation of regular optical vortex array by using double diffraction gratings[J]. *Journal of Shandong Normal University (Natural Science)*, 2018, 33(1): 61-68.
张新宇, 魏伟, 孙平. 基于双光栅衍射的规则涡旋光阵列产生方法[J]. *山东师范大学学报(自然科学版)*, 2018, 33(1): 61-68.
- [36] Chai Z Y, Wang Q C, Zeng Z, et al. Research on the generation of optical vortex array using a wedge array [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2015, 44(4): 0426005.
柴忠洋, 王祺昌, 曾臻, 等. 基于光楔阵列产生光学涡旋阵列的研究[J]. *光子学报*, 2015, 44(4): 0426005.
- [37] Lin Y C, Lu T H, Huang K F, et al. Generation of optical vortex array with transformation of standing-wave Laguerre-Gaussian mode [J]. *Optics Express*, 2011, 19(11): 10293-10303.
- [38] Yu J J, Zhou C H, Jia W, et al. Three-dimensional Damman vortex array with tunable topological charge[J]. *Applied Optics*, 2012, 51(13): 2485-2490.
- [39] Li S H, Xu Z D, Liu J, et al. Experimental demonstration of free-space optical communications using orbital angular momentum (OAM) array encoding/decoding[C] // CLEO: 2015, May 10 - 15, 2015, San Jose, California. Washington, D. C.: OSA, 2015: 1-2.
- [40] Huang S J, Zhang J, Shao W, et al. Experimental study on optical vortex array with high quality [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2017, 46(8): 0826002.
黄素娟, 张杰, 邵蔚, 等. 高质量光学涡旋阵列的实验研究[J]. *光子学报*, 2017, 46(8): 0826002.
- [41] He C, Huang S J, Gu T T, et al. Study of optical ring lattice array based on computer-generated holography[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2014, 41(3): 0309003.
贺超, 黄素娟, 谷婷婷, 等. 基于计算全息的光环晶格阵列研究[J]. *中国激光*, 2014, 41(3): 0309003.
- [42] Daria V R, Rodrigo P J, Glückstad J. Dynamic array of dark optical traps [J]. *Applied Physics Letters*, 2004, 84(3): 323-325.
- [43] Kumar A, Vaity P, Banerji J, et al. Making an optical vortex and its copies using a single spatial light modulator [J]. *Physics Letters A*, 2011, 375(41): 3634-3640.
- [44] Gao Y M, Wen Z R, Shan J, et al. Generation of the compound optical vortex array wave field [J]. *Optik*, 2017, 131: 41-48.
- [45] Li H, Liu H G, Chen X F. Nonlinear vortex beam array generation by spatially modulated fundamental wave [J]. *Optics Express*, 2017, 25(23): 28668-28673.
- [46] Brasselet E. Tunable optical vortex arrays from a single nematic topological defect [J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108(8): 087801.
- [47] Son B, Kim S, Kim Y H, et al. Optical vortex arrays from smectic liquid crystals [J]. *Optics Express*, 2014, 22(4): 4699-4704.
- [48] Kapoor A, Kumar M, Senthilkumaran P, et al. Optical vortex array in spatially varying lattice [J]. *Optics Communications*, 2016, 365: 99-102.
- [49] Barboza R, Bortolozzo U, Assanto G, et al. Harnessing optical vortex lattices in nematic liquid crystals [J]. *Physical Review Letters*, 2013, 111(9): 093902.
- [50] Guo C S, Zhang Y, Han Y J, et al. Generation of optical vortices with arbitrary shape and array via helical phase spatial filtering [J]. *Optics Communications*, 2006, 259(2): 449-454.
- [51] Jin J J, Pu M B, Wang Y Q, et al. Multi-channel vortex beam generation by simultaneous amplitude and phase modulation with two-dimensional metamaterial [J]. *Advanced Materials Technologies*, 2017, 2(2): 1600201.
- [52] Mehmood M Q, Mei S T, Hussain S, et al. Visible-frequency metasurface for structuring and spatially multiplexing optical vortices [J]. *Advanced Materials*, 2016, 28(13): 2533-2539.
- [53] Yue F Y, Wen D D, Zhang C M, et al. Multichannel polarization-controllable superpositions of orbital angular momentum states [J]. *Advanced Materials*,

- 2017, 29(15): 1603838.
- [54] Huang L L, Song X, Reineke B, et al. Volumetric generation of optical vortices with metasurfaces[J]. ACS Photonics, 2017, 4(2): 338-346.
- [55] Gao H, Li Y, Chen L W, et al. Quasi-Talbot effect of orbital angular momentum beams for generation of optical vortex arrays by multiplexing metasurface design[J]. Nanoscale, 2018, 10(2): 666-671.