

### 基于M形泵浦调控的碟片晶体近零热光焦度技术

樊皎玉 姚志焕 于晶华 陈毅 张新 张逸文 韩仁杰 黄晨 张凤 李春玲 孙俊杰 陈飞

#### Near-zero thermal diopter in thin-disk crystal via M-shaped pumping modulation

FAN Jiao-yu, YAO Zhi-huan, YU Jing-hua, CHEN Yi, ZHANG Xin, ZHANG Yi-wen, HAN Ren-jie, HUANG Chen, ZHANG Feng, LI Chun-ling, SUN Jun-jie, CHEN Fei

引用本文:

樊皎玉, 姚志焕, 于晶华, 陈毅, 张新, 张逸文, 韩仁杰, 黄晨, 张凤, 李春玲, 孙俊杰, 陈飞. 基于M形泵浦调控的碟片晶体近零热光焦度技术[J]. *中国光学*, 优先发表. doi: 10.37188/CO.2026-0065

FAN Jiao-yu, YAO Zhi-huan, YU Jing-hua, CHEN Yi, ZHANG Xin, ZHANG Yi-wen, HAN Ren-jie, HUANG Chen, ZHANG Feng, LI Chun-ling, SUN Jun-jie, CHEN Fei. Near-zero thermal diopter in thin-disk crystal via M-shaped pumping modulation[J]. *Chinese Optics*, In press. doi: 10.37188/CO.2026-0065

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.37188/CO.2026-0065>

### 您可能感兴趣的其他文章

#### Articles you may be interested in

#### 基于Varifocal变焦结构视光学系统设计

Design of visual optical system based on Varifocal zoom structure

中国光学 (中英文). 2025, 18(4): 879 <https://doi.org/10.37188/CO.2024-0176>

#### 大能量碟片激光多通放大器腔体设计研究综述

Review of the cavity-design of high-energy thin-disk laser multi-pass amplifiers

中国光学 (中英文). 2023, 16(5): 996 <https://doi.org/10.37188/CO.2023-0009>

#### 同带泵浦的Tm:CYA调Q锁模激光器

Tm:CYA Q-switched mode-locked laser realized by tandem-pumping

中国光学 (中英文). 2024, 17(4): 764 <https://doi.org/10.37188/CO.2023-0162>

#### 444.2 nm蓝光半导体泵浦掺镨氟化钇锂晶体连续351 mW输出275 nm紫外激光器

275 nm ultraviolet laser with 351 mW continuous-wave output in a Pr:YLF laser pumped by a blue laser diode at 444.2 nm

中国光学 (中英文). 2025, 18(2): 376 <https://doi.org/10.37188/CO.EN-2024-0024>

#### 激光内通道热晕效应的快速模拟与相位畸变评估

Rapid simulation and phase distortion evaluation of thermal blooming effect in internal laser propagation channels

中国光学 (中英文). 2025, 18(3): 520 <https://doi.org/10.37188/CO.EN-2024-0022>

#### 流道结构对半导体泵浦流动铷蒸气激光器特性影响

Influence of flow channel structure on characteristics of laser diode pumped flowing-gas rubidium vapor laser

中国光学 (中英文). 2024, 17(3): 617 <https://doi.org/10.37188/CO.2023-0174>

文章编号 2097-1842(xxxx)x-0001-12

# 基于 M 形泵浦调控的碟片晶体近零热光焦度技术

樊皎玉<sup>1,2</sup>, 姚志焕<sup>3\*</sup>, 于晶华<sup>1</sup>, 陈毅<sup>1\*</sup>, 张新<sup>1</sup>, 张逸文<sup>1</sup>, 韩仁杰<sup>1,2</sup>,  
黄晨<sup>1,2</sup>, 张凤<sup>1,2</sup>, 李春玲<sup>1,2</sup>, 孙俊杰<sup>1</sup>, 陈飞<sup>1\*</sup>

- (1. 中国科学院长春光学精密机械与物理研究所 吉林省高功率激光技术及应用重点实验室, 吉林 长春 130033;  
2. 中国科学院大学, 北京 100049;  
3. 中国空气动力研究与发展中心 设备设计与测试技术研究所, 四川 绵阳 621000)

**摘要:**针对近准直碟片多通放大器在高功率、高能量运行条件下面临的热致光焦度敏感、稳定工作区间受限等问题, 本文开展了基于泵浦光强分布调控的热透镜效应抑制研究。首先, 基于碟片光焦度实验测量结果, 分析碟片光焦度变化与泵浦光强分布之间的关系; 在此基础上, 提出采用 M 形泵浦替代传统超高斯泵浦, 并建立理论模型, 对 0~8.13 kW/cm<sup>2</sup> 泵浦功率密度范围内两种泵浦方式下的碟片温度分布及光焦度变化规律进行对比分析。仿真结果表明, 当 M 形泵浦中心凹陷区的超高斯阶数为 8 时, 碟片光焦度变化量最小, 水平和垂直方向分别为 0.00283 m<sup>-1</sup> 和 -0.00455 m<sup>-1</sup>; 与超高斯阶数为 10 的传统泵浦相比, 两个方向的光焦度变化量分别降低了 0.05171 m<sup>-1</sup> 和 0.06355 m<sup>-1</sup>, 降幅达 94.7% 和 93.3%。M 形泵浦能够显著抑制碟片热致光焦度变化, 为全泵浦功率密度范围内的模场匹配提供更有利的条件, 大幅降低泵浦功率变化引发的光学元件损伤风险。

