

薄片 Nd:YAG 涡旋光激光器研究

连天虹*, 杨磊, 朱家华, 刘健宁, 邢俊红, 刘芸, 焦明星

西安理工大学机械与精密仪器工程学院, 陕西 西安 710048

摘要 在涡旋光激光器中,同阶次的两个相反手性模式通常呈现叠加输出。建立了同阶次相反手性模式的部分相干叠加模型,实验研究了在连续和被动调 Q 运行下相反手性模式的叠加特性。在低功率泵浦下,连续运行时两个手性的模式相干叠加形成花瓣状光斑,两个模式的初相位差决定了花瓣光斑节线的方向,而调 Q 运行时花瓣节线的方向随脉冲序列随机变化。在高功率泵浦下,相反手性模式形成非相干叠加,此时光斑虽然为圆环状,但是光束不具有涡旋相位,这是模式激烈竞争下相位的随机变化导致的。通过倾斜输出镜和被动调 Q 对手性进行控制,产生了功率分别为 0.88、0.85、0.79 W 的 $LG_{0,\pm 1}$ 模、 $LG_{0,\pm 2}$ 模、 $LG_{0,\pm 3}$ 模连续涡旋光束和重复频率为 12.6 kHz、脉冲宽度为 28.6 ns、峰值功率为 1.33 kW 的 $LG_{0,\pm 1}$ 脉冲涡旋光束。

关键词 激光器; 固体激光器; 涡旋光; 模式叠加; 手性控制

中图分类号 TN248.1

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS202242.2114002

Thin-Disk Nd:YAG Vortex Laser

Lian Tianhong*, Yang Lei, Zhu Jiahua, Liu Jianning, Xing Junhong, Liu Yun,

Jiao Mingxing

School of Mechanical and Precision Instrument Engineering, Xi'an University of Technology, Xi'an 710048, Shaanxi, China

Abstract In vortex lasers, two modes with the same order but opposite chirality will be superposed in output. Therefore, we build a partially coherent superposition model for the two modes with opposite chirality and the same order, and investigate the superposition characteristics of the modes under continuous and passively Q-switched operation separately through experiments. Under a low-power pump, the modes coherently superpose to form petal-like light spots with the orientation determined by the initial phase difference under continuous operation. However, under Q-switched operation, the orientation of the petal-like light spots changes randomly with the pulse train. Under a high-power pump, the two modes superpose incoherently and present ring-shaped light spots without vortex phases, which is due to the random phase fluctuation caused by fierce mode competition. The mode chirality can be controlled by the tilted output mirror and the passive Q-switch to generate continuous vortex beams for the $LG_{0,\pm 1}$ modes, $LG_{0,\pm 2}$ modes, and $LG_{0,\pm 3}$ modes with the power of 0.88 W, 0.85 W, and 0.79 W, respectively, and $LG_{0,\pm 1}$ pulse vortex beam with a repetition rate of 12.6 kHz, a pulse width of 28.6 ns, and a peak power of 1.33 kW.

Key words lasers; solid-state lasers; vortex beam; mode superposition; chirality control

1 引言

涡旋光束是一种携带轨道角动量且等相位面呈螺旋状分布的新型结构光束^[1]。在微操纵领域中,利用涡旋光束可以实现光镊、光学扳手,进而可以捕获并操控粒子进行旋转,为基础物理、生命科学的研究提供了手段^[2-3]。在光通信领域中,利用轨道角动量态可以实

现模分复用,大大提高通信容量^[4-5]。由于涡旋光束具有螺旋状等相位面,故它在旋转物体表面反射时会产生旋转多普勒效应^[6]。利用旋转多普勒效应可以对流体中的涡流进行无标记、非接触精密测量,可以对海洋、大气中的湍流等进行远距离探测,还可以研究基于旋转多普勒效应的目标探测与识别方法。另外,涡旋光束在水、大气等介质中通信、探测目标时,表现出抗

收稿日期: 2022-04-11; 修回日期: 2022-05-09; 录用日期: 2022-05-16

基金项目: 国家自然科学基金(61805196,51875455,62075180)

通信作者: *tianhongl@126.com

干扰、灵敏度高等优点^[7-9]。

在远距离涡旋光通信、探测等应用中,首先要有高功率的涡旋光源。由于用固体激光器直接产生涡旋光束在脉冲功率、模式纯净度等方面具有优势,故近些年涡旋固体激光器的研究成为了激光技术领域的一个研究热点^[10-16]。

固体激光器产生涡旋光主要包括两方面的关键技术:1)利用增益和损耗的控制或新型谐振腔结构,使激光器工作于高阶横模;2)手性控制。在圆柱对称的谐振腔中,角向阶次(拓扑荷)绝对值相等的两个模式的波前螺旋方向相反,一个为左手性、一个为右手性,它们携带有相反方向的轨道角动量。手性控制是指从相反手性的模式中选择一个使其振荡,而抑制另一个手性。若相反手性同时振荡,则输出光束将无涡旋相位。国内外研究人员提出了倾斜谐振腔镜、倾斜腔内标准具、腔内插入金属细线和腔内插入波片等手性控制方法^[17-20]。然而,在实验中也发现了一些手性无法控制的现象^[21-22]。2001年,Chen和Lan^[23]研究了双端泵浦微片激光器中模式的叠加和竞争效应,发现当不同阶次的模式在空间上重叠时,将呈现出激烈的模式竞争

效应。2019年,Zhang等^[24]报道了一种双偏振的微片激光器,将高阶模和基模通过偏振进行了分离,获得的最高模式阶次为1阶。同年,Hayenga等^[25]报道了一种轨道角动量可以调谐的微环激光器,但文中未提及能获得的功率水平和手性竞争问题。另外,在有些情况下,激光器产生的环形光斑并非涡旋光,而是花瓣状光斑的非相干叠加^[26]。在激光腔中,同阶次的相反手性模式频率相等,二者在同时振荡情况下的叠加特性如何需要进行进一步研究。本文建立了激光器相反手性模式的部分相干叠加模型,并且在连续和被动调Q下,观察到了两个模式的相干叠加和非相干叠加输出。利用倾斜输出镜和被动调Q晶体,产生了手性可控的涡旋光。本研究对激光器中相反手性模式振荡特性的认识和手性控制具有一定的参考价值。

