

涡旋光场的集成光子学操控方法

余思远

中山大学光电材料与技术国家重点实验室, 广东 广州 510275

摘要 光学涡旋是一类围绕光轴具有螺旋相位项的圆柱光学模式。近年来,光学涡旋因其在光学和光子学的许多领域具有重要潜在应用而引起了广泛关注,其可能应用范围包括光通信、光信息处理、成像传感和量子信息等。与基于自由空间光学的方法相比,集成光子学的发展为操纵光学涡旋提供了更为有效的方法。对使用集成光子器件操纵光学涡旋的理论框架和最新技术进展进行了全面综述。

关键词 物理光学; 光学涡旋; 轨道角动量; 集成光子学

中图分类号 O436.1 **文献标识码** A

doi: 10.3788/AOS201636.1026008

Integrated Photonic Methods for Manipulation of Optical Vortices

Yu Siyuan

State Key Laboratory of Optoelectronic Materials and Technologies, Sun Yat-Sen University,
Guangzhou, Guangdong 510275, China

Abstract Optical vortices are a variety of cylindrical modes that have spiral phase terms around the optical axis. In recent years, optical vortices have attracted wide interest because of their potential applications in many areas including optical communications, optical information processing, imaging sensing, and quantum information. Compared to approaches based on free space optics, integrated photonics provides more effective approaches for the manipulation of optical vortices. This paper reviews the theoretical framework and latest progress in such approaches.

Key words physical optics; optical vortex; orbital angular momentum; integrated photonics

OCIS codes 260.5430; 050.4865; 130.3120; 350.4855

1 引 言

柱坐标系中的光学涡旋(OV)是一类偏振和/或相位围绕中心轴线旋转的光学模式。由于偏振或相位的旋转,在光学涡旋中,光场至少具有一个奇点。该奇点一般位于旋转中心,此处的光场由于其相位或偏振态无法定义,导致场强为零。光学涡旋是结构光场的一类,其场参数(包括场强、偏振、相位和波矢量)的空间变化导致光场产生精细结构。由于偏振和/或相位的旋转,光学涡旋中的光子携带自旋角动量(SAM)和/或轨道角动量(OAM)^[1-3]。

由于其空间变化的场分布,光学涡旋的传播在服从麦克斯韦方程一般形式的同时,还表现出一些有趣的行为。由于光学涡旋经常具有圆柱形对称性,波动方程在柱坐标系下的解通常是其最好的描述,其中最为人熟知的是线偏振的拉盖尔-高斯(LG)模式^[3]以及贝塞尔和汉克尔模式。某些涡旋模式,例如 OAM 光束,模式之间的正交性可以在同一个空间通道提供新的复用方法,形成多个独立的 OAM 通信信道,在通信领域引起了广泛的兴趣^[4-5]。采用该方法已经获得了非常高的通信频谱效率[高达 435 bit/(s·Hz)]^[6]。在自由空间中,近场和远场分布间的一般衍射规律仍然适用于涡旋光束,但其传播与在正交坐标系中定义的光学模式有着显著不同。例如,采用高数值孔径透镜尖锐聚焦一个径向偏振的涡旋光束,可产生强烈的轴向(或纵向)

收稿日期: 2016-07-14; **收到修改稿日期:** 2016-08-17

基金项目: 国家自然科学基金重大研究项目(61490715)、国家 973 计划(2014CB340000)

作者简介: 余思远(1963—),男,博士,教授,主要从事集成光电子器件及其系统应用方面的研究。

E-mail: yusy@mail.sysu.edu.cn

偏振光光斑,光斑尺寸小于阿贝极限^[7]。这类性能已经应用于超分辨率成像等领域。涡旋光束的衍射效应可能大于高斯光束,这对某些应用具有重要的影响。例如在通信中将需要较大的接收孔径以有效地收集涡旋光束的能量^[8]。涡旋光束的奇点会导致位于轴线的探测器不能有效接收能量,在自由空间光通信应用中需要加以考虑。

在圆柱波导或光纤中不存在涡旋光束的衍射问题,并且可实现低损耗远距离传播,因此具有现实的通信应用前景。最近,多个课题组已经报道了支持多个光学涡旋模式的 OAM 光纤^[9-10],其中一些 OAM 光纤的损耗水平可以媲美广泛使用的单模光纤。光学涡旋具有角动量的事实也使其在物质相互作用过程中出现了很多有趣的现象。具有 OAM 的光束可以使得宏观颗粒进行自旋和轨道旋转运动,因此被称为“光学扳手”^[11]。在微观层面,光子自旋角动量与纳米光子结构和电子态的相互作用是目前研究的热点。基于这类相互作用的量子信息存储^[12]实验已成功实现了高维 OAM 光子叠加态的存储和读出。涉及相对论非线性过程的光学涡旋也有初步实验报道^[13]。

很多情况下,光学涡旋的操纵是采用离散的体光学元件来实现的。例如将自由空间光束通过螺旋相位差板^[14-15]、空间光调制器(SLM)^[16]、非均匀双折射元件^[17]、亚波长光栅^[18]、纳米天线阵列^[19]等。这类方法(除 SLM 外)一般来说只产生一个 OAM 状态,具有切换或调制能力的 SLM 则非常昂贵且速度较慢。光学涡旋对于光轴的对准非常敏感,因而依靠这类方法的光路构建过程繁琐、难以扩展规模,且易受干扰,缺乏稳定性。

相比之下,基于平面光波导的光子集成技术具有紧凑、坚固、高效的特点,在精度、体积、可靠性和可扩展性方面具有独特优势。集成光路(PIC)应用于光学涡旋的研究中,可以完成离散光学装置几乎不可能完成的任务。例如,使用光学涡旋或者 OAM 模式多路复用的光通信系统的发射机和接收机设备中,虽然目前成功传输实验使用了大量的离散光学元件,但实际应用中必须使用集成光子器件。本文对基于集成光学的光学涡旋操控方法研究原理和进展进行介绍和回顾。

2 基于集成光子学的光学涡旋产生原理

2.1 光学涡旋模式

光学涡旋以及相关的集成光子结构的圆柱对称性,使得在极坐标或圆柱坐标系中对其进行描述成为一个自然的选择。如图 1 所示, (ρ, φ) 坐标形成波导的平面, z 是光学涡旋模式的中心轴(光轴)。