**关键词:** 光焦度; 热透镜效应; M 形泵浦; 碟片激光器

中图分类号: TN248.1

文献标志码: A

doi: 10.37188/CO.2026-0065

CSTR: 32171.14.CO.2026-0065

## Near-zero thermal diopter in thin-disk crystal via M-shaped pumping modulation

FAN Jiao-yu<sup>1,2</sup>, YAO Zhi-huan<sup>3\*</sup>, YU Jing-hua<sup>1</sup>, CHEN Yi<sup>1\*</sup>, ZHANG Xin<sup>1</sup>, ZHANG Yi-wen<sup>1</sup>,  
HAN Ren-jie<sup>1,2</sup>, HUANG Chen<sup>1,2</sup>, ZHANG Feng<sup>1,2</sup>, LI Chun-ling<sup>1,2</sup>, SUN Jun-jie<sup>1</sup>, CHEN Fei<sup>1\*</sup>

- (1. *Key Laboratory of High-Power Laser Technology and Applications of Jilin Province, Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun 130033, China;*  
2. *University of Chinese Academy of Science, Beijing 100049, China;*  
3. *Facility Design and Instrumentation Institute, China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang 621000, China*)

收稿日期: xxxx-xx-xx; 修订日期: xxxx-xx-xx

**基金项目:** 国家自然科学基金 (No. 62405311, No. 62405312); 中国科学院战略性先导科技专项 (No. XDA0380200); 中国科学院长春光机所“旭光人才”计划 (No. E4X041Y6C0); 中国科学院长春光机所“曙光人才”计划 (No. E5S041Y5C0)

Supported by National Natural Science Foundation of China (No. 62405311 and No. 62405312); Strategic Priority Research Program of the Chinese Academy of Sciences (No. XDA0380200); Funding of ‘Xuguang Talents’ from CIOMP (No. E4X041Y6C0); Funding of ‘Shuguang Talents’ from CIOMP (No. E5S041Y5C0)

\* Corresponding author, E-mail: yzhlnxwlyx@163.com; chenyl@ciomp.ac.cn; feichenny@126.com

**Abstract:** To address the high sensitivity of thermally induced diopter and the limited stable operating range of near-collimated propagation thin-disk multi-pass amplifiers under high-power and high-energy conditions, this work investigates the suppression of the thermal lensing effect based on pump light intensity distribution control. First, the relationship between thin-disk diopter variation and the pump light intensity distribution is analyzed based on experimental measurements of the thin-disk diopter. On this basis, an M-shaped pumping is proposed to replace the conventional super-Gaussian pumping. A theoretical model is established to comparatively analyze the thin-disk temperature distribution and diopter variation under both pumping techniques within a pump power density range of 0–8.13 kW/cm<sup>2</sup>. The simulation results show that when the super-Gaussian order of the central depression region of the M-shaped pump is 8, the diopter variation of the thin-disk is minimized, with values of 0.00283 m<sup>-1</sup> and -0.00455 m<sup>-1</sup> in the horizontal and vertical directions, respectively. Compared with the traditional pump with a super-Gaussian order of 10, the diopter variations in the two directions are reduced by 0.05171 m<sup>-1</sup> and 0.06355 m<sup>-1</sup>, corresponding to reductions of 94.7% and 93.3%, respectively. The M-shaped pumping can significantly reduce the thermally induced diopter variation of the thin-disk. This provides more favorable conditions for mode matching over the full pump power density range and substantially mitigates the risk of optical damage caused by pump power fluctuations.

**Key words:** diopter; thermal lensing effect; m-shaped pumping; thin-disk laser

## 1 引言

高能超快激光系统在工业制造<sup>[1-3]</sup>、基础科研<sup>[4-7]</sup>等关键领域具有重要的应用价值。碟片激光器凭借其卓越的热管理能力、可扩展的通光孔径以及极低的非线性效应等优势,为实现大能量、高重复频率、高光束质量的激光输出提供了有力技术途径。在碟片激光技术体系中,再生放大器已实现脉冲能量百毫焦级,平均功率千瓦级的输出<sup>[8-9]</sup>,但受限于关键器件普克尔盒的通光口径和损伤阈值,输出能量难以进一步提升<sup>[10]</sup>。为解决这个问题,可使用碟片多通放大器以实现更高能量的输出。多通放大器根据结构特征可分为4f中继成像多通放大器、串联谐振腔多通放大器和近准直多通放大器<sup>[11-12]</sup>。其中,近准直多通放大器凭借其独特的近准直传输特性,有效克服了4f中继成像系统中强激光在焦点处易引发空气电离的问题,以及串联谐振腔结构中部分光学元件因光斑尺寸较小导致的损伤阈值限制。因此,近准直碟片多通放大器被视为实现高能量超快激光输出最具前景的技术路线之一。

然而,近准直碟片多通放大器内除碟片晶体外均为平面反射镜,系统稳定工作主要依赖于碟片提供合适的光焦度,以维持种子光在多次传输过程中的近准直传播及模场匹配。这使得该类放大器对碟片热致光焦度变化高度敏感,只能稳定工作在较窄的泵浦功率范围内<sup>[13]</sup>。此外,受限于碟片损伤阈值,增大泵浦光斑尺寸是提升放大器单脉冲能量与平均功率的有效途径。但随着泵浦光斑尺寸增大,系统稳区范围进一步收缩,对碟片热透镜效应的敏感性也随之增强<sup>[14]</sup>。一旦泵浦功率变化超出工作区间,碟片热致光焦度随之改变,进而破坏系统模场匹配关系,并可能导致局部模场收缩和峰值功率密度升高,增加光学元件损伤风险。因此,热致光焦度变化量越接近于零,越有利于实现全泵浦功率密度范围内放大器的稳定输出,从而避免上述问题。