2 涡旋激光器中同阶次的两个相反手性模式的叠加

在谐振腔中, $LG_{0,\pm l}$ 模(LG为拉盖尔-高斯)的光电场可以表示为

$$E_{0,\pm l}(r, \varphi, z, t) = \sqrt{\frac{2}{\pi(|l|)!}} \frac{1}{w(z)} \left[\frac{\sqrt{2}r}{w(z)} \right]^{|l|} \exp\left[-\frac{r^2}{w^2(z)} - \frac{ikr^2}{2R(z)}\right] \times L_0^{|l|} \left[\frac{2r^2}{w^2(z)} \right] \exp\left[-i(|l|+1)\arctan\left(\frac{z}{z_R}\right)\right] \times \exp[-i(\omega_{|l|}t - kz + \phi_{\pm l})] \exp(\mp il\varphi), \quad (1)$$

式中: r 和 φ 是径向和角向坐标; k 是波数; $w(z)$ 是距离束腰 z 位置处的基模光斑半径; z_R 是共焦参数; $R(z)$ 是基模的等相位面曲率半径; l 是模式阶次,也被称为拓扑荷数; $L_0^{|l|}$ 是拉盖尔多项式; $\omega_{|l|}$ 是角频率; $\phi_{\pm l}$ 是初相

位。根据式(1), $LG_{0,+l}$ 模和 $LG_{0,-l}$ 模具有相同的光强分布和频率。若 $\phi_1 - \phi_2$ 不随时间变化,则这两个模式为相干模式,叠加光强为

$$I(r, \varphi) = \langle (E_{0,+l} + E_{0,-l})(E_{0,+l} + E_{0,-l})^* \rangle = u_{0,+l}^2(r) + u_{0,-l}^2(r) + 2u_{0,+l}(r)u_{0,-l}(r) \langle \cos[2l\varphi - (\phi_1 - \phi_2)] \rangle = 2I_{0,l}(r) [1 + \cos(2l\varphi - \Delta\phi)], \quad (2)$$

式中: $\langle \cdot \rangle$ 表示时间平均; $u(r)$ 是振幅; $I(r)$ 是光强; $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$ 是初相位差; $(E_{0,+l} + E_{0,-l})^*$ 是 $(E_{0,+l} + E_{0,-l})$ 的复共轭。式(2)给出了两个相反手性模式相干叠加的光强分布,是具有 $2l$ 个花瓣的花瓣状分布,而初相位差 $\Delta\phi$ 决定了花瓣节线的取向。当 $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$ 随时间随机变化时,两个模式不再完全相干,定义两个模式间的互相干度为

$$\gamma = \frac{\langle E_{0,+l}^* E_{0,-l} \rangle}{\langle E_{0,+l}^* E_{0,+l} \rangle^{1/2} \langle E_{0,-l}^* E_{0,-l} \rangle^{1/2}} = \langle \cos(\phi) \rangle + i \langle \sin(\phi) \rangle, \quad (3)$$

互相干度 γ 通常为复数,可以写成

$$\gamma = |\gamma| \exp(i\beta), \quad (4)$$

式中: β 为实数。此时,两个模式的叠加光强为

$$I(r, \varphi) = 2I_{0,l}(r) [1 + \langle \cos(2l\varphi - \Delta\phi) \rangle] = 2I_{0,l}(r) [1 + \cos(2l\varphi) \langle \cos \Delta\phi \rangle + \sin(2l\varphi) \langle \sin \Delta\phi \rangle] = 2I_{0,l}(r) [1 + |\gamma| \cos(2l\varphi - \beta)], \quad (5)$$

可以发现:当 $|\gamma| = 1$ 时,两个模式完全相干;当 $0 < |\gamma| < 1$ 时,两个模式部分相干,呈现出一定的干涉花

瓣, β 决定了节线的取向; 当 $|\gamma| = 0$ 时, 两个模式完全非相干, 叠加光斑为圆环形, 但此时的圆环光斑不具有螺旋相位。

当谐振腔具有完美的圆柱对称性时, 两个相反手性模式稳定输出, 二者相干叠加后可形成花瓣状光斑。在不同的工作条件下, 实际激光器中两个相反手性模式的相干性会发生变化, 表现为相干或非相干的叠加输出。需要注意的是, 在非相干叠加时, 光强仍为环形分布, 但此时的叠加光束不是涡旋光。要产生涡旋光, 必须利用输出镜角度倾斜等方法对模式的手性进行控制选择, 使输出镜只输出单一的 $LG_{0,+l}$ 或 $LG_{0,-l}$ 模。

3 实验设计

被动调 Q 涡旋光激光器实验装置如图 1(a) 所示, 其中 $BS_1 \sim BS_3$ 为分束器, $M_1 \sim M_3$ 为反射镜。中心波长为 808 nm 的光纤耦合输出激光二极管 (LD) 作为泵浦源, 耦合光纤的纤芯直径为 105 μm , 数值孔径 (NA) 为 0.22。耦合光纤输出的泵浦光由透镜 L_1 准直, 再由透镜 L_2 聚焦到薄片激光晶体 Nd:YAG 的端面上, 透镜 L_1 和透镜 L_2 的焦距分别为 30 mm 和 20 mm。在透镜 L_1 和透镜 L_2 间插入不透明圆形光屏, 将泵浦光束调制为

环形光。移动透镜 L_2 的纵向位置可在激光晶体上形成不同半径的环形泵浦光, 进而实现环形泵浦光与不同阶次模式的模式匹配。此外, 不透明光屏的直径是实验其中的一个重要参数。当光屏直径增大时, 易于在焦点附近获得环形泵浦光, 但泵浦光的利用效率会降低。当光屏直径减小时, 泵浦光的利用效率会提高, 但由于耦合透镜存在像差和耦合光纤输出的泵浦光具有一定的发散角范围, 故此时泵浦光会在焦点附近更大的纵向范围内弥散为实心分布, 进而不宜在激光晶体中获得环形泵浦光。在实验中, 对直径为 1、2、3 mm 的光屏的模式选择效果进行了测试, 发现直径为 1 mm 的光屏无法进行有效的高阶模式选择, 而直径为 2 mm 和 3 mm 的光屏均可实现高阶模式选择。考虑到泵浦光的利用效率, 最终将光屏的直径确定为 2 mm。此时, 耦合系统对泵浦光的传输效率为 72%。薄片 Nd:YAG 的原子数分数为 1.0%, 直径为 10 mm, 厚度为 1 mm。晶体的泵浦端面镀有 808 nm 增透膜和 1064 nm 高反膜, 另一端面镀有 1064 nm 增透膜。输出耦合镜 (OC) 的曲率半径为 200 mm, 透过率为 5%, OC 和激光晶体的泵浦端面构成平-凹光学谐振腔, 谐振腔长度为 5 cm。采用 Cr:YAG 作为被动调 Q 晶体, 厚度为 0.6 mm, 初始透过率为 94%。