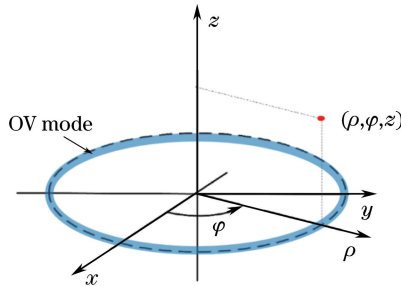


图 1 圆柱坐标系中的涡旋光场模式

Fig. 1 Optical vortex mode in cylindrical coordinates

圆柱坐标系下电磁波模式分析通常从纵向 z 分量入手,电场和磁场的 z 分量满足圆柱坐标波动方程^[20]

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_0^2 n^2 \right) H_z(\rho, \varphi, z) = 0, \quad (1)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_0^2 n^2 \right) E_z(\rho, \varphi, z) = 0, \quad (2)$$

式中 n 是平面波导层的折射率, k_0 为自由空间波数。光场 z 分量的一般形式^[21]为

$$H_z(\rho, \varphi, z) = R(\rho) \Psi(\varphi) Z(z), \quad (3)$$

$$E_z(\rho, \varphi, z) = R(\rho) \Psi(\varphi) Z(z). \quad (4)$$

在光子集成器件中,光场的 z 轴向分布即平面波导模式在垂直方向上的分布,

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_0^2 n^2\right) Z(z) = \beta^2, \quad (5)$$

式中 β 是轴向波矢量模。光场随着方位角 φ 的分布符合

$$\Psi(\varphi) = \exp(-j l \varphi), \quad (6)$$

式中角向波数(或拓扑荷) $l = 2\pi n R / \lambda$, R 是平面涡旋光场模式的等效半径, λ 是波长。光场在方位角方向上具有周期性边界条件 $\Psi(\varphi) - \Psi(\varphi + 2\pi) = l \times 2\pi$, 因此 l 必须为整数, 并且与光子的 OAM 量子数相关联。光场的径向分布具有贝塞尔/汉克尔函数形式:

$$R(\rho) = a H_l^{(1)}(\beta\rho) + b H_l^{(1)}(\beta\rho), \quad (7)$$

式中系数 a 和 b 可在界面处应用场连续性条件来确定。一旦建立场的 z 分量, 其他分量可以通过已知的关系获得, 从而给出全矢量模式。

局限于平面波导中圆柱形矢量模式的一个特例是沿圆形结构(例如微圆盘和微环)圆周传播的回音壁模式(WGM)。对于回音壁模式, (6)式的方位角函数中, l 即为光场绕圆周的波长数, 亦即方位角模式的阶数。值得指出的是, 由于圆形边界条件的限制, 回音壁模式的偏振也是旋转对称的。

使用集成光子学方法操控光学涡旋的中心问题, 是能量在平面波导密闭光学模式和自由空间光学涡旋模式之间如何耦合。这一耦合过程依赖于在光子结构中嵌入具有圆柱对称性的结构扰动。

2.2 圆柱对称结构扰动

沿着导模的传播方向引入二阶布拉格光栅是使平面内导模和平面外传播模式发生耦合最为人熟知的技术。为了操控光学涡旋, 布拉格光栅也要具有圆柱对称性。由于波导平面内的光学涡旋模式可沿径向(向内/向外)或方位角方向[顺时针(CW)/逆时针(CCW)]传播, 可以通过折射率进行调制, 在柱对称集成光子结构的径向或者在方位角方向引入二阶布拉格光栅。

一些表面发射激光器中, 同心圆光栅被用来实现效率更高、面积更大的激励区^[22-25]。采用圆形光栅进行光学涡旋操控的第一个例子是硅基集成光路^[26]。在该光路中, 一组波导沿径向会聚于二阶圆形光栅, 而圆形光栅将光向平面垂直方向输出(反之亦然, 用于接收)。会聚波导之间的相对相位决定发射光束的拓扑荷, 并且可以通过硅的热光效应操作片上相移器来进行调整。这种集成光路可通过串联一个片上平面光学傅里叶变换光路, 实现光学涡旋的发射和接收, 以及在空间相位域和真实空间域之间转换多个拓扑荷。在这类径向激励方案中, 实现高品质的光学涡旋拓扑荷纯度依赖于激发波导之间的精确相位控制。为了实现高的拓扑荷值 l , 需要大量激发波导(大于 $2l$ 条)。

径向传播的波导平面内光学模式沿径向符合贝塞尔函数分布, 一般来说, 二阶圆形光栅应根据沿径向的贝塞尔/汉克尔函数的相位交替进行优化。这一点对于小半径器件特别重要^[27-28]。在大半径器件中, 圆形光栅可以是等距(即周期性)的。

角向光栅耦合则可以在平面模式耦合进入垂直发射模式时, 提供良好的角向相位精度。(一阶)角向光栅在圆柱形对称的集成光子微盘和环形激光器中曾被用于实现单模激励^[29-31]。近来, 二阶角向光栅被引入硅波导环形谐振腔, 用于产生具有 OAM 的光学涡旋模式^[32]。在此方案中, 由于平面光波导为环形, 所产生辐射光束的等相位面自然成为螺旋状, 亦即具有光学涡旋的波前特征。其中, 限于平面环形谐振器内传播的回音壁模式被环形谐振腔波导内侧壁的二阶角光栅散射进入辐射的 OAM 模式。因此, 发射的光学涡旋光束的拓扑荷(或者光子携带的 OAM 量子数)由 WGM 的拓扑荷以及光栅周期的数目来确定。由于沿方位角方向的周期性边界条件自动要求波导内 WGM 模式的拓扑荷为整数, 该方案可以得到较高 OAM 纯度。

2.3 理论分析方法

多种不同的方法, 包括耦合模理论(CMT)等^[33-35]半解析方法和有限差分时域(FDTD)等数值方法^[36], 可用于分析嵌有圆形或角向光栅的光子结构。FDTD 是一个简单的工具, 但用于研究扰动光子结构与光场模式的相互作用时, 难以从仿真结果中分辨物理机理和过程。偶极子模型^[37]使用偶极振子来表示光栅元件散射的光。该模型可以很好地预测发射光束的特性, 但不能描述结构内的物理相互作用, 也难以在计算过程中包括结构参数。

