

径向偏振光的退偏机理及补偿方法

杨 策, 彭红攀, 陈 檬*, 马 宁, 薛瑶瑶, 杜鑫彪, 张 携

(北京工业大学 激光工程研究院, 北京 100124)

摘要: 研究了非均匀泵浦状态下径向偏振光束的退偏机理及补偿方法。理论分析表明, 非均匀泵浦条件下各向同性晶体横截面内由热致剪应力引起的剪切向热致双折射是导致径向偏振光退偏的主要原因。设计实验依次采用薄膜偏振片 (TFP) 测量法和纯度测量法评价了径向偏振光在非均匀泵浦条件下的退偏, 其中 TFP 测量法用于检测径向偏振光的整体退偏, 纯度测量法用于检测径向偏振光的局部退偏。在泵浦峰值功率 1.1 kW 下, 两种评价方法测得的退偏量分别为 2.34% 和 2.53%。基于理论分析和评价方法的结果, 在退偏补偿方案的设计中采用相位调制与空间模式匹配相结合的方法, 将径向偏振光的退偏量优化了 59%, 并获得脉冲能量为 19.36 mJ, 纯度为 90.13% 的皮秒径向偏振光, 光束质量因子 M^2 为 3.8。

关键词: 热退偏; 径向偏振光; 非均匀泵浦; 退偏补偿

中图分类号: TN248.1 文献标志码: A DOI: 10.3788/IRLA20200038

Depolarization mechanism and compensation scheme of radially polarized beams

Yang Ce, Peng Hongpan, Chen Meng*, Ma Ning, Xue Yaoyao, Du Xinbiao, Zhang Xie

(Institute of Laser Engineering, Beijing University of Technology, Beijing 100124, China)

Abstract: Depolarization mechanism and compensation scheme of radially polarized beams under non-uniform pumping were investigated. Theoretical analysis shows that, for the non-uniform pumping status, the thermal induced shear birefringence caused by the thermally induced shear stress within the cross-section of the isotropic crystal is the main reason for the depolarization of the radially polarized beams. Related experiments were designed to evaluate the depolarization of the radially polarized beams under non-uniform pumping conditions by using two methods of thin-film polarizer (TFP) measurement and purity measurement, in which the TFP measurement method was used to detect the overall depolarization of radially polarized beams and the purity measurement method was used to detect local depolarization of radially polarized beams. With a peak pump power of 1.1 kW, the depolarization measured by the two evaluation methods was 2.34% and 2.53%, respectively. Based on the theoretical analysis and evaluation results, a combination of phase modulation and spatial mode matching was considered in the design of the depolarization compensation scheme, which improved the depolarization of the radially polarized beams by 59%. Meanwhile, a picosecond radially polarized beam with a pulse energy of 19.36 mJ, a purity of 90.13%, and a beam quality M^2 factor of 3.8 was achieved.

Key words: thermal depolarization; radially polarized beam; non-uniform pumping; depolarization compensation

收稿日期: 2020-09-28; 修订日期: 2020-11-01

基金项目: 国家自然科学基金 (U1631240); 北京市自然科学基金 (KZ201510005001)

0 引言

径向偏振光束是一种在光束横截面内偏振态空间变化呈放射状轴对称分布的偏振光束,其对称轴为光束的传播轴^[1],近年来,越来越受到人们的关注^[2-3]。一系列研究成果表明,径向偏振光在材料加工,高数值孔径聚焦等领域比传统的线偏振光、圆偏振光有着非常明显的优势。具体表现为:在精细加工方面,径向偏振光的加工深度和切割速度可以达到相同条件下圆偏振光的 2 倍,并且加工形状更均匀,槽壁更平坦^[4-5];在高数值孔径聚焦方面,径向偏振光的聚焦光斑大小可以达到同等条件下线偏振光聚焦光斑大小的 60%^[6],并且可以产生更强的纵向电场分量,这有利于径向偏振光应用到粒子加速^[7]、光通信^[8]、光学成像^[9] 等研究领域。

热退偏是激光功率放大技术中关键问题之一,其会造成放大光束的光束质量和偏振度的下降,以及功率的损耗。W. Koechner^[10] 等人研究表明,在理想的均匀泵浦状态下,径向偏振光不会发生热致退偏。原因是,径向偏振光的电场矢量方向正好平行于晶体热致双折射的主轴,所以在均匀泵浦情况下不会发生相位的变化^[11]。对于全固态激光器,侧泵 Nd:YAG 模块作为功率放大器是获得高功率激光源的重要途径之一。实际情况中,其在晶体内的泵浦分布很难实现理想情况下的均匀分布,而在晶体内部所呈现的是非均匀泵浦状态。在此状态下,人们发现,径向偏振光在经过功率放大后,也会有退偏现象的发生。所以,在获得高功率径向偏振光的放大过程中,退偏问题就成为了一个不得不考虑的问题。基于此,文中以三向阵列侧泵放大模块为例,详细研究了非均匀泵浦状态下径向偏振光的退偏机理,并通过有限元法模拟分析了各向同性晶体横截面内热致剪应力引起的剪切向热致双折射对径向偏振光退偏的影响,同时与相同泵浦条件下线偏振光的退偏进行了对比分析。实验依次采用 TFP 测量法和纯度测量法分别评价了径向偏振光在放大过程中整体和局部的退偏,其结果与理论计算结果相吻合。基于理论分析与评价方法的结论,文中设计了径向偏振光的退偏补偿方案。方案采用 90°石英旋光晶体进行相位补偿和缩束系统进行空间模式匹配相结合的方式将径向偏振光的退偏优化了

59%,并最终获得脉冲能量为 19.36 mJ,纯度为 90.13%,光束质量因子 M^2 为 3.8 的皮秒径向偏振光的输出。文中通过对径向偏振光退偏特性以及补偿方法的研究,为研发高功率、高纯度的全固态径向偏振光激光器提供了理论依据与方案参考。

1 径向偏振光退偏的机理分析

1.1 非均匀泵浦下晶体的热致双折射

对于 1 064 nm 激光的功率放大,主要采用 [111] 方向的各向同性 Nd:YAG 晶体作为激光增益介质,其坐标取向如图 1 所示。

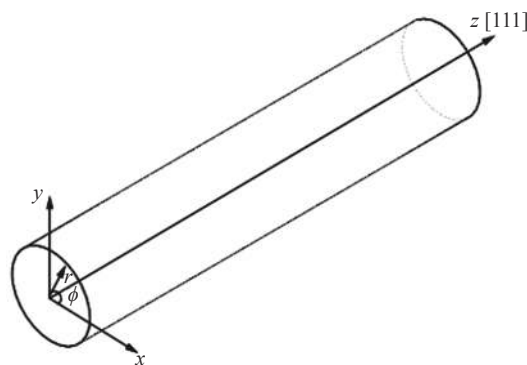


图 1 Nd:YAG 晶体棒的坐标轴取向

Fig.1 Axis orientations of the Nd:YAG crystal rod

在圆柱坐标系中,晶体棒的应变张量为^[12]:

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_r & \gamma_{r\varphi} & \gamma_{rz} \\ \gamma_{r\varphi} & \varepsilon_\varphi & \gamma_{\varphi z} \\ \gamma_{rz} & \gamma_{\varphi z} & \varepsilon_z \end{pmatrix} \quad (1)$$

相对应的应力张量为:

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_r & \tau_{r\varphi} & \tau_{rz} \\ \tau_{r\varphi} & \sigma_\varphi & \tau_{\varphi z} \\ \tau_{rz} & \tau_{\varphi z} & \sigma_z \end{pmatrix} \quad (2)$$

式中:符号 ε 和 σ 分别为正应变和正应力;符号 γ 和 τ 分别为剪应变和剪应力。应变和应力之间的关系由胡克定律给出^[12]:

$$\begin{cases} \varepsilon_r = \frac{1}{E} [\sigma_r - \nu(\sigma_\varphi + \sigma_z)] \\ \varepsilon_\varphi = \frac{1}{E} [\sigma_\varphi - \nu(\sigma_r + \sigma_z)] \\ \varepsilon_z = \frac{1}{E} [\sigma_z - \nu(\sigma_r + \sigma_\varphi)] \\ \gamma_{r\varphi} = \frac{2}{(1+\nu)E} \tau_{r\varphi} \end{cases} \quad (3)$$

式中: E 为杨氏模量; ν 为泊松比。

激光晶体吸收泵浦光后, 由于量子损耗、非辐射跃迁、杂质吸收等影响, 有一部分能量以热量的形式沉积在晶体棒内部, 形成热负载。热负载在晶体内部呈梯度分布, 导致不均匀的热膨胀, 引起弹性应力, 这种应力称为热致应力。由于热应力的存在, 晶体的各向同性会被调制为各向异性, 其介电常数或折射率会发生一定的变化, 这种效应称为光弹效应。在光弹效应作用下, 相对介电张量与应变张量的关系为^[10]:

$$B_{ij} = B_{0,ij} + \Delta B_{ij} = B_{0,ij} + P_{ijkl}\epsilon_{kl} \quad (4)$$

式中: $B_{0,ij}$ 为无热致应力时的相对介电张量; ΔB_{ij} 为在热致应力作用下的相对介电张量的变化量; P_{ijkl} 为光弹张量。文中假设晶体棒上的热负载在光传播方向上是恒定的, 基于此, 讨论分析只需关注相对介电张量矩阵中垂直于 [111] 方向的子矩阵上的分量 B_{rr} , $B_{\varphi\varphi}$ 和 $B_{r\varphi}$ 即可。由公式 (4) 第二项可知, 相对介电张量的变化量 ΔB_{ij} 是光弹张量 P_{ijkl} 与应变张量 ϵ_{kl} 的乘积。需要注意的是, 光弹张量 P_{ijkl} 是在晶格 [100] 方向笛卡尔坐标系下描述的, 而应变张量 ϵ_{kl} 是在晶格 [111] 方向圆柱坐标系下描述的, 所以为了计算相对介电张量的变化量 ΔB_{rr} , $\Delta B_{\varphi\varphi}$ 和 $\Delta B_{r\varphi}$, 需要将这两个张量变换到同一坐标系下。利用坐标系间的变换矩阵^[13] 求解公式 (4) 可以得到相对介电张量分量的变化量^[14]:

$$\begin{aligned} \Delta B_{rr} &= \frac{1}{6} [\epsilon_r (3P_{11} + 3P_{12} + 6P_{44}) + \epsilon_\varphi (P_{11} + 5P_{12} - 2P_{44}) + \\ &\quad \epsilon_z (2P_{11} + 4P_{12} - 4P_{44})] - \frac{\sqrt{2}}{3} (P_{11} - P_{12} - 2P_{44}) \times \\ &\quad [\cos(3\varphi)\gamma_{\varphi z} + \sin(3\varphi)\gamma_{rz}] \\ \Delta B_{\varphi\varphi} &= \frac{1}{6} [\epsilon_r (P_{11} + 5P_{12} - 2P_{44}) + \epsilon_\varphi (3P_{11} + 3P_{12} + 6P_{44}) + \\ &\quad \epsilon_z (2P_{11} + 4P_{12} - 4P_{44})] \\ \Delta B_{r\varphi} &= \frac{1}{3} (P_{11} - P_{12} + 4P_{44})\gamma_{r\varphi} + \frac{\sqrt{2}}{3} (P_{11} - P_{12} - 2P_{44}) \times \\ &\quad [\sin(3\varphi)\gamma_{\varphi z} - \cos(3\varphi)\gamma_{rz}] \end{aligned} \quad (5)$$

根据折射率变化量与相对介电张量变化量的关系, 可以求得晶体折射率的变化量为:

$$\Delta n_{ij} = -\frac{1}{2} n_0^3 \Delta B_{ij}, \quad (i, j = r, \varphi) \quad (6)$$

式中: n_0 为晶体的初始折射率。基于上文的假设, z 方向的热应变分量为 0, 即: $\epsilon_z = \gamma_{\varphi z} = \gamma_{rz} = 0$ 。将公式 (3)、

(5) 代入公式 (6), 得到 Nd:YAG 晶体在非均匀泵浦下的热致双折射为:

$$\begin{aligned} \Delta n_{rr} - \Delta n_{\varphi\varphi} &= -\frac{(1+\nu)}{6E} n_0^3 (P_{11} - P_{12} + 4P_{44}) (\sigma_r - \sigma_\varphi) \\ \Delta n_{r\varphi} &= -\frac{1}{3E(1+\nu)} n_0^3 (P_{11} - P_{12} + 4P_{44}) \tau_{r\varphi} \end{aligned} \quad (7)$$

公式 (7) 就是晶体在非均匀泵浦状态下的热致双折射。其中 $\Delta n_{rr} - \Delta n_{\varphi\varphi}$ 表征的是晶体横截面内正应力引起的径向和切向热致双折射, 其会引起折射率椭球两个主轴方向的相位差。 $\Delta n_{r\varphi}$ 表征的是晶体横截面内剪应力引起的剪切向热致双折射, 它将引起折射率椭球发生偏转, 使折射率椭球的两个主轴方向不再沿着横截面的径向和切向, 从而使径向偏振光的电场矢量不再与折射率椭球的主轴平行。径向偏振光的电场矢量会向旋转后的折射率椭球的两个主轴方向分解, 两个主轴方向的相位差导致了径向偏振光的退偏。