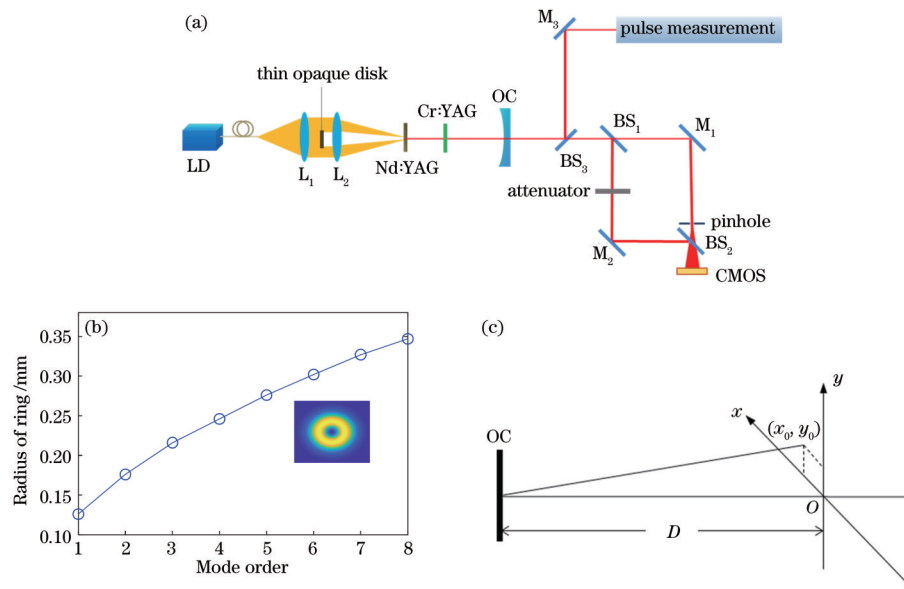


图 1 被动调 Q 涡旋光激光器实验方案。(a) 实验装置图; (b) LG 模式的环半径; (c) 输出镜倾斜角度测量

Fig. 1 Experimental setup for passively Q-switched vortex laser. (a) Experimental setup; (b) ring radii of LG modes; (c) tilt angle measurement of output mirror

根据激光谐振腔知识, 可以求得该谐振腔 Nd:YAG 中基模光斑的半径为 0.17 mm。高阶 LG 模式的光强为环形分布, 图 1(b) 展示了各 LG 模式环带上最大光强对应的环半径。在实验中, 移动透镜 L_2 来改变环形泵浦光的半径, 使泵浦光与不同阶次的 LG 模式达到模式匹配, 从而获得不同阶次的 LG 模输出。输出镜安装在精密调整架上, 用 (θ_x, θ_y) 表示输出镜的倾斜角度。用参考光被输出镜反射后形成的光点位置来计算 θ_x, θ_y , 若反射光点在屏上的坐标为 (x_0, y_0) , 则

$\theta_x = x_0/D, \theta_y = y_0/D$, 其中 D 为输出镜与屏的距离。输出镜与屏的距离在实验中为 3 m, 如图 1(c) 所示。利用干涉仪测量输出光束的相位分布, 干涉仪的一个支路中用针孔产生球面波作为参考光束, 另一个支路中用衰减片对待测光束进行衰减, 使待测光束和球面波的强度比较接近。用高速光电探测器 (Thorlabs, DET025A) 测量激光脉冲波形, 所用示波器的带宽为 300 MHz, 采样率为 2 GSa/s。用光斑分析仪 (Cinogy, CinCam CMOS-1202) 采集输出光斑和干涉图。

4 实验结果与讨论

4.1 连续运行小功率泵浦下相反手性模式的相干叠加输出

首先谐振腔中不插入 Cr:YAG 被动调 Q 晶体, 激光器工作于连续状态。调整透镜 L_2 的位置使泵浦光会聚点位于 Nd:YAG 上, 由于会聚点与谐振腔基模形成了模式匹配, 故激光器会输出基模光斑, 基模的阈值泵浦功率为 1.8 W。以此位置为参考, 将透镜 L_2 靠近激光晶体, 当移动距离为 0.8 mm 时, 输出 $LG_{0,\pm 1}$ 模, 此时阈值泵浦功率为 2.1 W。当泵浦功率为 2.2 W、激光器的输出功率小于 10 mW 时, 微调输出镜角度, 激光器可以输出多种不同的光斑, 如图 2 所示。当输出镜在 0.02° 以内沿不同方向倾斜时, 可以观察到如图 2(a)、(b) 所示的光斑。图 2(a)、(b) 中的光斑是相同幅度的 $LG_{0,+1}$ 模和 $LG_{0,-1}$ 模以不同的初相位差相干叠加形成的。图 2(a) 所示光斑可以表示为 $\exp(-i0.8\pi)LG_{0,+1} + LG_{0,-1}$, 图 2(b) 所示光斑可以表示为 $\exp(i0.7\pi)LG_{0,+1} + LG_{0,-1}$ 。按以上初相位差计算得到的干涉光斑如图 3(a)、(b) 所示, 与图 2(a)、(b) 所示光斑一致。另外, 从图 2(f)、(g) 上观察不到涡旋相位分布, 说明二者相干叠加后形成的光束不具有涡旋相位。当激光器处于这种状态时, $LG_{0,+1}$ 模和 $LG_{0,-1}$ 模的竞争不激烈, 二者能同时维持稳定振荡且两个模

式的幅度相同, 输出镜倾斜方向的微小变化会影响两个模式的初相位差, 激光器的输出为两个模式的相干叠加, 初相位差决定了花瓣状光斑的取向。

调整输出镜的倾斜角度为 $(0.03^\circ, 0.03^\circ)$, 可以观察到如图 2(c) 所示的光斑。此时, 由于输出镜倾斜, 故两个模式的反射损耗存在一定差异, 进而导致两个模式的振幅不相等。输出光斑为振幅不相等的 $LG_{0,+1}$ 模和 $LG_{0,-1}$ 模的相干叠加, 叠加形式为 $\exp(-i0.85\pi)LG_{0,+1} + 0.5LG_{0,-1}$, 计算出的光斑如图 3(c)。从图 2(h) 中可以看到右手性的涡旋相位, 这是振幅较大的 $LG_{0,+1}$ 模的涡旋相位。增大输出镜的倾斜角度为 $(0.04^\circ, 0.03^\circ)$, 光斑如图 2(d) 所示, 此时两个模式的振幅相差更大, 可以表示为 $\exp(-i0.8\pi)LG_{0,+1} + 0.2LG_{0,-1}$, 计算出的光斑如图 3(d)。此时的相位为振幅较大模式的涡旋相位, 如图 2(i) 所示。进一步增大输出镜的倾斜角度为 $(0.05^\circ, 0.03^\circ)$, 输出光斑为图 2(e) 所示的环形光束, 此时只有 $LG_{0,+1}$ 模输出, $LG_{0,-1}$ 模被完全抑制, 涡旋相位如图 2(j)。在输出镜倾斜角度增大的过程中, 输出光斑的这一变化过程的物理原因在于: 当输出镜倾斜角度很小、谐振腔具有很高的圆柱对称性时, 在很低的功率泵浦下两个模式间的竞争不激烈, 二者能够同时稳定振荡, 此时输出为二者的相干叠加, 输出镜的微小倾斜只会影响两个模式叠加的初相位差。