在角向光栅最初的研究中^[32], CMT 被用于推导在方位角方向上的相位匹配条件。CMT 已经扩展为分

析光学涡旋模式和圆柱形结构之间相互作用的一个新理论方法^[38]。该方法中,现有描述一维光栅(例如分布反馈式激光器等器件中的波导光栅)的耦合模方程在圆柱坐标下得以重构^[39-42],用于分析由圆形或角向光栅诱发的圆柱坐标内光场模式之间的相互作用。

以嵌入侧壁角向光栅的环形谐振腔中的模式耦合过程为例,首先,沿着方位角方向的结构扰动(Δn)区域内折射率分布可利用空间傅里叶变换沿角向展开为

$$\Delta n = \sum_{+\infty} \frac{n_1^2 - n_2^2}{\pi f R} \sin(\pi f r) \exp\left(j \frac{2\pi f R}{\Lambda} \varphi\right), \quad (8)$$

式中 n_1 和 n_2 是扰动区域内的两个不同的折射率, f 是傅里叶展开系数, r 是光栅占空比, R 是谐振腔的平均半径, Λ 是光栅的周期。随后,由于模式和角向光栅之间的相互作用,由(4)、(5)式描述的模式被展开为沿着方位角向传播的部分波^[39-41]。每个部分波的拓扑荷为

$$l_m = l + \frac{2\pi R}{\Lambda} m, \quad (9)$$

式中 m 是部分波的顺序。对于二阶光栅,光栅周期为导波模式在波导内的波长,因此,取 $m = -2$ 时,

$$l_{-2} = l - \frac{4\pi R}{\Lambda} = -l. \quad (10)$$

$m = -2$ 时,顺序为 $-2 < m < 0$ 的部分波(即 $m = -1$)将从扰动结构中辐射功率,而 $m < -2$ 和 $m > 0$ 的部分波在平面区域内呈衰减, $m = 0$ 和 $m = -2$ 两个部分波则成为分别沿顺时针和逆时针方向传播的导波。这样,在此角光栅扰动结构中的模式耦合分析转换为不同部分波之间耦合过程的分析。同时,向平面外辐射的光学涡旋模式的计算则等价于 $m = -1$ 时部分波的计算。

一般来说,不同的部分波之间的耦合过程可以概括如下:平面内顺时针和逆时针传播的波是激发各部分波的主要来源,这些部分波反过来将能量耦合回到源波。描述这个过程的耦合方程为

$$\frac{\partial A(\varphi)}{\partial \varphi} + A(\varphi) (-j\delta - j\xi_1 - \alpha) = j(\kappa_{-2} + \xi_2) B(\varphi), \quad (11)$$

$$-\frac{\partial B(\varphi)}{\partial \varphi} + B(\varphi) (-j\delta - j\xi_3 - \alpha) = j(\kappa_2 + \xi_4) A(\varphi), \quad (12)$$

式中 $A(\varphi)$ 和 $B(\varphi)$ 代表 CW 和 CCW 方向传播场的缓变复数振幅函数, δ 为平面光学涡旋模式的拓扑荷偏差, α 是光波经历的增益/损失, κ_2 和 κ_{-2} 是背向散射系数。系数 $\xi_1 \sim \xi_4$ 是 Streifer 项^[41-42], ξ_1 表示由 CW 传播波激发的所有的部分波回到自己的耦合, ξ_2 表示从由 CW 传播波激发的部分波向 CCW 传播波的耦合, ξ_3 表示由 CCW 传播波激发的所有的部分波回到自己的耦合; ξ_4 则表示由 CCW 传播波激发的部分波向 CW 传播波的耦合。在 $\varphi = 0$ 和 $\varphi = 2\pi$ 处应用适当的边界条件, $A(\varphi)$ 和 $B(\varphi)$ 可以获解,从而得到各部分波的计算值。由于 Streifer 项的值是由(8)式中扰动折射率的傅里叶展开决定的,具有高度的结构依赖性,因此,该方法可以用于研究耦合和辐射过程中结构参数的影响。

上述理论分析也适用于圆环形光栅(即结构的扰动是径向一维函数),主要的区别是折射率扰动分布的空间分解。在圆环形光栅结构中,平面光学涡旋模式沿径向方向传播,模式和圆形扰动之间的相互作用应该沿着径向分解模式而非方位角向展开。因此,应该采用贝塞尔傅里叶级数分解圆环形光栅和光学涡旋模式,光场和结构微扰均沿径向具有贝塞尔/汉克尔函数的本征解形式。在此图景下,向内和向外的径向行波激发其他部分波,应用与角向光栅扰动结构相同的分析处理方法,两个径向行波的径向变化可以类似的耦合方程来描述。进一步,在大半径近似下,可以采用正弦函数近似贝塞尔函数,获得耦合方程和部分波的解析解^[43]。

上述基于 CMT 来分析和优化嵌有圆柱对称扰动的集成光学涡旋操控器件的方法,其潜力已经通过器件优化得到证明。

3 基于微环谐振腔的光学涡旋操控器件

3.1 微环光学涡旋发射/接收基本器件

最早报道的基于微环形谐振腔的光学涡旋发射器件如图 2(a)所示^[32]。该器件基于 220 nm 厚度的硅

绝缘体(SOI)基片制作。嵌于环形谐振器内侧壁的二阶角向光栅将平面内的回音壁模式能量耦合至垂直辐射的光学涡旋光束,其拓扑荷满足

$$l_{\text{rad}} = \text{sign}(l) (l - q), \quad (13)$$

式中函数 $\text{sign}(l) = +1$ 或 -1 代表顺时针或逆时针回音壁模式。(13)式的推导可在参考文献[32]的补充材料中找到,并在文献[38]中采用上述 CMT 理论得到了严格证明。由于沿环形谐振腔方位角方向的固有周期性边界条件明确规定了发射波束的拓扑荷,该器件得到了良好的 OV 模式纯度。一个实际制作的器件 ($R = 7.5 \mu\text{m}, q = 72$, 波导宽度 500 nm) 的实测辐射波长响应特性如图 2(b)所示。其中每个谐振峰对应一个独特的拓扑荷。光谱中零阶模式的劈裂是 CW 和 CCW 波之间的背向散射[(11)、(12)式]导致模式耦合的结果。