1.2 热致双折射的数值模拟

基于有限元分析法, 以三向激光二极管阵列泵浦腔室为例, 此节研究了 Nd:YAG 晶体在非均匀泵浦状态下热致剪应力引起的热致双折射以及其对径向偏振光退偏的影响, 并与线偏振光的退偏进行了对比分析。实验所采用的泵浦腔室的泵浦重频为 1 kHz, 占空比为 20%, 泵浦波长为 808 nm, 三向激光二极管阵列以 120° 的夹角围绕在晶体棒的周围。采用有限元分析法分别模拟了晶体棒横截面内的温度分布和热负载分布, 其模拟参数及模拟结果分别如表 1 和图 2 所示。

表 1 模拟参数

Tab.1 Numerical values used in the simulation

Parameter	Value
Crystal doping concentration	Nd:YAG 1 at. %
Average pumping power/W	220
Young's modulus/kg·mm ⁻²	3.17×10 ⁴
Poisson's ratio	0.3
Thermal efficiency	45%
Thermal expansion coefficient/K ⁻¹	7.8×10 ⁻⁶ @ <111>
Thermal conductivity/W·mm ⁻¹ ·K ⁻¹	0.010 3
Cooling method	Active water cooling
Cooling temperature/°C	25
Heat sink	Copper

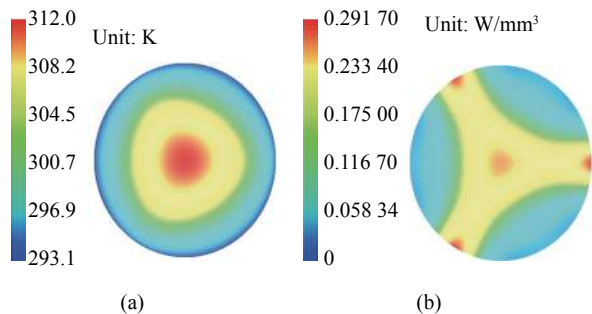


图 2 有限元分析法模拟的三向激光二极管阵列泵浦 Nd:YAG 晶体横截面内的 (a) 温度分布和 (b) 热负载分布

Fig.2 (a) Temperature distribution and (b) heat load distribution in a three-fold laser diode array pumped Nd:YAG crystal rod, which were simulated by the finite element analysis method

从图 2 的模拟图中可以看出, 晶体棒横截面内的温度呈三角分布, 这是三向阵列泵浦的结果, 并且热负载的分布也是不均匀的, 除了有轴向梯度分布外, 还有明显的切向梯度分布, 这样就为晶体横截面内剪应力的产生创造了条件, 如图 3 所示。图 3 为采用有限元分析法模拟的晶体横截面内的应力分布情况, 图 3(a)~(c) 分别为晶体横截面内的正应力 σ_r 、正应力 σ_ϕ 和剪应力 $\tau_{r\phi}$ 。

若在均匀泵浦状态下, 不存在图 3(c) 剪应力的分布^[10], 即 $\tau_{r\phi}=0$, 将其代入公式 (7) 得 $\Delta n_{r\phi}=0$, 说明折射率椭圆的主轴方向仍然沿着横截面的径向和切向, 与径向偏振光的电场矢量方向平行。这也是在均匀泵浦状态下, 径向偏振光不会发生退偏的原因。而在非均匀泵浦状态下, 由于图 3(c) 剪应力的出现, $\Delta n_{r\phi}$ 不再为零, 表明折射率椭圆发生了旋转, 其主轴方向不

再沿着横截面的径向和切向, 也就不再与径向偏振光的电场矢量方向平行。径向偏振光的电场矢量在向折射率椭圆的两个主轴方向分解的过程中, 其相位差导致了径向偏振光的退偏。分析图 3(c) 可以发现, 热致剪应力不但是半径的函数, 还是角度的函数, 具体表现为: 热致剪应力在晶体横截面内的中心处分布较弱, 而在边缘处分布较强; 同时 45° 和 135° 处的数值明显要大于 0° 和 90° 处的数值。结合公式 (7) 可以得出由剪应力引起的热致双折射 $\Delta n_{r\phi}$ 也应是角度的函数。图 4 计算了不同角度处径向偏振光的热致双折射。根据图 4 可以看出, 由于剪应力的存在, 径向偏振光的热致双折射不再为零, 并且剪应力越大的区域, 其热致双折射越严重。具体表现为: 径向偏振光在 45° 和 135° 处的热致双折射明显大于在 0° 和 90° 处的热致双折射, 这吻合了图 3(c) 所示的晶体横截面内 45° 和 135° 处的剪应力大于 0° 和 90° 处的剪应力的结果, 进一步证明了在非均匀泵浦中, 晶体横截面内的热致剪应力是导致径向偏振光退偏的主要原因。

同时, 在不同角度处, 与线偏振光的热致双折射进行对比分析, 其结果显示径向偏振光的热致双折射在各个区域都要小于线偏振光的热致双折射, 并且随着泵浦功率的增加, 效果越明显。在最大泵浦功率处, 模拟结果显示径向偏振光在 45° 和 135° 这两个方向的热致双折射的绝对值的平均值为 2.81×10^{-4} , (0° 和 90° 由于受热致双折射影响较小而忽略不计); 线偏振光在四个方向的热致双折射的绝对值的平均值为 2.04×10^{-3} , 径向偏振光的热致双折射低于线偏振光热致双折射的 86.2%。

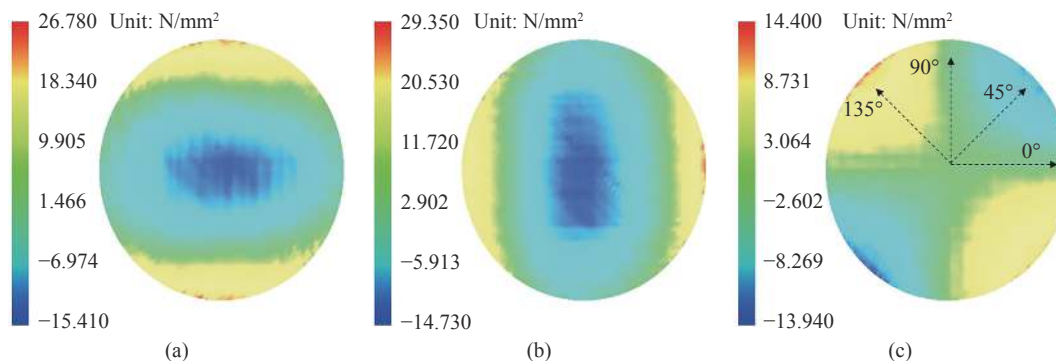


图 3 有限元分析法模拟的非均匀泵浦下晶体棒横截面内的 (a) 正应力 σ_r , (b) 正应力 σ_ϕ , (c) 剪应力 $\tau_{r\phi}$

Fig.3 (a) Positive stress σ_r , (b) positive stress σ_ϕ and (c) the shear stress $\tau_{r\phi}$ on the cross section of crystal rod under non-uniform pumping, which were simulated by the finite element analysis method