目前,针对热透镜效应的抑制,相关研究主要集中于碟片热管理优化、泵浦波长选择及泵浦光强分布调控等方面。2015年,Zhu G等采用解析模型研究了不同超高斯因子泵浦条件下Yb:YAG碟片的光程差特性,结果表明,较均匀的泵浦分布

有助于减小热致波前畸变<sup>[15]</sup>。2022 年, Alabbadi A 等采用 970 nm 零声子线泵浦 Yb:YAG 碟片激光器, 并与常规 940 nm 泵浦进行了比较, 结果表明前者的泵浦功率密度承受能力接近提高一倍, 显示出更低量子亏损对减小热负载和缓解热透镜效应的积极作用<sup>[16]</sup>。2025 年, Kurnikov G 等通过采用轮廓化散热器控制碟片内的径向温度梯度, 实现接近零热透镜的碟片模块<sup>[17]</sup>。相比之下, 针对近准直多通放大器应用需求, 通过设计泵浦光强分布来主动减小碟片热致光焦度变化的研究仍相对较少。

基于此, 本文根据前期碟片光焦度实验测量结果, 提出一种 M 形泵浦方案, 通过调控泵浦分布来抑制碟片热透镜效应, 减小碟片光焦度变化。之后通过建立超高斯泵浦和 M 形泵浦条件下的仿真模型, 对碟片温度分布及光焦度随泵浦功率密度变化的特性进行了对比分析。仿真结果表明, 在 0~8.13 kW/cm<sup>2</sup> 泵浦功率密度范围内, 采用 M 形泵浦技术可将碟片光焦度变化最小控制在 0.0046 m<sup>-1</sup> 以内。与超高斯泵浦技术相比, 该技术使碟片光焦度变化量降低了 93.3%~94.7%, 为全泵浦功率密度范围内的模场匹配提供更有利的条件。

## 2 碟片光焦度测量实验

### 2.1 实验设计

本研究采用夏克-哈特曼波前传感器, 开展了荧光模式和激光模式下碟片光焦度的实时测量实验。荧光模式对应系统无激光输出的状态; 激光模式则通过搭建短腔实现, 此时系统处于激光输出状态。

实验装置包含泵浦光激光器, 探针光激光器, 碟片泵浦模块, 夏克-哈特曼波前传感器, 功率计, 红外热成像仪, CMOS 相机, 透镜, 滤光片和衰减片。泵浦光激光器为商用 969 nm 光纤耦合半导体激光器, 最高输出功率为 1.4 kW。969 nm 波长的泵浦源具有更低的量子亏损和产热率<sup>[18-19]</sup>。探针光激光器为商用 1040 nm 连续光纤激光器, 激光功率可调。碟片泵浦模块采用基于 4f 中继成像原理的折叠式多通泵浦结构, 可在泵浦光多次通过碟片时保持泵浦光斑尺寸及光强分布的一致性<sup>[20]</sup>。在实验所用模块中, 泵浦光在碟片上反射

24 次, 于碟片处形成半径为 3 mm 的超高斯型泵浦光斑。此外, 该模块采用 Yb:YAG 碟片晶体作为增益介质, 碟片晶体半径为 6 mm, 掺杂浓度 7%, 其下表面键合半径为 8 mm 的金刚石热沉。

图 1(a) 展示了荧光模式下碟片光焦度的测量光路示意图。将波长为 1040 nm 的探针光经透镜组扩束准直后, 平行入射到待测碟片的中心区域。通过调整透镜间距, 可灵活控制探针光斑直径, 使其覆盖碟片泵浦区域。探针光经碟片反射后, 入射至夏克-哈特曼波前传感器。经波前重构与拟合分析, 传感器给出反射波前到达传感器处的曲率半径。根据自由空间传播关系将其反演至碟片表面, 再由曲率半径与焦距、光焦度的换算关系求得碟片光焦度。为消除热空气楔效应引发的光束指向偏移对测量精度的影响, 实验中需实时调节夏克-哈特曼波前传感器的俯仰和偏摆角度。夏克-哈特曼波前传感器前端放置若干滤光片及衰减片, 用于滤除并衰减探针光波段之外的杂光, 比如实验室自然光、较强的泵浦光及荧光等。此外, 在碟片正前方适当位置放置一个红外热成像仪, 实时监测碟片处最高温度随泵浦功率增加的变化情况, 避免温度过高导致碟片损坏。同时, 使用一台 CMOS 相机置于碟片前方监测碟片光强分布, 为实验提供实时光斑形态反馈。