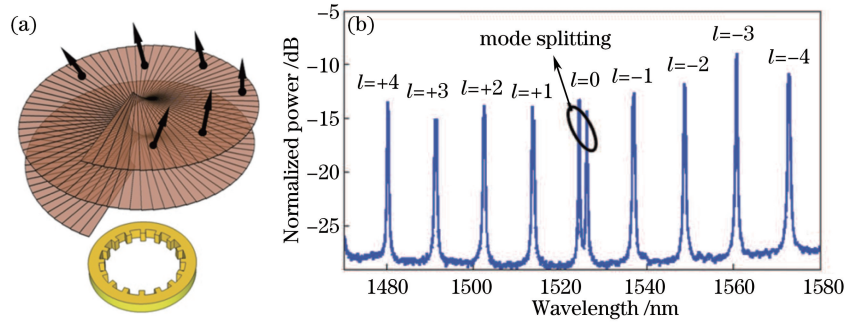


图 2 光学涡旋发射器件。(a)结构示意图;(b)实测器件发射光谱响应

Fig. 2 Optical vortex emitter. (a) Illustration of structure; (b) measured device emission spectral response

发射的光场拓扑荷可通过调整注入激光波长改变,当光的波长固定时,可通过构建可重构器件^[44],利用电驱动的热-光效应或者电光效应实现不同拓扑荷的快速切换。

由于角向光栅和波导内回音壁模式偏振态(SOP)的旋转圆柱对称性,所发射的光学涡旋光束也具有圆柱对称性。一般来说,辐射 OV 束的 SOP 是径向和方位角向线偏振态的叠加。但对于劈裂的 $l = 0$ 模式,其劈裂的一个谐振峰具有纯径向偏振,另一个则具有纯方位角向偏振^[45]。另一方面,该矢量光学涡旋光束可描述为两个正交标量涡旋的叠加^[46],一个是拓扑荷为 $l = +1$ 的右旋圆极化(RHCP)模式,而另一个是拓扑荷为 $l = -1$ 的左旋圆极化(LHCP)模式。这一事实对于检测该类器件发出的光学涡旋光束,或者将该类器件用作接收器来探测输入涡旋光束携带的 OAM 拓扑荷时至关重要。

根据互易原则,该类器件用作涡旋光束接收器时,二阶角向光栅起到与发射过程类似但相反的作用,即将输入的垂直传播的涡旋光束能量耦合进入平面内传播的回音壁模式。其接收过程如图 3(a)所示。

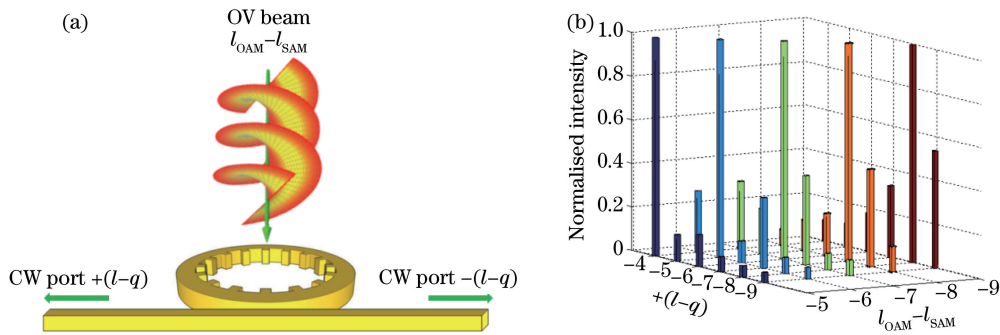


图 3 集成涡旋光束接收器。(a)接收方案示意图;(b)涡旋光束接收实验结果,输入的 LHCP 涡旋光束能量被收集到器件 CW 端口

Fig. 3 Integrated optical vortex receiver. (a) Schematic of the receiving procedure; (b) results of optical vortex receiving experiments in which an input LHCP optical vortex beam is collected to the CW port of the device

当器件被入射涡旋光束照射时,一部分光能量由角向光栅衍射,进入限制于谐振腔内部的回音壁模式。接收的选择性原则为

$$\pm (l - q) = l_{\text{OAM}} - l_{\text{SAM}}, \quad (14)$$

式中 l_{OAM} 是入射涡旋光束携带的光子 OAM 量子数, l_{SAM} 是自旋(或偏振态)量子数, 其取值 +1 代表 RHCP 而 -1 代表 LHCP。公式左侧符号的来由是, 平面内 CW(+) 和 CCW(-) 行波回音壁模式都可以被相同的入射涡旋光束激发。被激发的 CW 传播模式 $[(l-q)]$ 能量被收集于 CW 端口, 而 CCW 模式 $[-(l-q)]$ 能量被收集于 CCW 端口。根据这一选择规则, 当左旋圆极化 ($l_{\text{SAM}} = -1$) 且 $l_{\text{OAM}} = -4$ 的涡旋光束入射环形谐振腔时, 沿顺时针方向传播且拓扑荷为 $l = -4 - (-1) + q$ 的平面涡旋模式(即回音壁模式)在波导内被激发, 并在 CW 端口输出; 同时沿逆时针方向传播且拓扑荷为 $l = -[-4 - (-1)] + q$ 的平面涡旋模式也在波导内被激发, 并在 CCW 端口输出。这一接收功能的实验结果如图 3(b) 所示, 一个输入 LHCP 涡旋光束被接收, 其能量出现于 CW 端口。虽然高边模抑制比(SMSR)尚待实现, 但该实验成功地证明了(14)式给出的接收功能和机制。

虽然该涡旋光束发射/接收器件的谐振腔结构能够精确定义和调控拓扑荷, 但也存在缺点, 即拓扑荷与光的波长(或频率)之间一一对应, 这使得难以在单一波长产生多路 OAM 复用和光子 OAM 叠加态。同时, 该器件在发射效率、模式纯度等方面需要进一步进行优化。

3.2 发射效率优化

为增加上述涡旋光束发射器件的效率, 可以增加平面波导模式至辐射模式的耦合效率, 或重复使用发射到其他方向、且不是目标输出方向的能量。

二阶光栅同时向上或向下产生辐射, 且二者辐射能量大约相等。为了实现更高的向上发射效率, 重复使用向下辐射能量是一种有效的方法。在图 4(a) 所示的器件中, 使用晶片键合技术在硅环形谐振腔下侧引入具有高反射率的金属层, 硅和金属层之间缓冲层的厚度设置为半波长的整数倍。图 4(b) 比较了从原器件和新器件实际测得的校准辐射光谱, 原器件发射效率约 10%, 新器件发射效率大于 50%, 辐射效率显著增加达 7 dB。