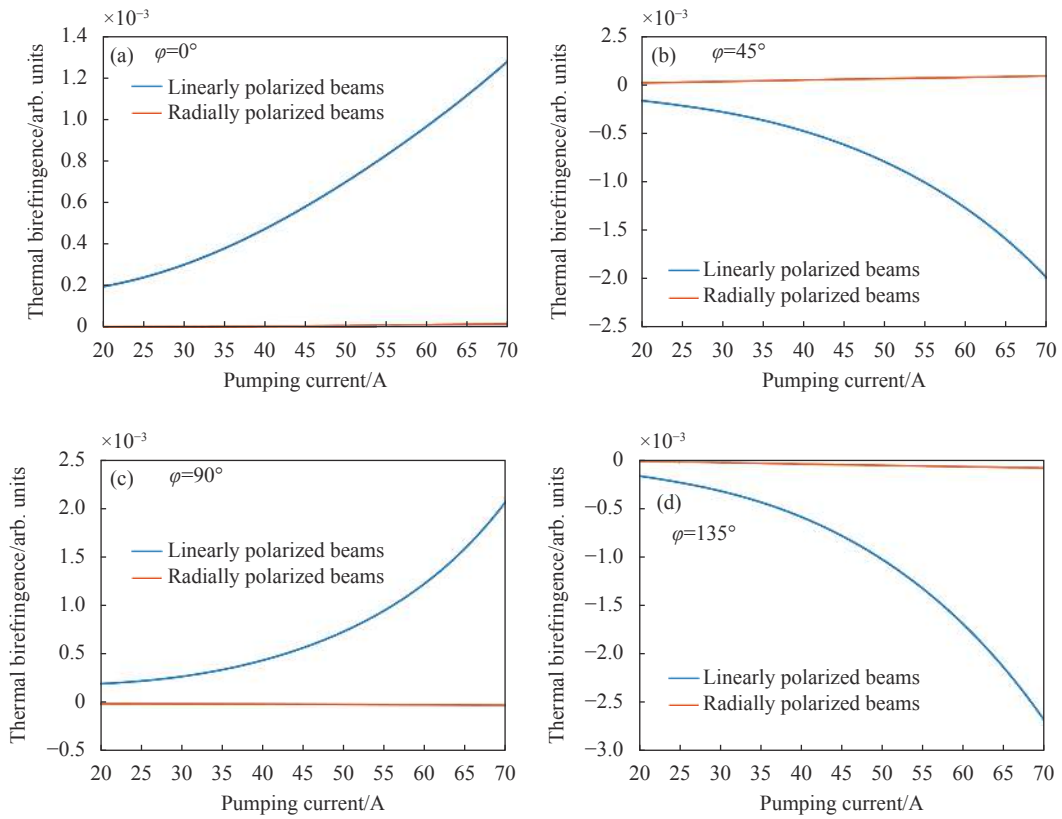


图 4 不同电流下径向偏振光和线偏光的热致双折射及对比分析

Fig.4 Comparative analysis of thermally induced birefringence of radially and linearly polarized beams under different pumping current

2 径向偏振光退偏的评价方法

2.1 实验装置介绍

实验利用 MOPA 放大方案, 分别将径向偏振光和线偏振光作为种子光注入到侧泵放大模块中, 以研究其在非均匀泵浦状态下的热退偏。侧泵放大模块

采用三向泵浦腔室结构。沿 [111] 方向生长 Nd:YAG 晶体棒置于泵室中, 其尺寸为 $\phi 4 \times 63 \text{ mm}^3$, 掺杂浓度为 1 at.%, 并通过 25 °C 流动去离子水进行循环冷却。三向激光二极管阵列以 120° 的夹角环绕在晶体棒的周围。光路示意图如图 5 所示。

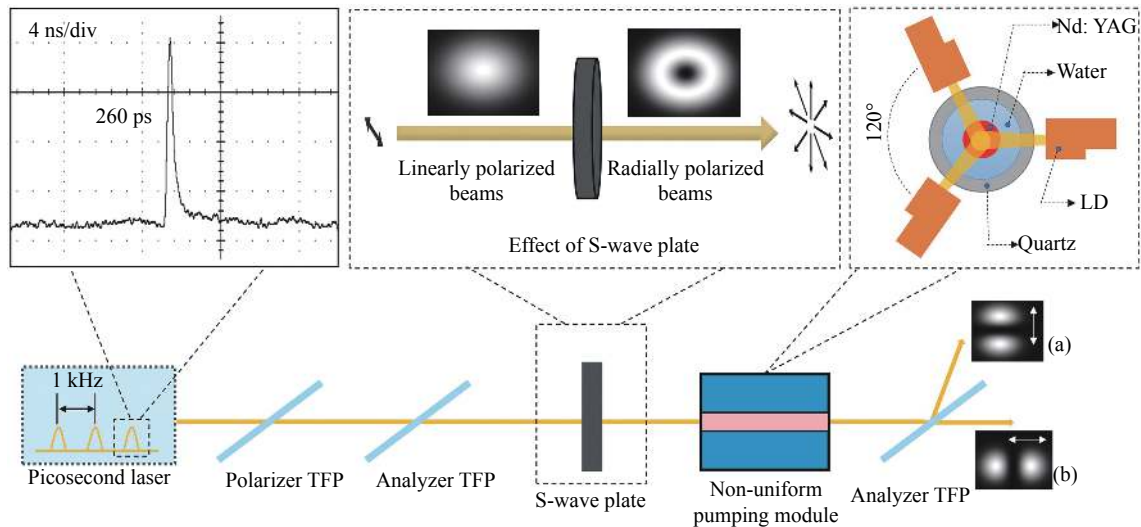


图 5 非均匀泵浦下径向偏振光退偏评价光路示意图

Fig.5 Optical path schematic diagram of depolarization degree evaluation for the radially polarized beams under non-uniform pumping