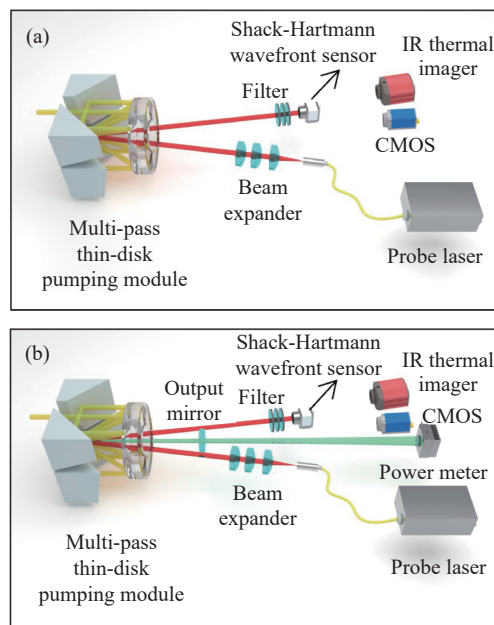


图 1 光焦度测量实验光路图。(a) 荧光模式; (b) 激光模式  
Fig. 1 Optical path diagram for thin-disk dioptricity measurement experiment. (a) fluorescence mode; (b) laser mode

图 1(b) 展示了激光模式下碟片光焦度的测量光路示意图。在荧光模式光路的基础上, 碟片前添加了曲率半径为 2000 mm 的激光输出镜, 该镜作为谐振腔端镜, 与碟片构成谐振腔, 用于提取能量并输出 1030 nm 激光, 输出激光为多模。功率计用于测量波长为 1030 nm 的激光输出功率。在逐步增加泵浦功率的过程中, 两种模式下碟片光焦度的测量是实时连续的。

## 2.2 实验结果

通过搭建并校准能够满足所用碟片要求的探针光光路及碟片光焦度测量光路, 利用 CMOS 相机、热成像仪、夏克-哈特曼波前传感器、功率计

等仪器测得如下结果。

荧光模式下, 泵浦功率在 0 W 至 975 W 范围内变化, 对应泵浦功率密度为 0 至  $3.45 \text{ kW/cm}^2$ , 碟片处最高温度由  $20 \text{ }^\circ\text{C}$  升至  $79.5 \text{ }^\circ\text{C}$ , 结果如图 2(a) 所示。同时, 碟片光焦度从  $-1.625 \times 10^{-4} \text{ m}^{-1}$  变化至  $-0.02174 \text{ m}^{-1}$ , 如图 2(b) 所示。在最高泵浦功率下, 碟片处的光强分布如图 2(c) 所示。泵浦区域两侧的窄高峰是 Yb:YAG 碟片晶体倒角反光所导致的。采用超高斯函数对实验数据进行拟合, 得到的光斑半径约为 3 mm, 对应的超高斯阶数约为 10。

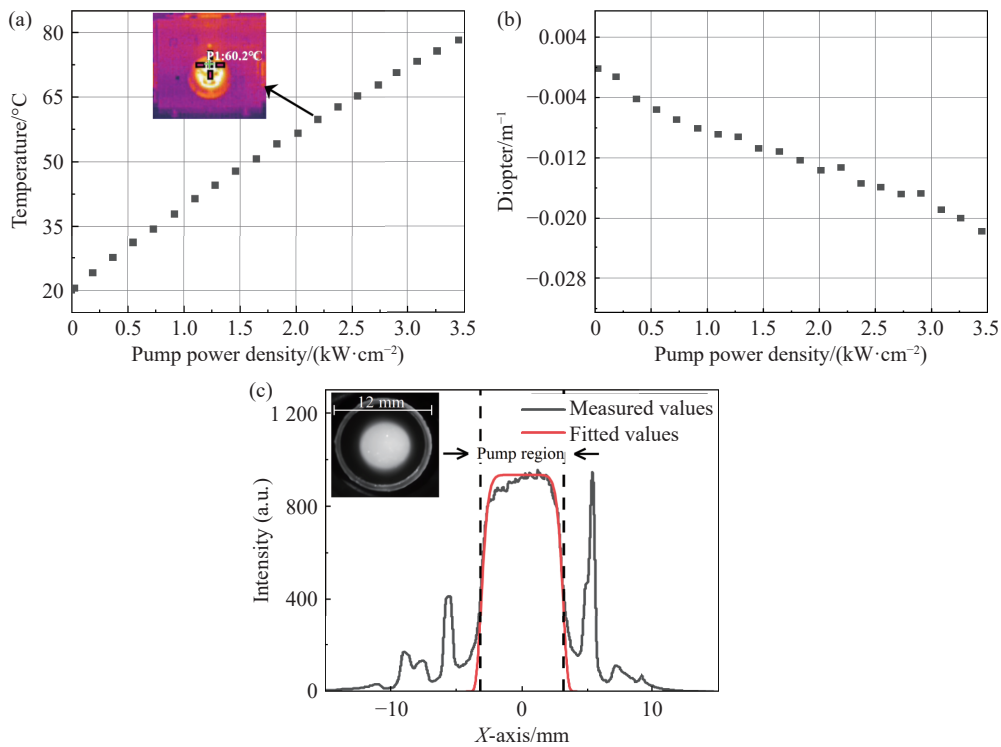


图 2 荧光模式下的实验测试结果。(a) 碟片处最高温度变化情况; (b) 碟片光焦度变化情况; (c) 泵浦功率为 620W 时, 碟片光斑图以及水平方向光强分布情况

Fig. 2 Experimental results in the fluorescence mode. (a) variation of the maximum temperature at the thin-disk; (b) variation of the thin-disk diopter; (c) beam profile and horizontal light intensity distribution at the thin-disk with a pump power of 620 W