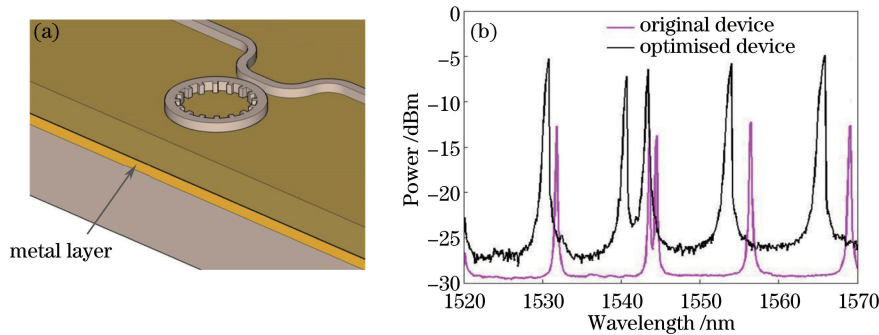


图 4 效率优化的涡旋光束发射器件。(a) 优化器件结构示意图; (b) 实测辐射光谱响应与图 2 器件的比较

Fig. 4 Efficiency optimized optical vortex emitter. (a) Schematic illustration; (b) experimentally measured emission spectral response compared with previous devices in Fig. 2

为了增加光栅的耦合效率, 需要研究光栅结构参数对耦合效率的影响。如图 5(a) 所示, 使用 2.3 节基于 CMT 的方法模拟器件光栅占空比(光栅齿宽与其周期的比例)和矩形光栅耦合系数之间的关系, 发现占空比接近 50% 时耦合效率最大。

在原器件中^[32], 光栅占空比的分布是均匀的(约 10%)。由于能量被逐渐地从环形波导辐射出来, 波导中的能量衰减, 导致不均匀的近场强度分布。这一现象会随着光栅耦合系数的增大进一步恶化。这一方位角向的幅值变化将导致边模的产生, 从而恶化模式纯度。为了在增加发射效率的同时获得更均匀的近场, 可使每个周期光栅占空比的变化符合以下规律:

$$r_i = \frac{r_{i+1}}{1 + r_{i+1}}, i = 1, 2, \dots, q - 1, \quad (15)$$

式中 r_i 是第 i 个周期光栅的占空比。这样, 耦合系数也随之产生变化。如图 5(b) 所示(红色曲线), 根据(15)式, 光栅占空比在优化器件中的分布逐渐从约 20% 增至约 40%。在实践中, 光栅被划分成若干小段, 段内的光栅具有相同的占空比和 r_i 值(蓝色曲线)。根据该设计制作的器件不仅显示更高的发光效率(从约 10% 增至约 35%), 并且实测近场强度分布[图 5(c)]也明显地更为均匀, 且涡旋模式纯度更好^[47]。

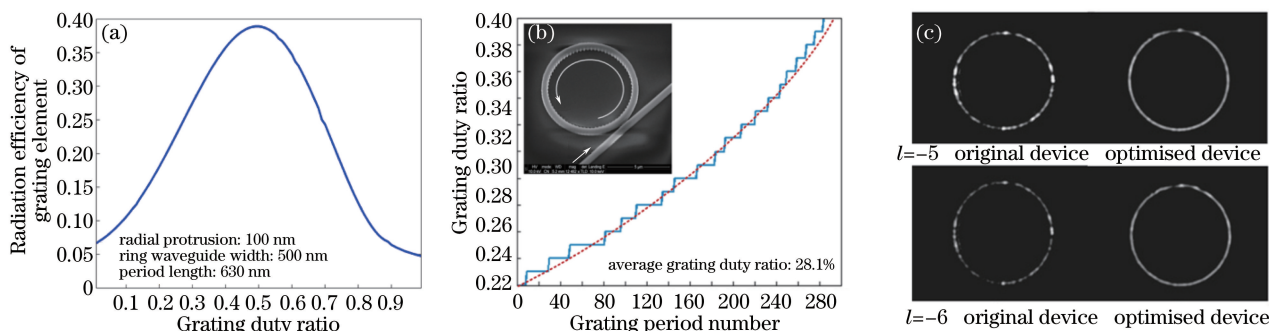


图 5 (a)光栅辐射效率和光栅占空比的关系;(b)优化的光栅占空比沿角向分布;(c)优化和未优化器件的近场强度分布比较
Fig. 5 (a) Grating radiation efficiency as a function of its duty ratio; (b) optimized grating duty ratio distribution in angular direction; (c) comparison of near-field emission between devices with gratings optimized and not optimized

3.3 产生光子 OAM 叠加态的涡旋光束发射器

高维叠加 OAM 态可能是量子信息系统中非常有用的光子态。通过叠加具有不同周期的角向光栅,该器件应该能发射携带光子 OAM 叠加态的涡旋光束。

如图 6(a)所示, R 是谐振腔的平均半径, a 是正弦光栅的幅度。周期为 Λ_1 和 Λ_2 的两组角向光栅相加,产生周期性调制光栅节拍图案。由(13)式可得,节拍周期数由两组光栅的周期数之差决定,亦即由所发射的涡旋光束 OAM 叠加态所包含的拓扑荷之差决定。实际制作的两拍和三拍光栅器件发出的涡旋光束实测拓扑荷谱如图 6(b)所示。因为两组正弦光栅具有相同的幅度,其发射的两个 OAM 状态的权重几乎相等。与单涡旋发射器件类似,调整波长可使 OAM 叠加态的拓扑荷同步变化,但仍保持 2 或 3 的差别。这种新型器件可用于量子信息和光学操纵。

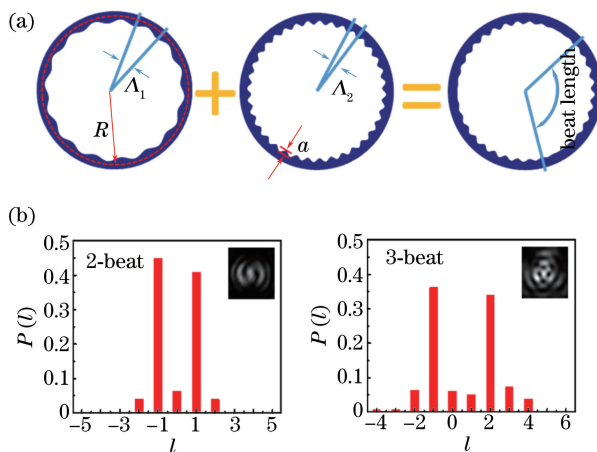


图 6 涡旋光束发射器件产生 OAM 叠加态。(a)叠加光栅的概念示意图;(b)从二、三拍光栅器件发射的涡旋光束模式谱

Fig. 6 Device for superimposed OAM state generation. (a) Conceptual illustration of superimposed gratings;