实验室自行研制的皮秒激光源包括三部分, SESAM 锁模振荡器, 脉冲展宽器和再生放大器。表 2

总结了激光器的输出参数及侧泵放大模块的泵浦参数。

表 2 激光参数及泵浦参数

Tab.2 Laser parameters and pump parameters

Laser parameters		Pumping parameters	
Repetition frequency/kHz	1	Repetition frequency/kHz	1
Pulse width/ps	260	Duty cycle	20%
Wavelength/nm	1 064	Wavelength/nm	808
Average power/W	6.5	Pumping average power/W	220 (70 A)
Crystal size/mm ³	φ4×63	Pumping peaking power/kW	1.1 (70 A)
Doping concentration	1 at. %	Crystal absorption coefficient/mm ⁻¹	3.5
Beam quality of M ²	2.6	Extraction efficiency	5%
Spot diameter/mm	1.2 mm	Cooling temperature/°C	25

从皮秒激光源输出的激光脉冲经过起偏器和检偏器双重偏振滤波后获得纯度较高的线偏振光。S 波片用于将线偏光调制为径向偏振光^[15]。值得注意的是: 经过双重偏振滤波后, 再加上 S 波片引入的能量损耗, 最后获得的径向偏振光的平均功率为 5.0 W。然后, 径向偏振光作为种子光被注入到后续的侧泵模块中, 最后的检偏器用作退偏的测量。所有光学元件都镀有 1 064 nm 的增透膜。

2.2 TFP 测量法评价径向偏振光的退偏

TFP 测量法是评价径向偏振光偏振特性的一个重要方法, 主要通过测量径向偏振光被 TFP 透射的 P 分量和被反射的 S 分量的功率差值来评价径向偏振光偏振分布的均匀性^[16]。二者的功率差值越小, 说明径向偏振光的偏振分布越均匀。基于此方法, 可以测量径向偏振光在放大过程中整体的退偏量, 其表达式为:

$$D = \frac{(|W_{amp\perp} - W_{amp//}|) - (|W_{seed\perp} - W_{seed//}|) \times \mu}{W_{total}} \times 100\% \quad (8)$$

式中: $W_{seed\perp}$ 和 $W_{seed//}$ 分别是种子光经过 TFP 反射的 S 分量和透射的 P 分量的功率; $W_{amp\perp}$ 和 $W_{amp//}$ 分别为放大光经过 TFP 反射的 S 分量和透射的 P 分量的功率; W_{total} 为经过侧泵模块放大后的总功率; μ 为放大倍率。图 6 是在此方法下测得的径向偏振光的退偏结果, 并且与相同泵浦条件下线偏振光的退偏结果进行了对比。

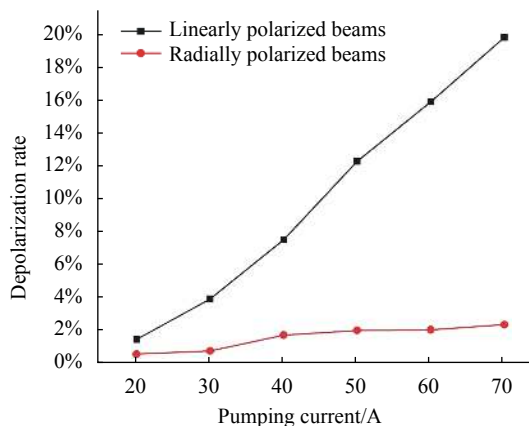


图 6 不同泵浦电流下两种偏振光束退偏量的对比

Fig.6 Comparison of the depolarization degrees of the two types of polarized beams under different pumping current

在泵浦电流 70 A 下, 测得径向偏振光的退偏量为 2.34%, 线偏振光的退偏量为 19.15%。径向偏振光的退偏量低于线偏振光退偏量的 87.8%, 这与模拟结果相吻合。

2.3 纯度测量法评价径向偏振光的退偏

为了进一步验证径向偏振光的退偏, 本节采用另一个参数指标—纯度来衡量径向偏振光在非均匀泵浦状态下偏振特性的变化。狭缝法是测量径向偏振光纯度的一个重要方法^[17], 其主要特点是可以测量径向偏振光局部区域的偏振特性。此方法通过一个宽度为百微米量级的狭缝选择出径向偏振光中与该狭缝方向一致的偏振部分, 然后通过偏振分光棱镜 (PBS) 测量被选择出的光束的消光比, 消光比越高则说明径

向偏振光在该局部区域的纯度越高,即偏振态分布越均匀。光路如图 7 所示,将狭缝和 PBS 设置为一个整体,通过旋转其角度可以测量径向偏振光在不同角度处的局部纯度^[12]。

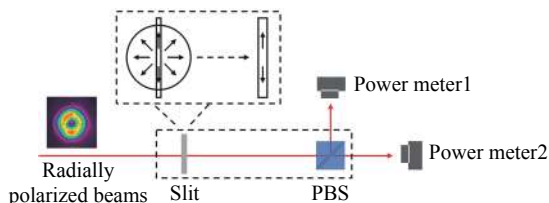


图 7 狭缝法测量径向偏振光的纯度示意图

Fig.7 Schematic diagram of measuring the purity of radially polarized beams by slit method

纯度的计算公式为:

$$P = \frac{W_1}{W_1 + W_2} \times 100\% \quad (9)$$

式中: W_1 与 W_2 分别为功率计 1 与功率计 2 所探测的功率。此实验采用宽度为 200 μm 的狭缝,在泵浦峰值功率 1.1 kW 下,分别测得种子径向偏振光和放大径向偏振光在不同角度处的纯度,结果如表 3 所示。

表 3 不同角度处种子径向偏振光和放大径向偏振光的纯度

Tab.3 Purity of the seed and amplified radially polarized beams at different angles

Angle/(°)	Purity of seed radially polarized beams	Purity of amplified radially polarized beams	Purity degradation ratio
0	94.37%	93.18%	1.26%
45	94.35%	91.96%	2.53%
90	93.73%	92.76%	1.03%
135	93.92%	91.89%	2.16%

从表 3 中可以看出,径向偏振光在 45°和 135°处的纯度退化率较 0°和 90°处的纯度退化率高,这说明径向偏振光在 45°和 135°这两个局部区域的退偏相对于其他区域的退偏更严重。这是因为晶体横截面内 45°和 135°这两个局部区域有较强的剪应力分布,如图 3(c) 所示。此结果验证了径向偏振光的退偏在受剪应力影响较大的区域相对更严重的理论分析。与 TPF 测量法相比较,纯度测量法可以更精细地描述径向偏振光不同区域的退偏程度。

3 径向偏振光退偏的补偿方案

3.1 退偏补偿的原理

由第 1、2 小节讨论可知,热致剪应力引起的剪切向热致双折射导致了径向偏振光的退偏。因此,在退偏补偿方案的设计中,应当考虑两点:(1)从双折射角度出发,在光路中插入偏振元件进行相位补偿;(2)从热应力角度出发,入射光束应当经过晶体热致剪应力较弱的区域,以减少入射光束受热致剪应力的影响。