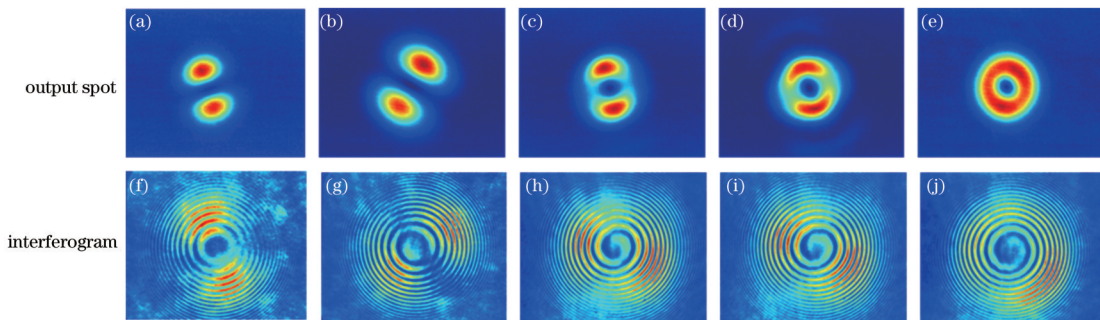


图 2 小功率泵浦下 $LG_{0,\pm 1}$ 模的输出光斑和干涉图。(a)(f) $\exp(-i0.8\pi)LG_{0,+1} + LG_{0,-1}$; (b)(g) $\exp(i0.7\pi)LG_{0,+1} + LG_{0,-1}$;

(c)(h) $\exp(-i0.85\pi)LG_{0,+1} + 0.5LG_{0,-1}$; (d)(i) $\exp(-i0.8\pi)LG_{0,+1} + 0.2LG_{0,-1}$; (e)(j) $LG_{0,+1}$

Fig. 2 Output spot and interferogram of $LG_{0,\pm 1}$ modes under low power pump. (a)(f) $\exp(-i0.8\pi)LG_{0,+1} + LG_{0,-1}$;

(b)(g) $\exp(i0.7\pi)LG_{0,+1} + LG_{0,-1}$; (c)(h) $\exp(-i0.85\pi)LG_{0,+1} + 0.5LG_{0,-1}$; (d)(i) $\exp(-i0.8\pi)LG_{0,+1} + 0.2LG_{0,-1}$;

(e)(j) $LG_{0,+1}$

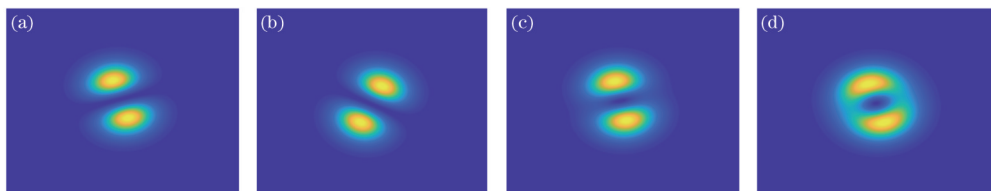


图 3 计算得到的 $LG_{0,\pm 1}$ 模的相干叠加光斑。(a) $\exp(-i0.8\pi)LG_{0,+1} + LG_{0,-1}$; (b) $\exp(i0.7\pi)LG_{0,+1} + LG_{0,-1}$;

(c) $\exp(-i0.85\pi)LG_{0,+1} + 0.5LG_{0,-1}$; (d) $\exp(-i0.8\pi)LG_{0,+1} + 0.2LG_{0,-1}$

Fig. 3 Calculated coherent superposition spots of $LG_{0,\pm 1}$ modes. (a) $\exp(-i0.8\pi)LG_{0,+1} + LG_{0,-1}$;

$LG_{0,-1}$; (b) $\exp(i0.7\pi)LG_{0,+1} + LG_{0,-1}$;

$LG_{0,-1}$; (c) $\exp(-i0.85\pi)LG_{0,+1} + 0.5LG_{0,-1}$; (d) $\exp(-i0.8\pi)LG_{0,+1} + 0.2LG_{0,-1}$

增加透镜 L_2 的移动距离使激光器分别工作于 $LG_{0,\pm 2}$ 模、 $LG_{0,\pm 3}$ 模,在倾斜输出镜的过程中,可以观察到与 $LG_{0,\pm 1}$ 模类似的变化过程。增加透镜 L_2 的移动距离至 1.0 mm,增加泵浦功率到 2.3 W,此时激光器输出的 $LG_{0,\pm 2}$ 模的相干叠加光斑如图 4(a)~(d)所示。当输出镜在 0.03° 以内沿不同方向倾斜时,可观察到如图 4(a)、(b)所示的光斑。两个光斑可以分别表示为 $\exp(-i0.2\pi)LG_{0,+2} + LG_{0,-2}$ 和 $\exp(i0.3\pi)LG_{0,+2} + LG_{0,-2}$ 。增加输出镜的倾斜角度为 $(0.04^\circ, 0.03^\circ)$,此时光斑如图 4(c)所示,可以表

示为 $\exp(-i0.6\pi)LG_{0,+2} + 0.4LG_{0,-2}$ 。进一步增加输出镜的倾斜角至 $(0.06^\circ, 0.03^\circ)$,得到单一模式的环形光斑,如图 4(d)所示。当透镜 L_2 的移动距离为 1.2 mm,泵浦功率为 2.5 W 时,激光器输出的 $LG_{0,\pm 3}$ 模的相干叠加光斑如图 4(e)~(g)所示。当输出镜倾斜角为 $(0.02^\circ, 0.02^\circ)$ 时,可观察到如图 4(e)所示的光斑,而当增加倾斜角度至 $(0.05^\circ, 0.02^\circ)$ 时,观察到的光斑如图 4(f)。进一步增加倾斜角至 $(0.07^\circ, 0.02^\circ)$,可得到单一模式的环形光斑,如图 4(g)所示。