(b) optical vortex mode spectra emitted from 2- and 3-beat grating devices

3.4 宽带涡旋光束发射器和多路 OAM 复用器

使用弧形光波导而不采用封闭的环形谐振器可以打破谐振腔涡旋光束发射器件产生的拓扑荷和光波长之间的一一对应关系。基于这一思路的 Ω 形涡旋光束发射器件如图 7(a)所示,其输入波导连接到嵌有二阶角向光栅的弧形波导。弧形波导具有圆弧半径 R 和弧角 $2\pi - \alpha$, α 为弧形的缺口角。

该 Ω 形发射器件发射的拓扑荷遵从的规律与谐振腔器件相同。不同之处在于 Ω 形发射器件没有谐振效应。因此, Ω 形发射器件是一个宽带涡旋光束发射器,其发射效率几乎不随波长改变。但由于缺乏谐振,即没有角向相位为 2π 整数倍的约束,其发射的涡旋模式可以具有非整数拓扑荷,从而引发分数光子 OAM。图 7(c)为实测的器件 OAM 边模抑制比。在对应于谐振波长(即假设该环是封闭时的谐振波长)处,器件发射具有良好的 SMSR 主模式,而在这些波长之间,SMSR 下降为 0 dB,意味着器件发射两个相等强度的模

式。SMSR 维持合理值(从峰值下降 1~2 dB)的波长范围大于 1 nm。

弧形波导的缺口角度也可能恶化模式纯度,因为此处没有光场,从而形成了近场的幅度调制。图 7(b)为不同输出主模式拓扑荷时 SMSR 随缺口角 α 的变化。由此可以看出,SMSR 随着缺口角增大而下降。对于相同的缺口角,高阶 OAM 受到的影响更大。设涡旋光束携带光子 OAM 的纯度标准是 4 阶 OAM 以下的模式 SMSR 不低于 20 dB, Ω 形涡旋发射器件缺口角度应限制在 10° 内。

不同圆弧半径的 Ω 形发射器件可以被同轴嵌套,构成多路 OAM 复用器。图 7(d)所示为同轴集成的 4 个 Ω 形涡旋光束发射器件,由于每个器件可以在顺时针或逆时针的方向激发,可以实现 8 路 OAM 复用。

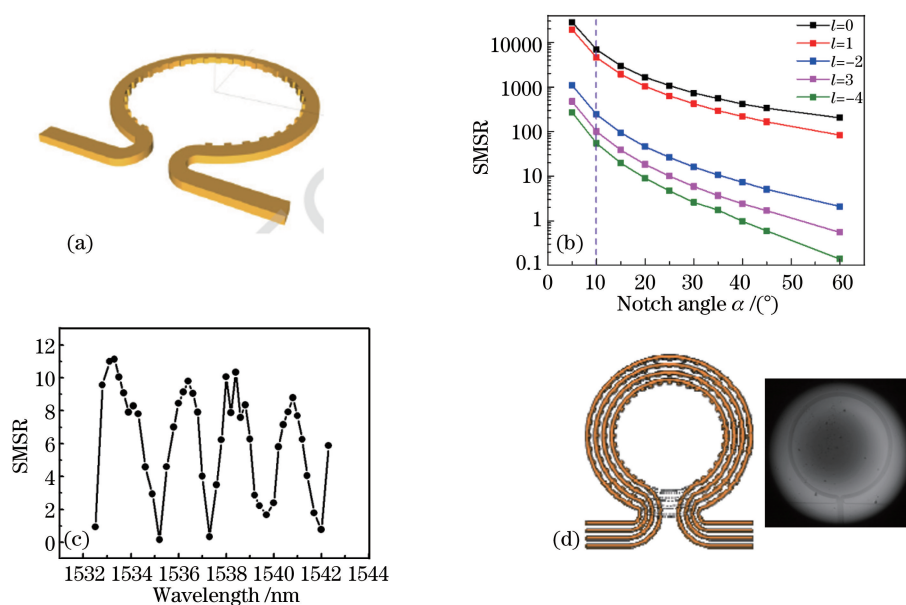


图 7 Ω 形涡旋光束发射器。(a)原理图;(b) SMSR 和缺口角的关系;(c)实测器件 SMSR 与波长的关系;
(d)实际制作 OAM 复用器图片

Fig. 7 Ω -shape vortex beam emitter. (a) Schematic of emitter; (b) relationship between SMSR and notch angle;
(c) relationship between SMSR and wavelength in an actual device; (d) picture of an actual OAM multiplexer

3.5 谐振 OAM 复用器

利用具有高阶横模的回音壁谐振腔,可制作基于微环形谐振腔的 OAM 复用器,如图 8(a)所示。该微环腔波导支持 TE_0 和 TE_1 两个模式。由于它们的传播常数不同,每个模式形成一组共振峰,具有不同的自由光谱范围(FSR)。根据游标效应,这两组谐振峰将在某一个特定波长重合。因此在该波长处可以发射具有不同拓扑荷的两个涡旋模式。

为了分别激发不同横模,采用不同宽度的两个输入波导(I 和 II),使得每个波导的传播常数与环形波导

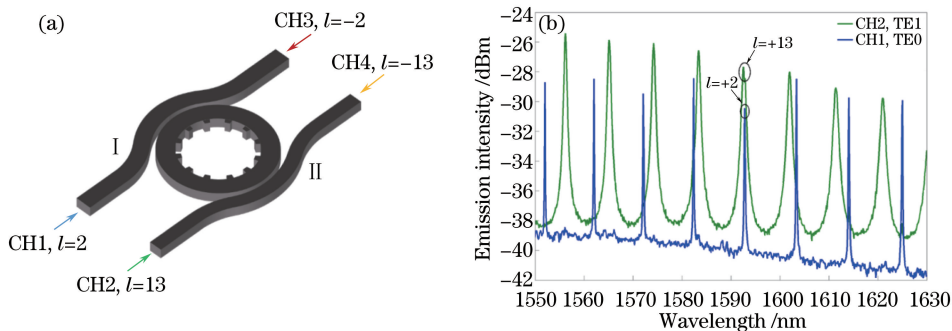


图 8 谐振 OAM 复用器件。(a)器件结构示意图;(b)分别由输入端口 CH1 和 CH2 激发 TE_0 和 TE_1 模式产生的辐射光谱结构实测结果

Fig. 8 Resonant OAM multiplexer. (a) Device illustration; (b) measured emission spectral response as excited by TE_0 and TE_1 modes launched via CH1 and CH2 ports, respectively