针对第一点,如图 8 所示,两个泵浦条件完全相同的 Nd:YAG 棒串接,并在中间加入 90°石英旋光晶体和 4f 成像系统,这一方案在理论上可以实现热致双折射的完全补偿^[18]。径向偏振光可以看作不同偏振方向的线偏振光的组合。当线偏振光沿光轴方向通过一定厚度的石英晶体时,其偏振面会发生一定角度的旋转,并且旋转角度与晶体厚度成正比^[19]:

$$\theta = \alpha L \quad (10)$$

式中: L 为晶体的厚度; α 为晶体的旋光率,其表征的是光在晶体内传播单位长度后振动面旋转的角度。在高功率泵浦下,具有双折射效应的 Nd:YAG 晶体的琼斯矩阵为^[20]:

$$J = \begin{pmatrix} e^{-i2\pi \frac{L}{\lambda} n_x^*} & 0 \\ 0 & e^{-i2\pi \frac{L}{\lambda} n_y^*} \end{pmatrix} \quad (11)$$

式中: n_x^* , n_y^* 分别为受热致双折射影响的折射率椭球的两个主轴的折射率。旋光晶体的琼斯矩阵表达式为:

$$S = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (12)$$

对于 90°石英旋光晶体, $\theta = 90^\circ$ 。若入射光的电场矢量 E 与折射率椭球 n_x^* 轴的夹角为 ϕ ,则其琼斯矩阵的表达式为:

$$E_0 = \begin{pmatrix} \cos \phi \\ \sin \phi \end{pmatrix} E \quad (13)$$

因此,入射光经过两个 Nd:YAG 晶体和 90°石英旋光晶体后,其偏振态的琼斯矩阵表达式为:

$$E^* = JSJE_0 \quad (14)$$

将公式 (11)~(13) 代入公式 (14) 可得:

$$E^* = \begin{pmatrix} E_{x^*}^* \\ E_{y^*}^* \end{pmatrix} = -E_{0x^*} (\sin \phi) e^{i\epsilon_{x^*}} \begin{pmatrix} 1 \\ -\frac{E_{0y^*}}{E_{0x^*}} e^{i(\epsilon_{y^*} - \epsilon_{x^*})} \end{pmatrix} \quad (15)$$

对于热致双折射完全补偿的情况, 折射率椭球两个主轴方向的相位差应为 0, 即 $\varepsilon_{y^*} - \varepsilon_{x^*} = 0$ 。针对这种情况, 参考文献 [21] 根据 ABCD 光学矩阵的方法给出了热致双折射效应的补偿条件, 结合图 8, 其表达式为^[21]:

$$\begin{aligned} d_1 &= 2f \\ d_2 &= f - \frac{s}{2n_0} \\ d_2' &= f - \frac{n_2 - n_1}{n_1} L - \frac{s}{2n_0} \end{aligned} \quad (16)$$

式中: f 为透镜 R_1 与 R_2 的焦距; s 为激光晶体的长度;

$s/2n_0$ 为激光晶体端面到其热透镜主平面的距离; L 为石英晶体的厚度; n_0, n_1, n_2 分别为 Nd:YAG 晶体, 空气和石英晶体的折射率。

针对第二点, 采用光束整形的方法使入射光束与晶体内热致剪应力较弱的区域达到良好的空间模式匹配。结合图 3(c) 可以发现晶体横截面内从中心向外约 1/3 处的剪应力分布相对较弱。因此可以采用约束的方法将入射光斑尺寸降低到晶体棒直径的 1/3 大小, 并从晶体中心注入通过。

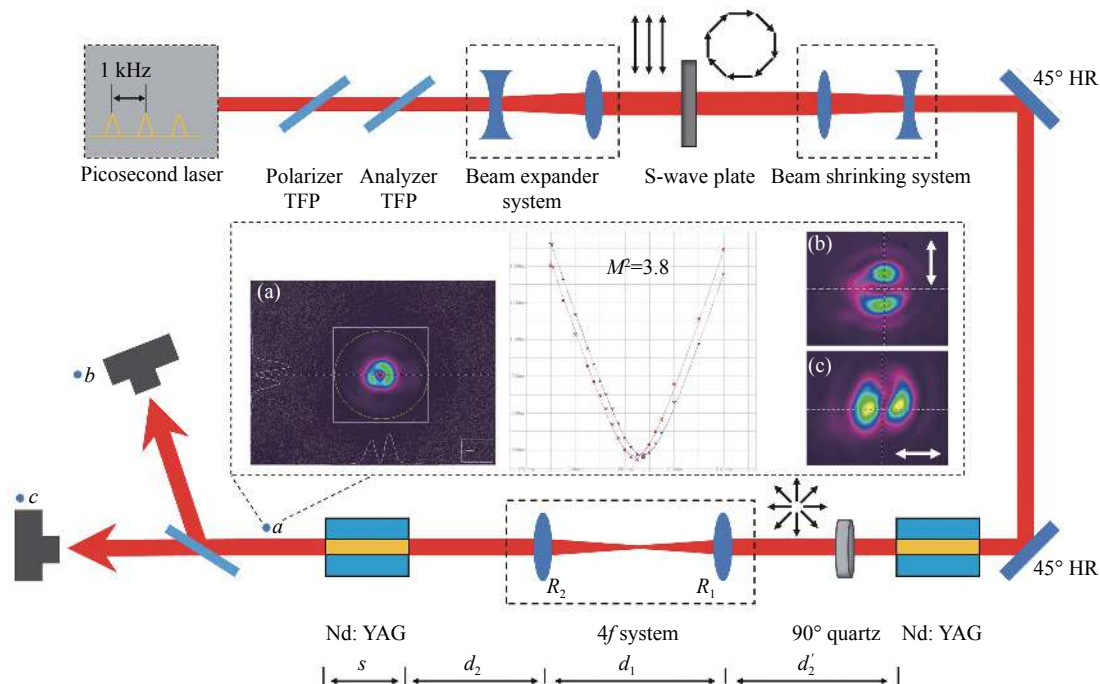


图 8 径向偏振光的退偏补偿实验设计; 其中插图 (a), (b), (c) 分别通过 CCD 测得在 a, b, c 点的光斑分布

Fig.8 Schematic diagram of radially polarized beam depolarization compensation, in which the insets (a), (b), (c) are the profiles detected at the points of a, b, and c by CCD