激光模式下, 随着泵浦功率的增加, 碟片处光斑的中心区域逐渐由亮变暗, 相应的光强分布也从超高斯分布演变为中心弱边缘强的 M 形分布, 如图 3 所示。泵浦功率在 0 W 至 975 W 范围内变化, 对应泵浦功率密度为 0 至  $3.45 \text{ kW/cm}^2$ , 碟片处最高温度由  $20 \text{ }^\circ\text{C}$  升至  $57 \text{ }^\circ\text{C}$ , 输出激光功率由 0 W 增大至 525 W, 如图 4(a) 所示。碟片光焦

度由  $-1.625 \times 10^{-4} \text{ m}^{-1}$  变化至  $0.00429 \text{ m}^{-1}$ , 如图 4(b) 所示。在最高泵浦功率下, 碟片处剩余荧光光强分布如图 4(c) 所示, 呈边缘强中心弱的分布模式。采用两个超高斯函数的差值函数对实验数据拟合, 得到的基座光斑半径约为 3 mm, 中心凹陷区半径约为 2.4 mm, 中心凹陷因子为 0.63。

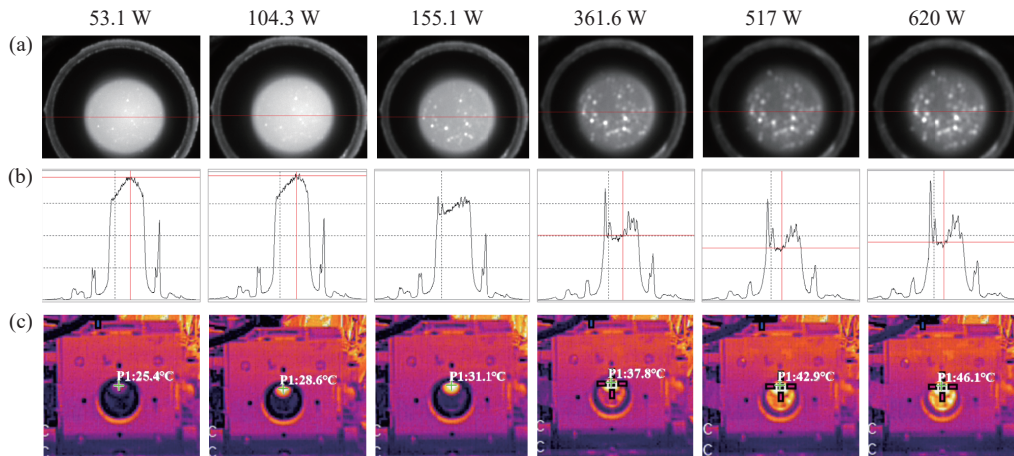


图 3 激光模式下,不同泵浦功率下的碟片实测结果。(a) 碟片光斑图; (b) 水平光强分布情况; (c) 碟片最高温度

Fig. 3 Thin-disk test results under different pump powers in the laser mode. (a) beam profile at the thin-disk; (b) horizontal light intensity distribution; (c) maximum temperature at the thin-disk

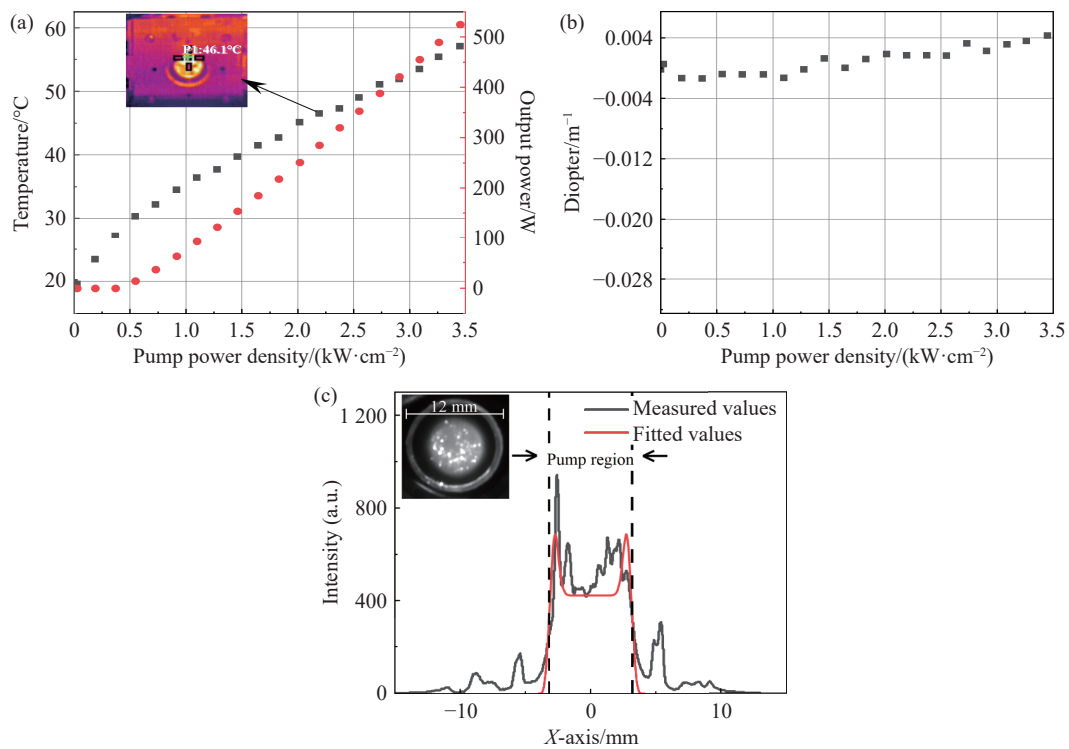


图 4 激光模式下的实验测试结果。(a) 碟片处最高温度及输出功率变化情况; (b) 碟片光焦度变化情况; (c) 泵浦功率为 620W 时, 碟片光斑图以及水平方向光强分布情况