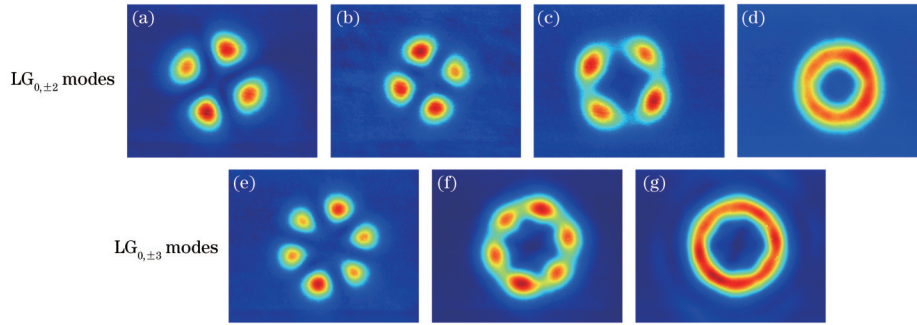


图 4 不同输出镜倾斜角下 $LG_{0,\pm 2}$ 模和 $LG_{0,\pm 3}$ 模的相干叠加光斑。(a)(b) 0.03° 以内; (c) $(0.04^\circ, 0.03^\circ)$; (d) $(0.06^\circ, 0.03^\circ)$; (e) $(0.02^\circ, 0.02^\circ)$; (f) $(0.05^\circ, 0.02^\circ)$; (g) $(0.07^\circ, 0.02^\circ)$

Fig. 4 Coherent superposition spots of $LG_{0,\pm 2}$ modes and $LG_{0,\pm 3}$ modes under different tilt angles of output mirror. (a)(b) Within 0.03° ; (c) $(0.04^\circ, 0.03^\circ)$; (d) $(0.06^\circ, 0.03^\circ)$; (e) $(0.02^\circ, 0.02^\circ)$; (f) $(0.05^\circ, 0.02^\circ)$; (g) $(0.07^\circ, 0.02^\circ)$

继续增加透镜 L_2 的移动距离,在 1.4、1.6、1.8、1.9、2.0 mm 下,当输出镜倾斜角在 0.03° 以内沿不同方向倾斜时,可分别得到 $LG_{0,\pm 4}$ 模、 $LG_{0,\pm 5}$ 模、 $LG_{0,\pm 6}$ 模、 $LG_{0,\pm 7}$ 模和 $LG_{0,\pm 8}$ 模的相干叠加光斑,如图 5 所示。对于这几个模式,当继续增大输出镜倾斜角度时,

无法产生不同幅度系数的相干叠加光斑,也无法产生单一的涡旋模式。出现该现象的原因是模式阶次越高,对两相反手性模式引入损耗差需要的倾斜角度越大,而输出镜倾斜角度增大到一定程度后,谐振腔失谐会导致模式畸变严重甚至不能形成振荡。

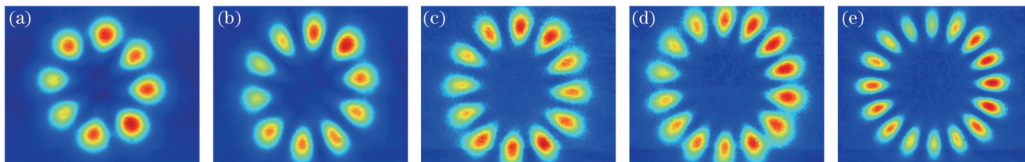


图 5 $LG_{0,\pm 4}$ 模、 $LG_{0,\pm 5}$ 模、 $LG_{0,\pm 6}$ 模、 $LG_{0,\pm 7}$ 模和 $LG_{0,\pm 8}$ 模的相干叠加光斑。(a) $LG_{0,\pm 4}$ 模; (b) $LG_{0,\pm 5}$ 模; (c) $LG_{0,\pm 6}$ 模; (d) $LG_{0,\pm 7}$ 模; (e) $LG_{0,\pm 8}$ 模

Fig. 5 Coherent superposition spots of $LG_{0,\pm 4}$ modes, $LG_{0,\pm 5}$ modes, $LG_{0,\pm 6}$ modes, $LG_{0,\pm 7}$ modes and $LG_{0,\pm 8}$ modes. (a) $LG_{0,\pm 4}$ modes; (b) $LG_{0,\pm 5}$ modes; (c) $LG_{0,\pm 6}$ modes; (d) $LG_{0,\pm 7}$ modes; (e) $LG_{0,\pm 8}$ modes

4.2 连续运行大功率泵浦下相反手性模式的非相干叠加输出

在 $LG_{0,\pm 1}$ 模、 $LG_{0,\pm 2}$ 模和 $LG_{0,\pm 3}$ 模对应的泵浦位置下,增大泵浦功率,研究激光器的输出特性。当泵浦功率为 6.5 W 时, $LG_{0,\pm 1}$ 模的输出光斑如图 6(a) 所示。当输出镜倾斜角在 0.02° 以内不同方向倾斜时,相位分布如图 6(b) 所示,无涡旋相位,可以判断此时的环形光斑不是涡旋光。出现这种状态的原因是此时输出镜的倾斜角度很小, $LG_{0,+1}$ 模和 $LG_{0,-1}$ 模的损耗差异很小,较大的泵浦功率下两个模式呈现激烈的模式竞争,波列长度变短,短波列的相位随机跳跃,输出为两个模式的非相干叠加。在适当增大输出镜的倾斜角

度后,输出光斑仍为环形光斑。倾斜角度分别为 $(0.05^\circ, 0.03^\circ)$ 、 $(-0.05^\circ, 0.03^\circ)$ 时可得到如图 6(c)、(d) 所示的左手性、右手性涡旋相位。此时,激光器输出单一模式涡旋光。

对于 $LG_{0,\pm 2}$ 模、 $LG_{0,\pm 3}$ 模,6.5 W 泵浦功率下可以得到图 6(e)、(i) 所示的环形光斑。倾斜输出镜时输出模式的变化趋势与 $LG_{0,\pm 1}$ 模类似,当倾斜角度在 0.03° 以内时, $LG_{0,\pm 2}$ 、 $LG_{0,\pm 3}$ 模均无涡旋相位,如图 6(f)、(j) 所示。当输出镜的倾斜角度增大时,可以得到涡旋光。当倾斜角度为 $(0.06^\circ, 0.03^\circ)$ 、 $(-0.06^\circ, 0.03^\circ)$ 时,输出镜可分别输出左手性和右手性的单模模式涡旋光, $LG_{0,\pm 2}$ 模的涡旋相位如图 6(g)、(h) 所