3.2 退偏补偿的实验设计

基于上文的讨论, 径向偏振光的退偏补偿实验设计方案如图 8 所示。

此实验中所采用的皮秒激光源与图 5 所介绍的激光源为同一激光源, 输出参数也如上所述。从激光源输出的皮秒脉冲先后经过起偏器和检偏器后获得纯度较高的线偏振光。扩束系统将光斑直径扩大到 3.2 mm。因为实验中采用的石英旋光晶体将入射光的振动面旋转 90°, 所以此处的 S 波片需首先将线偏振光调制为角向偏振光, 然后再由后续的石英晶体将角向偏振光调制为径向偏振光。采用两倍的缩束系

统将光斑尺寸缩小到 1.6 mm 以匹配 Nd:YAG 晶体中热致剪应力较弱的中心区域。此实验采用的石英晶体对于 1064 nm 激光的旋光度为 5.32 (°)/mm, 因此对于 90°旋光的要求, 选用其尺寸为 $\phi 13 \times 16.92 \text{ mm}^3$ 。4f 系统用于像传递, 使两个激光晶体热透镜的主平面相互成像, 其中两个凸透镜的焦距均为 150 mm, 并根据公式 (16) 的计算, d_1, d_2, d_2' 的距离分别设定为 300 mm, 129 mm, 121 mm, 需要注意的是, 对于无 90°石英旋光晶体的情况, d_2' 的距离应设定为 129 mm。两个尺寸为 $\phi 4 \times 78 \text{ mm}^3$ 的沿 [111] 生长方向的 Nd:YAG 晶体用作两个侧泵模块的激光晶体, 掺杂浓度均为 1 at.%, 并

置于三向泵室中,采用 25 °C 去离子水循环冷却。泵浦重频为 1 kHz, 占空比为 20%。所有光学元件均镀有 1 064 nm 增透膜, 两个 45°反射镜镀有 1 064 nm 的 45°高反膜。

3.3 退偏补偿的实验结果

实验基于 TFP 测量法分别测量了四种配置情况下的径向偏振光的退偏: i) 无缩束系统, 无 90°石英旋光晶体; ii) 仅有缩束系统, 无 90°石英旋光晶体; iii) 无缩束系统, 仅有 90°石英旋光晶体; iv) 有缩束系统, 有 90°石英旋光晶体。四种情况的退偏结果如图 9(a) 所示。

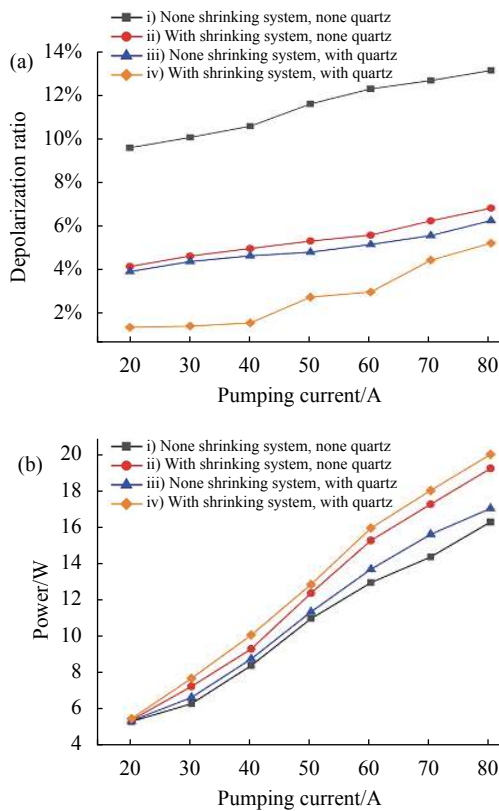


图 9 (a) 径向偏振光退偏补偿实验结果; (b) 径向偏振光放大功率
Fig.9 (a) Compensation results of radially polarized beams depolarization; (b) Amplified power of radially polarized beams

如图 9(a) 所示, 在泵浦电流 80 A 下 (泵浦平均功率 270 W), 测得径向偏振光在四种实验配置下的退偏量分别是: i) 12.86%; ii) 6.81%; iii) 6.26%; iv) 5.27%。对比配置 i 与 ii 退偏结果可知, 在缩束的情况下使较小的光束直径从晶体热致剪应力较弱的中心区域经过, 可以有效地避免剪切向热致双折射对入射光束的影响, 从而实现优化退偏的效果。对比配置 i 与

iii 退偏结果可知, 90°石英旋光晶体和 4f 成像系统的结合可以有效地补偿径向偏振光的退偏。对比配置 ii 与 iv 退偏结果可知, 对于光束直径较小的入射光束, 旋光晶体依然具有补偿退偏的作用。对比配置 i 与 iv 退偏结果可知, 缩束系统, 90°石英旋光晶体和 4f 系统的结合, 可以最大程度地对非均匀泵浦下径向偏振光的退偏进行补偿。在此实验中, 采用配置 iv 退偏补偿方案使径向偏振光的退偏量 (5.27%) 相较于无补偿设计的配置 i 的退偏量 (12.86%) 改善了 59%。

从图 9(b) 中可以看出, 有缩束系统的配置可以获得较大的放大功率, 这是因为较小的光斑有利于提取晶体棒中心处的增益。与其他配置相比, 配置 iv 具有最高的放大功率, 基于此配置, 在 80 A 的泵浦电流下, 获得平均功率为 19.36 W 的径向偏振光, 对应的脉冲能量为 19.36 mJ, 光束质量因子 M^2 为 3.8 (M^2 -200S, Ophir-Spiricon), 其光斑分布如图 8 中的插图所示。表 4 列出了经过双模块功率放大后, 采用狭缝法测得的径向偏振光在不同角度处的纯度。

表 4 双模块放大后径向偏振光的纯度

Tab.4 Purity of radially polarized beams after dual-module amplification

Angle/(°)	Configuration i	Configuration ii	Configuration iii	Configuration iv
0	85.49%	89.06%	89.53%	90.85%
45	82.36%	87.56%	88.17%	89.01%
90	84.94%	89.62%	90.15%	91.26%
135	82.97%	87.82%	88.23%	89.41%
Average	83.94%	88.52%	89.02%	90.13%

从表 4 中可以看出, 径向偏振光在配置 iv 下的纯度最高, 其平均纯度为 90.13%, 相比于配置 i, 其平均纯度改善了 7.4%, 这说明退偏补偿方案可以有效地缓解径向偏振光在非均匀泵浦状态下纯度的退化, 使其保持更均匀的偏振特性。

4 结 论

文中讨论了非均匀泵浦功率放大过程中, 径向偏振光的退偏以及补偿问题。理论分析表明, 晶体横截面内热致剪应力引起的剪切向热致双折射是导致径向偏振光退偏的主要原因。以三向激光二极管阵列