Fig. 4 Experimental results in the laser mode. (a) variation of the maximum temperature at the thin-disk; (b) variation of the thin-disk dioptric; (c) beam profile and horizontal light intensity distribution at the thin-disk with a pump power of 620 W

### 2.3 对比与讨论

图 5 展示了荧光模式与激光模式下, 碟片最高温度与光焦度随碟片处剩余泵浦功率密度的变化情况。通过对比分析发现, 在剩余泵浦功率密度相同的情况下, 激光模式下的碟片温度略高于荧光模式, 其原因之一在于激光往返振荡过程加

剧了碟片膜层的热负载。然而, 在该条件下, 激光模式下的光焦度变化量却不足荧光模式的一半。这一现象可能与激光模式下荧光光强呈边缘强、中心弱的 M 形分布有关。据此推测, 采用 M 形泵浦光强分布有望有效减小碟片热致光焦度变化。

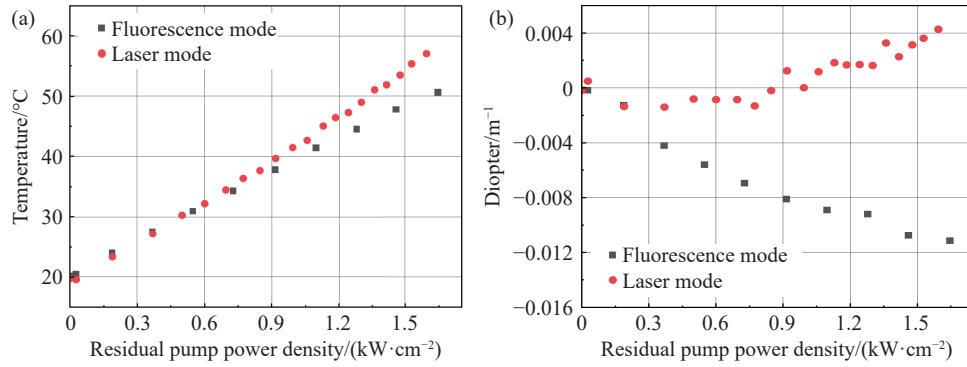


图 5 荧光模式与激光模式实验结果对比图。(a) 碟片处最高温度变化情况; (b) 碟片光焦度变化情况

Fig. 5 Comparison of experimental results in the fluorescence and laser modes. (a) variation of the maximum temperature at the thin-disk; (b) variation of the thin-disk diopter

### 3 理论仿真

#### 3.1 理论模型

为验证上述推测,本研究基于多物理场耦合的有限元数值仿真方法,建立了包含金刚石热沉、界面连接层、增益介质 Yb:YAG 碟片晶体及其周围空气环境的三维有限元模型,如图 6 所示。相关仿真参数如表 1 所示。基于热传导、弹性力学、对流换热、流体力学等理论,研究了超高斯泵浦与 M 形泵浦下的碟片热透镜效应,来定量评估 M 形泵浦光强分布对热透镜效应的抑制效果<sup>[15, 21]</sup>。

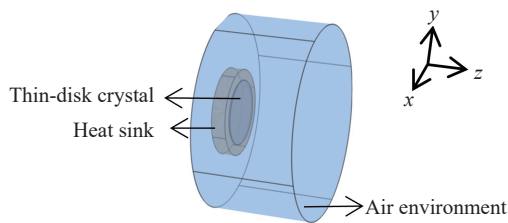


图 6 三维有限元模型示意图,界面连接层在碟片晶体与热沉之间(以热沉下表面中心为坐标原点建立参考系)

Fig. 6 Schematic diagram of the three-dimensional finite element model, with the interface bonding layer between the thin-disk crystal and the heat sink (a reference system is established with the center of the lower surface of the heat sink as the origin)

基于稳态热传导方程数值求解碟片温度场分布。为模拟实际冷却条件,设定金刚石热沉下表面为 20 °C 恒温边界。初始温度场设定为环境温度 20 °C。由于碟片和泵浦光具有轴对称性,采用的热传导方程为:

表 1 热仿真模型基本参数

Tab. 1 Basic parameters of the thermal simulation model

物质	参数	符号	仿真数值
Yb:YAG碟片晶体	半径	$r_{TD}$	6 mm
	厚度	$d_{TD}$	130 $\mu\text{m}$
	掺杂浓度	$c_{Yb}$	0.07
	密度	$\rho_{TD}$	4560 kg/m <sup>3</sup>
	比热容	$C_{TD}$	590 J/(kg·K)
	热膨胀系数	$\alpha_{TD}$	$7.5 \times 10^{-6}$ 1/K
	杨氏模量	$E_{TD}$	310 GPa
	泊松比	$\nu_{TD}$	0.3
	产热率	$\eta_{TD}$	0.07
	界面连接层	半径	$r_{bond}$
厚度		$d_{bond}$	50 $\mu\text{m}$
导热系数		$K_{bond}$	6.15 W/(m·K)
热膨胀系数		$\alpha_{bond}$	$42 \times 10^{-6}$ 1/K
杨氏模量		$E_{bond}$	9 GPa
泊松比		$\nu_{bond}$	0.35
金刚石热沉	半径	$r_{Diamond}$	8 mm
	厚度	$d_{Diamond}$	2.8 mm
	导热系数	$K_{Diamond}$	1900 W/(m·K)
	热膨胀系数	$\alpha_{Diamond}$	$9 \times 10^{-7}$ 1/K
空气环境	杨氏模量	$E_{Diamond}$	1100 GPa
	泊松比	$\nu_{Diamond}$	0.1
	环境温度	$T_{air}$	20 °C
	环境半径	$r_{air}$	18 mm
泵浦光	环境长度	$L_{air}$	20 mm
	半径	$\omega_{pump}$	3 mm
	超高斯阶数	$n$	10