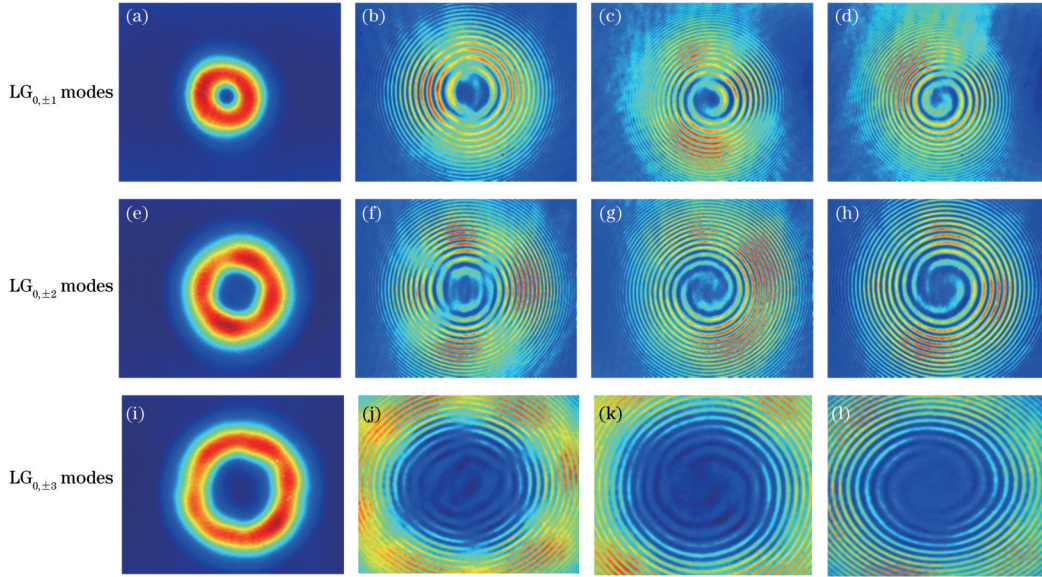


图 6 大功率泵浦下输出光斑和干涉图。(a)(e)(i)输出光斑;(b)倾斜角度在 0.02°以内时的干涉图;(c)倾斜角度为(0.05°,0.03°)时的干涉图;(d)倾斜角度为(-0.05°,0.03°)时的干涉图;(f)倾斜角度在 0.03°以内时的干涉图;(g)倾斜角度为(0.06°,0.03°)时的干涉图;(h)倾斜角度为(-0.06°,0.03°)时的干涉图;(j)倾斜角度在 0.03°以内时的干涉图;(k)倾斜角度为(0.07°,0.02°)时的干涉图;(l)倾斜角度为(-0.07°,0.02°)时的干涉图

Fig. 6 Output spots and interferograms under high pump power. (a)(e)(i) Output spot; (b) interferogram with tilt angle within 0.02°; (c) interferogram with tilt angle of (0.05°, 0.03°); (d) interferogram with tilt angle of (-0.05°, 0.03°); (f) interferogram with tilt angle within 0.03°; (g) interferogram with tilt angle of (0.06°, 0.03°); (h) interferogram with tilt angle of (-0.06°, 0.03°); (j) interferogram with tilt angle within 0.03°; (k) interferogram with tilt angle of (0.07°, 0.02°); (l) interferogram with tilt angle of (-0.07°, 0.02°)

示。当输出镜的倾斜角度为(0.07°,0.02°)、(-0.07°,0.02°)时, $LG_{0,\pm 3}$ 模的涡旋相位分别如图 6(k)、(l)所示。当改变泵浦功率时, 激光器能够保持输出模式和手性。图 7 展示了涡旋光的功率随泵浦功率的变化。同阶次相反手性模式的功率十分接近, 图中未进行区分。在 6.5 W 泵浦功率下, 得到的三个模式的最大功率分别为 0.88、0.85、0.79 W。

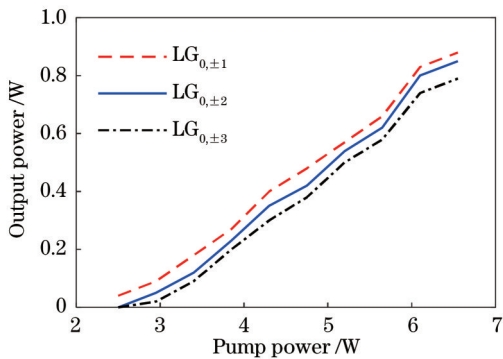


图 7 $LG_{0,\pm 1}$ 模、 $LG_{0,\pm 2}$ 模和 $LG_{0,\pm 3}$ 模的功率特性

Fig. 7 Power characteristic of $LG_{0,\pm 1}$ modes, $LG_{0,\pm 2}$ modes and $LG_{0,\pm 3}$ modes

在最大功率下, 测量了各阶次模式的偏振特性, 结果如图 8 所示。 $LG_{0,+1}$ 模和 $LG_{0,-1}$ 模呈现一定的偏振特性, 偏振度分别为 0.13 和 0.18, 偏振方向具有一定的夹角。此时, 非相干叠加状态下的输出光束不具有

明显的偏振特性, 偏振度为 0.03。 $LG_{0,+2}$ 模的偏振特性不明显, 偏振度为 0.04, $LG_{0,-2}$ 模的偏振度为 0.33。此时, 非相干叠加状态下输出光束的偏振度为 0.24, 偏振方向与 $LG_{0,-2}$ 模接近。 $LG_{0,+3}$ 模和 $LG_{0,-3}$ 模的偏振特性更为明显, 偏振度分别为 0.47 和 0.34。此时, 非相干叠加状态下光束的偏振度为 0.11。各模式呈现的复杂偏振特性主要是不同手性模式的驻波场分布不同, 从而与激光晶体的主要作用区域不同造成的。由于热效应的存在, 故激光晶体中不同区域的热应力分布不同。相反手性模式的偏振不完全一致对其叠加特性也有一定影响, 使其不能完全相干叠加, 这也是在高功率下相反手性模式非相干叠加的一个因素。

4.3 被动调 Q 运行下激光器的输出特性

插入被动调 Q 晶体后分别研究了激光器在小功率泵浦和大功率泵浦下的输出特性。调整透镜 L_2 的位置使激光器输出 $LG_{0,\pm 1}$ 模。当泵浦功率为 2.3 W, 输出镜和 Cr:YAG 薄片的倾斜角度小于 0.02°时, 激光器的输出光斑随脉冲在不同取向的花瓣状光斑中随机跳跃, 如图 9 所示。结合小功率泵浦连续运行下的输出特性可知, 这些光斑由 $LG_{0,+1}$ 模和 $LG_{0,-1}$ 模相干叠加形成。受到随机微小因素的影响, 每个脉冲中两个模式的初相位差在发生随机变化。