为例,利用有限元分析法模拟了热致双折射对径向偏振光退偏的影响,结果显示,在剪应力严重的区域,径向偏振光的热致双折射越严重,即退偏也越严重,相反,在剪应力较弱的区域,径向偏振光的热致双折射相对较轻,即退偏也相对较轻。同时与线偏振光的退偏进行对比,结果显示径向偏振光的抗退偏能力在各个区域都要优于线偏振光。实验给出了两种评价径向偏振光退偏的方法:TFP 测量法和纯度测量法。两种评价方法的测量结果分别是 2.34% 和 2.53%。TFP 测量法主要用于径向偏振光整体退偏的评价,与相同泵浦条件下线偏振光的退偏量进行对比,其结果显示在最大泵浦功率处,径向偏振光的退偏量低于线偏振光退偏量的 87.8%,与理论计算结果相吻合;纯度测量法主要用于径向偏振光局部区域退偏的评价,测量了在放大过程中径向偏振光不同角度处的纯度退化率,结果表明径向偏振光在受剪应力影响较大的局部区域,其退偏相对更严重,也吻合于理论模拟结果。基于理论分析与退偏评价的结论,文中提出了径向偏振光的退偏补偿方案。在方案的设计中,考虑了两种因素,一是采用 90°石英旋光晶体和 4f 成像系统进行相位补偿,二是采用缩束系统进行空间模式匹配。基于以上两种因素的考虑,设计了退偏补偿实验将径向偏振光的退偏量优化了 59%,并最终获得脉冲能量为 19.36 mJ,纯度为 90.13%,光束质量因子 M^2 为 3.8 的皮秒径向偏振光。文中通过对功率放大过程中非均匀泵浦状态下径向偏振光的退偏特性以及补偿方法的研究,为高能量、高纯度全固态径向偏振光激光器的研发提供了理论依据与设计参考。

参考文献:

- [1] He Wenjun, Jia Wentao, Wang Qi, et al. Polarization evolution of radial vector field on double retarders [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2019, 48(5): 0517006. (in Chinese)
- [2] Wang Sicong, Li Xiangping. Wavefront manipulation of tightly focused cylindrical vector beams and its applications [J]. *Chinese Optics*, 2016, 9(2): 185-202. (in Chinese)
- [3] Wei Tongda, Zhang Yunhai, Tang Yuguo. Effect of polarization, phase and amplitude on depletion focus spot in STED [J]. *Optics and Precision Engineering*, 2014, 22(5): 1157-1164. (in Chinese)
- [4] Tang Xinchun, Gao Jiancun, Wang Kun, et al. Generation of a radially polarized light and its application [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2013, 50: 030001. (in Chinese)
- [5] Peng Hongpan, Yang Ce, Lu Shang, et al. All- solid-state picosecond radially polarized laser and its processing characteristics [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2019, 48(1): 0106003. (in Chinese)
- [6] Dang Jinchao, Fan Chengjin, Li Haoran, et al. Tight focusing of radially polarized power-exponent-phase vortex beam [J]. *Journal of Optoelectronics · Laser*, 2018, 29(4): 453-458. (in Chinese)
- [7] Varin C, Payeur S, Marceau V, et al. Direct electron acceleration with radially polarized laser beams [J]. *Applied Sciences*, 2013, 3: 70-93.
- [8] Li Shaohui, Chen Xiaomei, Ni Guoqiang. Highly precise ground certification system of satellite laser communication [J]. *Optics and Precision Engineering*, 2017, 25(5): 1149-1158. (in Chinese)
- [9] Wang Hongliang, Liang Jingqiu, Liang Zhongzhe, et al. Analysis and design of Fourier transform polarization interference imaging system [J]. *Chinese Optics*, 2019, 12(3): 638-648. (in Chinese)
- [10] Koechner W, Rice D K. Effect of birefringence on the performance of linearly polarized YAG:Nd lasers [J]. *Journal of Quantum Electronics*, 1970, QE-6(9): 557-566.
- [11] Dong Yantao, Zhao Zhigang, Liu Chong, et al. Influence of thermal effects on polarizability and output character of TEM₀₀-mode of solid state laser [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2009, 36(7): 1759-1765. (in Chinese)
- [12] Timoskenko S, Goodier J N. Theory of Elasticity[M]. New York: McGraw-Hill, 1951: 1-50.
- [13] Lu Q, Wittrock U, Dong S. Photoelastic effect in Nd:YAG rod and slab lasers [J]. *Optics & Laser Technology*, 1995, 27(2): 95-101.
- [14] Lumer Y, Moshe I, Jackel S, et al. Depolarization induced by pumped edge effects in high average power laser rods [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2010, 27(1): 38-44.
- [15] Matijošius A, Stanislovaitis P, Gertus T, et al. Formation of optical vortices with topological charge $|l|=1$ and $|l|=1/2$ by use of the S-waveplate [J]. *Optics Communications*, 2014, 324: 1-9.
- [16] Peng Hongpan, Yang Ce, Lu Shang, et al. Radially polarized beam purity detection and evaluation of polarization distribution characteristics [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2019, 48(5): 0506007. (in Chinese)
- [17] Li Zhengwei, Chen Meng, Li Gang. Side-pumped Nd:YAG

- mode-locked radially polarized laser [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2014, 41(1): 0102006. (in Chinese)
- [18] Lü Q, Kugler N, Weber H, et al. A novel approach for compensation of birefringence in cylindrical Nd:YAG rods [J]. *Optical and Quantum Electronics*, 1996, 28: 57-69.
- [19] Li Zhigang, Zhao Haili, Liu Peng, et al. Measurement system of crystal specific rotation [J]. *Opt-Electronic Engineering*, 2015, 42(7): 78-82. (in Chinese)
- [20] Graupeter T, Hartmann R, Pflaum C. Calculations of eigenpolarization in Nd:YAG laser rods due to thermally induced birefringence [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2014, 50(12): 1035-1043.
- [21] Liu Chong, Ge Jiangong, Xiang Zhen, et al. Thermal-induced birefringence-compensated laser system with two Nd:YAG rods [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2007, 34(11): 1483-1487. (in Chinese)



第一作者简介：杨策 (1991-)，博士，期间主要从事全固态高重频皮秒激光器、非线性光学、径向偏振光特性等方面的研究。Email: yce_optics@163.com



通讯作者简介：陈檬 (1963-)，研究员，博士，主持完成国家 863 子计划项目、国家自然科学基金项目、国防及企事业项目十多项；发表文章 100 多篇，申请发明专利 20 多项；获省部级科技进步奖 2 项。主要研究方向为：全固态皮秒激光锁模技术；全固态皮秒激光放大技术；激光频率变换技术；径向偏振皮秒激光产生及其应用技术；高功率全固态窄脉宽激光器系统及其应用技术。Email: picolaser_chen@163.com