模式同步,可以选择性地激发 TE₀ 和 TE₁ 模式。因为每个输入波导具有两个输入端口,可以在微环内激发顺时针和逆时针两个行波回音壁模式,这一方案可以允许多达 4 个不同 OAM 状态的复用。

输入波导 I 和波导 II 分别激发的 TE₁、TE₀ 模式的辐射光谱测量结果如图 8(b)所示。在这两种模式下均被激发的波长处,即实现了 OAM 两路复用($l=+2, l=+13$)。根据该方案,可采用更宽的环波导以支持更多横模,从而产生更多的 OAM 复用通道。

3.6 有源 OAM 光束发射器件

与上述方案完全不同的方法是采用垂直腔表面发射激光器(VCSEL)。VCSEL 高度节能,并且能够发射高品质线偏振态高斯光束。最近,通过在商用 VCSEL 的孔径内集成微尺寸螺旋相位板(SPP),成功实现了发射涡旋光束的半导体激光器^[48]。

集成了 SPP 的 VCSEL(直径 8.5 μm)结构如图 9 所示。DBR 代表分布式布拉格反射器。未集成 SPP 时,VCSEL 发射 860 nm 波长的线偏振高斯光束。发射孔径内集成的 SPP 赋予光束螺旋相位项 $\exp(-j l \varphi)$, 将高斯光束转换成涡旋光束。SPP 制作过程是使用聚焦离子束(FIB)蚀刻技术,在沉积的氮化硅(SiN_x)层刻蚀成型。单个 OAM 以及 OAM 叠加态均得以实验实现,可在同一器件的孔径内制造多个 SPP 来实现 OAM 叠加态。

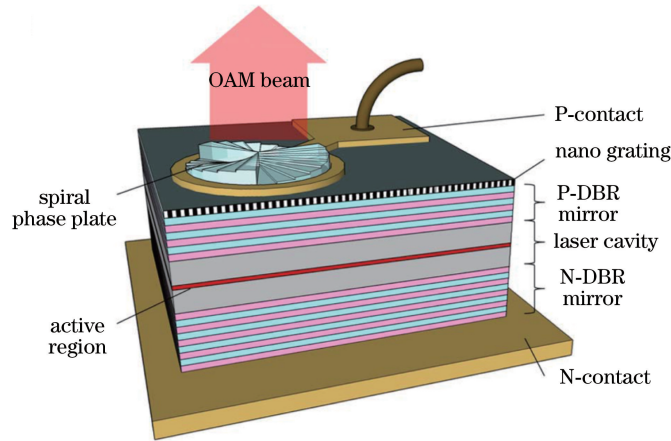


图 9 集成 SPP 的 VCSEL 涡旋光束发射器件

Fig. 9 VCSEL optical vortex emitter integrated with spiral phase plate elements

4 结束语

近年来,基于光子集成的概念,创新的涡旋光束发射和接收器件研究取得显著进展,实现了高纯度的单涡旋模式发射、涡旋模式选择接收、OAM 叠加态模式发射、OAM 复用等功能。器件性能显著改善,实现了高发光效率、高纯度模式。

基于光子集成的方法在动态操控涡旋光场的近场和远场特性(包括幅度、相位和偏振分布)方面具有非常重要的优势,可实现很多难以通过自由空间光学技术实现的操控功能。这种操控能力在奇点光学、结构光场的研究中非常有用。集成光子器件具有结构紧凑、精确、稳定、耐用的特点,加上其可靠性和易实现片上电控制机制的特点,为光场操控技术在光通信、量子技术、成像和传感等领域的应用提供了机会。

致谢 感谢欧盟 Horizon 计划 ROAM 项目的支持。蔡鑫伦、朱江波、张宁、肖庆生、陈钰杰、张彦峰、Kenan Cicek、李仕茂、李焕路等人为本文内容作出了贡献,一并致谢。

参 考 文 献

- 1 Poynting J H. The wave motion of a revolving shaft, and a suggestion as to the angular momentum in a beam of circularly polarised light[J]. Proceedings of the Royal Society of London Series A, 1909, 82(557): 560-567.
- 2 Beth R A. Mechanical detection and measurement of the angular momentum of light[J]. Physical Review, 1936, 50(2):

115-125.