当增大泵浦功率至 6 W 时, 输出光斑和相位如图 10 所示。当输出镜和 Cr:YAG 薄片的倾斜角度小于 0.02°时, 无涡旋相位, 如图 10(b)所示。当输出镜倾斜

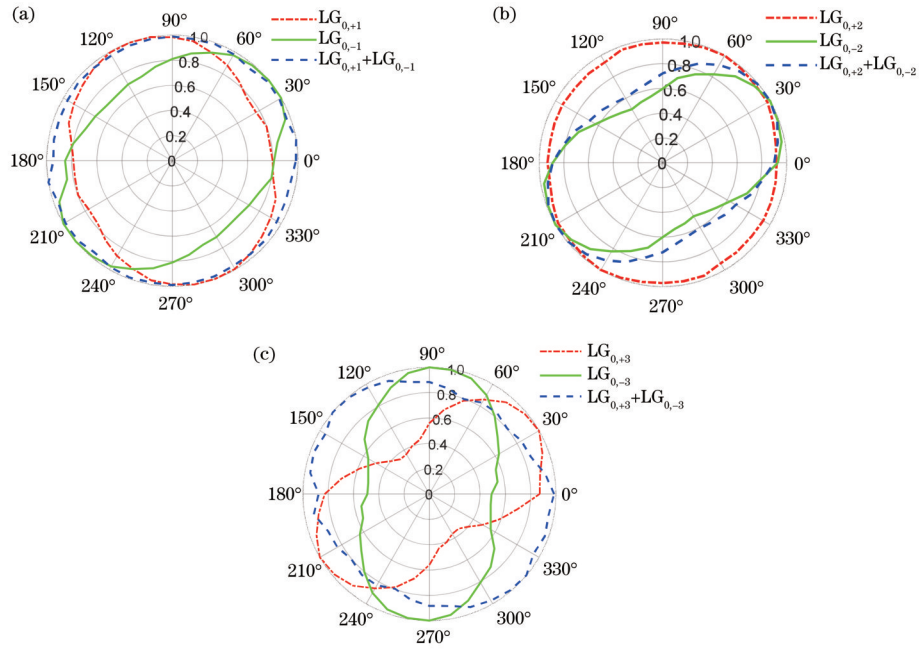


图 8 各模式的偏振特性。(a) $LG_{0,\pm 1}$ 模; (b) $LG_{0,\pm 2}$ 模; (c) $LG_{0,\pm 3}$ 模

Fig. 8 Polarization characteristics of different modes. (a) $LG_{0,\pm 1}$ modes; (b) $LG_{0,\pm 2}$ modes; (c) $LG_{0,\pm 3}$ modes

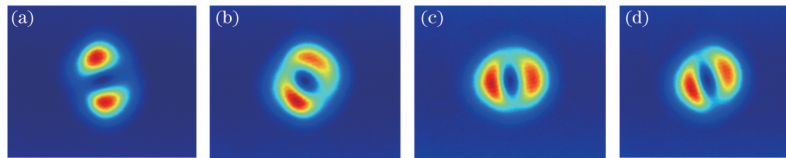


图 9 不同相位差下的光斑。(a) -0.8π ; (b) 0.7π ; (c) 0.1π ; (d) 0.3π

Fig. 9 Spots under different phase differences. (a) -0.8π ; (b) 0.7π ; (c) 0.1π ; (d) 0.3π

角度为 $(0.03^\circ, -0.05^\circ)$ 、Cr:YAG 的倾斜角度为 $(0.02^\circ, -0.04^\circ)$ 时, 可得到 $LG_{0,-1}$ 模涡旋光, 相位如图 10(c) 所示。当调整输出镜的倾斜角度为 $(0.03^\circ,$

$0.05^\circ)$ 、Cr:YAG 的倾斜角度为 $(0.03^\circ, 0.04^\circ)$ 时, 可得到 $LG_{0,+1}$ 模, 相位如图 10(d) 所示。

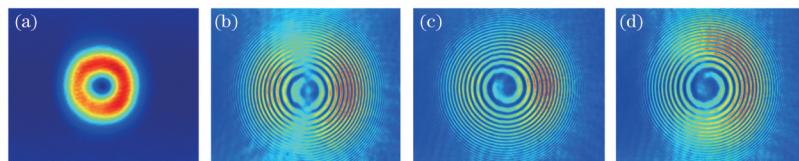


图 10 高功率泵浦下的光斑与相位图。(a) 光斑; (b) 混合模式的相位图; (c) $LG_{0,-1}$ 模的相位图; (d) $LG_{0,+1}$ 模的相位图

Fig. 10 Spots and interferograms under high pump power. (a) Spot; (b) interferogram of mixed mode; (c) interferogram of $LG_{0,-1}$ mode; (d) interferogram of $LG_{0,+1}$ mode

当泵浦功率变化时, $LG_{0,+1}$ 模和 $LG_{0,-1}$ 模能够保持其涡旋相位, 测量了 $LG_{0,+1}$ 模和 $LG_{0,-1}$ 模涡旋光的功率和时域特性, 脉冲波形如图 11 所示。在最大泵浦功率 6.2 W 下, 得到最大平均功率为 0.48 W、重复频率为 12.6 kHz、脉冲宽度为 28.6 ns, 对应的单脉冲能量为 0.038 mJ、峰值功率为 1.33 kW。

5 结 论

建立了涡旋激光器同阶次的两个相反手性模式的部分相干叠加模型, 实验上观察到了相反手性模式的相干叠加和非相干叠加输出。在低功率连续运行

下, 同阶次的相反手性模式相干叠加, 形成花瓣状光斑。调节输出镜的倾斜角度, 可以调节两个模式的强弱和初相位差。在高功率下, 由于模式竞争加剧, 两个模式不具有相干性, 故非相干叠加形成不具有涡旋相位的环形光斑。在被动调 Q 运行情况下, 低功率泵浦下花瓣状光斑的方向会随着脉冲序列随机变化。实验中通过倾斜输出镜和被动调 Q 晶体, 产生了手性可控的涡旋光。连续运行下可以实现手性控制的阶次达到 3 阶, 被动调 Q 时可以进行手性控制的阶次为 1 阶。 $LG_{0,\pm 1}$ 模、 $LG_{0,\pm 2}$ 模和 $LG_{0,\pm 3}$ 模连续涡旋光的功率分别可达 0.88、0.85、0.79 W。在被动调 Q 情况下,