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \frac{\partial T(r, z)}{\partial r} \right] + \frac{\partial^2 T(r, z)}{\partial z^2} = -\frac{Q(r)}{K_{Yb:YAG}}, \quad (1)$$

需要注意的是,  $Q(r)$  是碟片上受多通泵浦光作用后的热密度,  $K_{Yb:YAG}$  是 Yb:YAG 碟片导热系数, 对温度变化有一定依赖性<sup>[22]</sup>。热密度在轴向上近似均匀, 可表达为径向  $r$  的函数:

$$Q(r) = \frac{I(r)\eta_{abs}\eta_h}{d}, \quad (2)$$

其中,  $I(r)$  是碟片内泵浦功率密度的径向分布,  $\eta_{abs}$  是碟片对泵浦光的吸收效率, 理想情况下  $\eta_{abs}$  为 1,  $\eta_h$  是碟片工作时的产热率,  $d$  为碟片厚度。

基于静力学平衡方程和广义胡克定律, 计算了温度场引起的热应力与热变形, 得到碟片在温度场作用下的位移场、应力场和应变场分布。边界条件设定为金刚石侧面刚性固定约束。基于上述结果, 可进一步计算因碟片自身热透镜效应所产生的光程差  $OPD_{disk}(r)$ 。它由热光效应  $OPD_{\partial n/\partial T}(r)$ , 轴向应变效应  $OPD_{\varepsilon}(r)$ , 弹光效应  $OPD_s(r)$ , 形变效应  $OPD_{bending}(r)$  四部分构成:

$$OPD_{disk}(r) = OPD_{\partial n/\partial T}(r) + OPD_{\varepsilon}(r) + OPD_s(r) + OPD_{bending}(r), \quad (3)$$

同时考虑固体与流体之间的热交换以及碟片周围气体流动情况, 通过联合求解包含重力项的传热和 Navier-Stokes 方程, 得到空气温度场分布。气体流动采用弱可压缩流动模型。气体与固体接触面设定为壁条件(无滑移、热流连续性)。与固体未接触面设定为开放边界条件。由气体温度场分布可推得折射率场, 进而求得碟片前表面空气热效应  $OPD_{gas}$ :

$$OPD_{gas} = 2 \int_0^l (n_{gas} - 1) dz, \quad (4)$$

光程差的严格数学表示可以使用泽尼克多项

式进行展开, 对于一维的光程差将其做泰勒级数展开<sup>[23]</sup>:

$$OPD(r) = OPD_{disk}(r) + OPD_{gas}(r) = a + bx + cx^2 + h(r), \quad (5)$$

$$Diopter = \frac{1}{f} = 2c, \quad (6)$$

式中, 常数项  $a$  表示波前整体相移, 不引入波前畸变。一次项系数  $b$  表示碟片热效应中产生的等效倾斜量。二次项系数  $c$  表示离焦项产生的影响, 与碟片热效应产生的等效焦距有关, 由公式 (6) 计算得到。  $h(r)$  代表高阶的光程差贡献。

### 3.2 仿真分析

#### 3.2.1 超高斯泵浦

常规的泵浦光强为超高斯分布, 光强分布公式为:

$$I(r) = \frac{2^{2/n} \cdot n P_p}{2\pi\omega^2 \Gamma(2/n)} \exp\left[-2\left(\frac{r}{\omega}\right)^n\right], \quad (7)$$

式中,  $P_p$  为总泵浦功率,  $\omega$  为泵浦光半径,  $n$  为超高斯阶数。

本文研究了超高斯泵浦功率在 0 W 至 2300 W 范围内, 对应泵浦功率密度为 0~8.13 kW/cm<sup>2</sup> 的碟片热透镜效应。仿真发现, 不同泵浦功率密度条件下, 碟片温度分布规律具有一致性。图 7(a) 和图 7(b) 分别展示了超高斯泵浦光的一维截面强度分布和三维空间强度分布, 图 7(c) 和图 7(d) 分别展示了在泵浦功率为 2300 W 时碟片在径向和轴向的温度场分布, 可以发现温度梯度的空间形态与泵浦光强分布密切相关。在径向上, 泵浦平顶区因均匀的能量沉积呈现出温度高且分布均匀的特性, 而在泵浦边缘与未泵浦区的过渡区, 由于光强分布的急剧衰减和区域间的热传导, 温度迅速降低, 形成陡峭的径向温度梯度; 在轴向上, 泵浦区域前表面持续累积的热量与背面强冷却系统共同作用, 形成明显的轴向温度梯度。