- 3 Allen L, Beijersbergen M, Spreeuw R, *et al.* Orbital angular momentum of light and the transformation of Laduerre-Gaussian laser modes[J]. *Physical Review A*, 1992, 45(11): 8185-8189.
- 4 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: 488-496.
- 5 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.
- 6 Wang J, Liu J, Lü X, *et al.* Ultra-high 435-bit/s/Hz spectral efficiency using N -dimensional multiplexing and modulation link with pol-muxed 52 orbital angular momentum (OAM) modes carrying Nyquist 32-QAM signals [C]. *European Conference on Optical Communication*, 2015: Th.2.5.4.
- 7 Shu J H, Chena Z Y, Pu J X, *et al.* Tight focusing of partially coherent and radially polarized vortex beams[J]. *Optics Communications*, 2013, 295: 5-10.
- 8 Edfors O, Johansson A J. Is orbital angular momentum (OAM) based radio communication an unexploited area? [J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2012, 60(2): 1126-1131.
- 9 Brunet C, Vaity P, Messaddeq Y, *et al.* Design, fabrication and validation of an OAM fiber supporting 36 states[J]. *Optics Express*, 2014, 22(21): 26117-26127.
- 10 Ung B, Vaity P, Wang L, *et al.* Few-mode fiber with inverse-parabolic graded-index profile for transmission of OAM-carrying modes[J]. *Optics Express*, 2014, 22(15): 18044-18055.
- 11 Padgett M J, Allen L. The angular momentum of light: optical spanners and the rotational frequency shift[J]. *Optical and Quantum Electronics*, 1999, 31(1): 1-12.
- 12 Ding D S, Zhang W, Zhou Z Y, *et al.* Quantum storage of orbital angular momentum entanglement in an atomic ensemble[J]. *Physical Review Letters*, 2015, 114(5): 050502.
- 13 Han Y J, Liao G Q, Chen L M, *et al.* High-order optical vortex harmonics generated by relativistic femtosecond laser pulse[J]. *Chinese Physics B*, 2015, 24(6): 065602.
- 14 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.
- 15 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.
- 16 Beijersbergen M W, Coerwinkel R P C, Kristensen M, *et al.* Helical-wavefront laser beams produced with a spiral phaseplate[J]. *Optics Communications*, 1994, 112(5): 321-327.
- 17 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.
- 18 Biener G, Niv A, Kleiner V, *et al.* Formation of helical beams by use of Pancharatnam-Berry phase optical elements[J]. *Optics Letters*, 2002, 27(21): 1875-1877.
- 19 Yu N, Genevet P, Kats M A, *et al.* Light propagation with phase discontinuities: generalized laws of reflection and refraction[J]. *Science*, 2011, 334(6054): 333-337.
- 20 Snyder A W, Love J D. *Optical waveguide theory*[M]. London: Chapman and Hall, 1983.
- 21 Wu C, Makino T, Gliniski J, *et al.* Self-consistent coupled-wave theory for circular gratings on planar dielectric waveguides[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 1991, 9(10): 1264-1277.
- 22 Jordan R H, Hall D G, King O, *et al.* Lasing behavior of circular grating surface-emitting semiconductor lasers[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1997, 14(2): 449-453.
- 23 Barlow G F, Shore A, Turnbull G A, *et al.* Design and analysis of a low-threshold polymer circular-grating distributed-feedback laser[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2004, 21(12): 2142-2150.
- 24 Scheuer J, Green W M J, DeRose G A, *et al.* Lasing from a circular Bragg nanocavity with an ultrasmall modal volume [J]. *Applied Physics Letters*, 2005, 86(25): 251101.
- 25 Scheuer J, Green W M, DeRose G A, *et al.* InGaAsP annular Bragg lasers: theory, applications, and modal properties [J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2005, 11(2): 476-484.
- 26 Doerr C R, Buhl L L. Circular grating coupler for creating focused azimuthally and radially polarized beams[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(7): 1209-1211.
- 27 Scheuer J. Radial Bragg lasers: optimal design for minimal threshold levels and enhanced mode discrimination[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2007, 24(9): 2178-2184.

- 28 Liang G Z, Liang H K, Zhang Y, *et al.* Single-mode surface-emitting concentric-circular-grating terahertz quantum cascade lasers[J]. Applied Physics Letters, 2013, 102(3): 031119.
- 29 Fujita M, Baba T. Microgear laser[J]. Applied Physics Letters, 2002, 80(12): 2051-2053.
- 30 Zhang Z Y, Dainese M, Wosinski L, *et al.* Resonance-splitting and enhanced notch depth in SOI ring resonators with mutual mode coupling[J]. Optics Express, 2008, 16(7): 4621-4630.
- 31 Arbabi A, Goddard L L. Grating assisted mode coupling in microring resonators[C]. 2013 IEEE Photonics Conference, 2013: 434-435.
- 32 Cai X L, Wang J W, Strain M J, *et al.* Integrated compact optical vortex beam emitters[J]. Science, 2012, 338(6105): 363-366.
- 33 Greene P L, Hall D G. Effects of radiation on circular-grating DFB lasers. I. Coupled-mode equations[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2001, 37(3): 353-364.
- 34 Huy K P, Morand A, Amans D, *et al.* Analytical study of the whispering-gallery mode in two-dimensional microgear cavity using coupled-mode theory[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2005, 22(8): 1793-1803.
- 35 Sun X K, Yariv A. Modal properties and modal control in vertically emitting annular Bragg lasers[J]. Optics Express, 2007, 15(25): 17323-17333.
- 36 Fujita M, Baba T. Proposal and finite-difference time-domain simulation of whispering gallery mode microgear cavity[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2001, 37(10): 1253-1258.
- 37 Zhu J B, Cai X L, Chen Y J, *et al.* Theoretical model for angular grating-based integrated optical vortex beam emitters [J]. Optics Letters, 2013, 38(8): 1343-1345.
- 38 Yu S Y, Cai X L, Zhang N. High index contrast integrated optics in the cylindrical coordinate[C]. SPIE, 2015, 9372: 937203.
- 39 Streifer W, Scifres D, Burnham R. Analysis of grating-coupled radiation in GaAs: GaAlAs lasers and waveguides - I [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1976, 12(7): 422-428.
- 40 Streifer W, Burnham R, Scifres D. Analysis of grating-coupled radiation in GaAs: GaAlAs lasers and waveguides - II : blazing effects[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1976, 12(8): 494-499.
- 41 Streifer W, Scifres D, Burnham R. Coupled wave analysis of DFB and DBR lasers [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1977, 13(4): 134-141.
- 42 Hardy A, Welch D F, Streifer W. Analysis of second-order gratings[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1989, 25 (10): 2096-2105.
- 43 Watson G N. A treatise on the theory of Bessel functions[M]. 2nd edition. Cambridge: Cambridge University Press, 1995.
- 44 Strain M J, Cai X L, Wang J W, *et al.* Fast electrical switching of orbital angular momentum modes using ultra-compact integrated vortex emitters[J]. Nature Communications, 2014, 5: 4856.
- 45 Liu J, Li S M, Zhu L, *et al.* Demonstration of few mode fiber transmission link seeded by a silicon photonic integrated optical vortex emitter[C]. European Conference on Optical Communication, 2015: 15636022.
- 46 Moreno I, Davis J A, Ruiz I, *et al.* Decomposition of radially and azimuthally polarized beams using a circular-polarization and vortex-sensing diffraction grating[J]. Optics Express, 2010, 18(7): 7173-7183.
- 47 Zhu J B, Chen Y J, Zhang Y F, *et al.* Spin and orbital angular momentum and their conversion in cylindrical vector vortices[J]. Optics Letters, 2014, 39(15): 4435-4438.
- 48 Li H L, Phillips D B, Wang X Y, *et al.* Orbital angular momentum vertical-cavity surface-emitting lasers[J]. Optica, 2015, 2(6): 547-552.