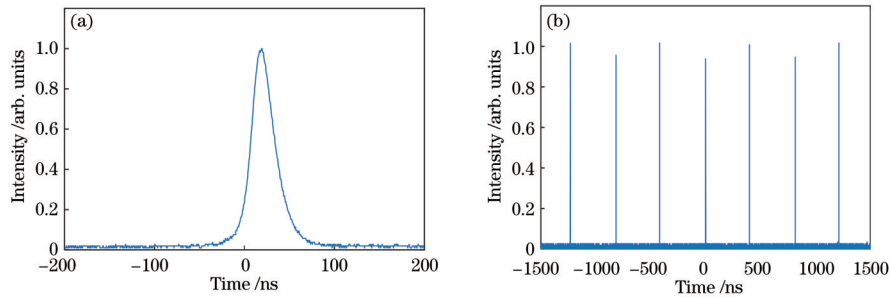


图 11 脉冲时域波形。(a)单脉冲;(b)脉冲序列

Fig. 11 Temporal waveforms of pulses. (a) Single pulse; (b) pulse train

$LG_{0,\pm 1}$ 模涡旋光束的峰值功率为 1.33 kW, 脉冲宽度为 28.6 ns, 重复频率为 12.6 kHz。

参 考 文 献

- [1] Shen Y J, Wang X J, Xie Z W, et al. Optical vortices 30 years on: OAM manipulation from topological charge to multiple singularities[J]. *Light: Science & Applications*, 2019, 8: 90.
- [2] 陈理想, 张远颖. 光子高阶轨道角动量制备、调控及传感应用研究进展[J]. *物理学报*, 2015, 64(16): 164210.
Chen L X, Zhang Y Y. Research progress on preparation, manipulation, and remote sensing applications of high-order orbital angular momentum of photons[J]. *Acta Physica Sinica*, 2015, 64(16): 164210.
- [3] Yang Y J, Ren Y X, Chen M Z, et al. Optical trapping with structured light: a review[J]. *Advanced Photonics*, 2021, 3(3): 034001.
- [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(7): 488-496.
- [5] 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.
- [6] Lavery M P J, Speirits F C, Barnett S M, et al. Detection of a spinning object using light's orbital angular momentum[J]. *Science*, 2013, 341(6145): 537-540.
- [7] Belmonte A, Rosales-Guzmán C, Torres J P. Measurement of flow vorticity with helical beams of light[J]. *Optica*, 2015, 2(11): 1002-1005.
- [8] 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.
- [9] 杨苏辉, 廖英琦, 林学彤, 等. 涡旋光场在强散射环境中的应用[J]. *红外与激光工程*, 2021, 50(6): 20211040.
Yang S H, Liao Y Q, Lin X T, et al. Application of vortex light field in strong scattering environment[J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2021, 50(6): 20211040.
- [10] Qiao Z, Xie G Q, Wu Y H, et al. Generating high-charge optical vortices directly from laser up to 288th order[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2018, 12(8): 1800019.
- [11] 柳强, 潘婧, 万震松, 等. 复杂涡旋结构光场的产生方法[J]. *中国激光*, 2020, 47(5): 0500006.
Liu Q, Pan J, Wan Z S, et al. Generation methods for complex vortex structured light field[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(5): 0500006.
- [12] Zhao Y G, Wang L, Chen W D, et al. Structured laser beams: toward 2- μm femtosecond laser vortices[J]. *Photonics Research*, 2021, 9(3): 357-363.
- [13] Fang Z Q, Yao Y, Xia K G, et al. Simple Nd:YAG laser generates vector and vortex beam[J]. *Chinese Optics Letters*, 2015, 13(3): 31405-31408.
- [14] 徐云, 余俊杰, 韩侠辉, 等. 基于圆环达曼光栅整形的环形光抽运的 Nd:YAG 声光调 Q 涡旋光激光器[J]. *中国激光*, 2016, 43(6): 0601002.
Xu Y, Yu J J, Han X H, et al. Acousto-optically Q-switched and vortex Nd:YAG laser by using circular Dammann grating for annular pumping[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2016, 43(6): 0601002.
- [15] Pan J, Shen Y J, Wan Z S, et al. Index-tunable structured-light beams from a laser with an intracavity astigmatic mode converter[J]. *Physical Review Applied*, 2020, 14(4): 044048.
- [16] 刘俊, 王健. 涡旋光激光器研究进展[J]. *中国激光*, 2022, 49(12): 1201001.
Liu J, Wang J. Research progress of vortex laser[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2022, 49(12): 1201001.
- [17] 丁曼曼, 刘琦瑶, 赵永光, 等. 基于腔内选模的全固态涡旋激光器及手性控制[J]. *激光与光电子学进展*, 2017, 54(12): 120006.
Ding M M, Liu Q Y, Zhao Y G, et al. All-solid-state vortex lasers based on intra-cavity mode selection and its handedness-control[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2017, 54(12): 120006.
- [18] Kim D J, Kim J W. Direct generation of an optical vortex beam in a single-frequency Nd:YVO4 laser[J]. *Optics Letters*, 2015, 40(3): 399-402.
- [19] Lin D, Daniel J M O, Clarkson W A. Controlling the handedness of directly excited Laguerre-Gaussian modes in a solid-state laser[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(13): 3903-3906.
- [20] Liu Q Y, Zhao Y G, Zhou W, et al. Control of vortex helicity with a quarter-wave plate in an Er:YAG ceramic

- solid state laser[J]. IEEE Photonics Journal, 2017, 9(1): 1500408.
- [21] Fang Z Q, Yao Y, Xia K G, et al. Actively Q-switched and vortex Nd:YAG laser[J]. Optics Communications, 2015, 347: 59-63.
- [22] Tan S W, Zhou C H, Shirakawa A, et al. Vortex Ti:Sapphire laser by using an intracavity spot-defect spatial filter[J]. Optics & Laser Technology, 2017, 96: 76-80.
- [23] Chen Y F, Lan Y P. Laguerre-Gaussian modes in a double-end-pumped microchip laser: superposition and competition[J]. Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics, 2001, 3(3): 146-151.
- [24] Zhang Z L, Gui K, Zhao C M, et al. Direct generation of vortex beam with a dual-polarization microchip laser[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2019, 31(15): 1221-1224.
- [25] Hayenga W, Parto M, Ren J H, et al. Direct generation of tunable orbital angular momentum beams in microring lasers with broadband exceptional points[J]. ACS Photonics, 2019, 6(8): 1895-1901.
- [26] Litvin I A, Ngcobo S, Naidoo D, et al. Doughnut laser beam as an incoherent superposition of two petal beams [J]. Optics Letters, 2014, 39(3): 704-707.