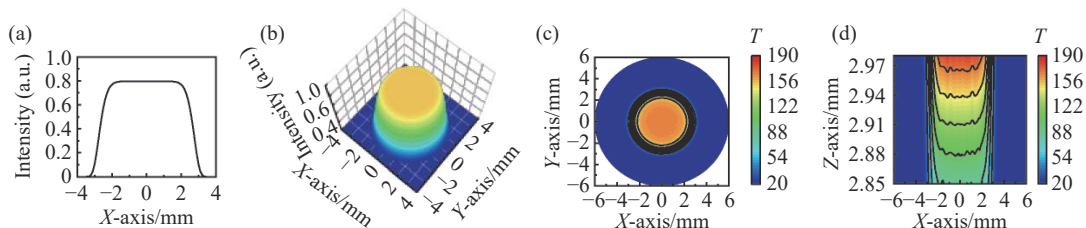


图7 超高斯泵浦 ( $n=10$ ) 的光强分布及其泵浦功率密度为  $8.13 \text{ kW/cm}^2$  时的碟片温度场分布。(a) 光强的 X 轴一维截面分布; (b) 光强的三维空间分布; (c) 碟片径向上表面温度分布; (d) 碟片轴向截面温度分布(以热沉下表面中心为 z 轴原点, 碟片晶体下表面与上表面分别位于  $z=2.85 \text{ mm}$  与  $z=2.98 \text{ mm}$  处)

Fig. 7 Light intensity distribution of the super-Gaussian pump ( $n=10$ ) and the temperature field distribution of the thin-disk at a pump power density of  $8.13 \text{ kW/cm}^2$ . (a) one-dimensional cross-sectional light intensity distribution along the x-axis; (b) three-dimensional spatial light intensity distribution; (c) temperature distribution of the upper radial surface of the thin-disk; (d) temperature distribution of the axial cross-section of the thin-disk (with the center of the lower surface of the heat sink as the origin of the z-axis, and the lower and upper surfaces of the thin-disk crystal are located at  $z = 2.85 \text{ mm}$  and  $z = 2.98 \text{ mm}$ , respectively)

碟片热透镜效应需从水平和竖直两个方向分别评估, 因为它由碟片自身热透镜效应和空气热透镜效应两部分组成。其中, 空气热透镜效应在竖直方向上受重力影响, 导致其在该方向的光焦度变化与水平方向上存在差异。图8展示了在超高斯泵浦下, 水平及竖直方向上碟片光焦度随泵浦功率密度的变化情况。仿真结果表明, 在  $0 \sim 8.13 \text{ kW/cm}^2$  泵浦功率密度范围内, 水平方向上碟片光焦度变化量为  $-0.053 \text{ m}^{-1}$ , 竖直方向上碟片光焦度变化量为  $-0.068 \text{ m}^{-1}$ 。图9对比了超高斯泵浦下的仿真结果与荧光模式下的实验结果, 二者在碟片处最高温度及其光焦度变化趋势基本吻合, 这表明了仿真模型建立的准确性。

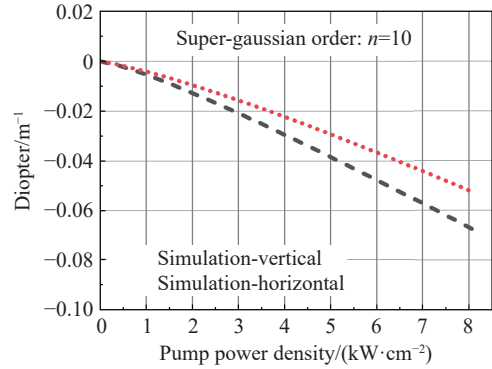


图8 阶数  $n$  为 10 的超高斯泵浦下, 碟片光焦度随泵浦功率密度变化情况。

Fig. 8 Variation of the thin-disk dioptr as a function of pump power density under super-Gaussian pumping with an order of  $n=10$

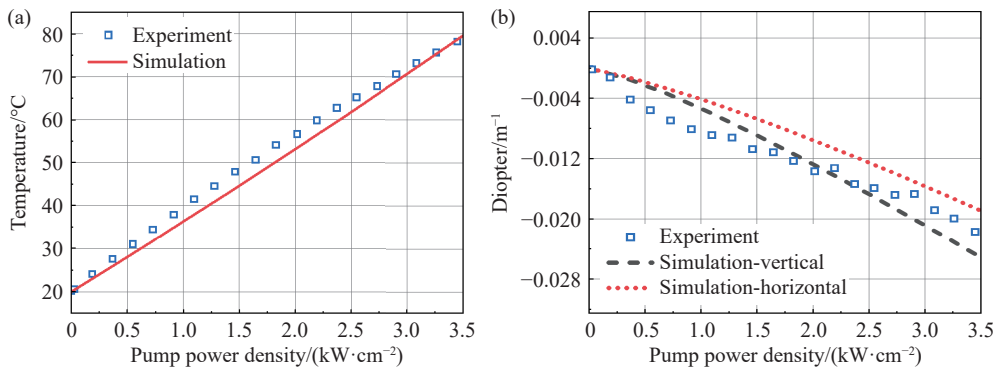


图9 阶数  $n$  为 10 的超高斯泵浦下的仿真结果与荧光模式下的实验结果对比情况。(a) 碟片处最高温度; (b) 碟片光焦度变化

Fig. 9 Comparison between the simulation results under super-Gaussian pumping with an order of  $n=10$  and the experimental results obtained in the fluorescence mode. (a) maximum temperature at the thin-disk; (b) variation of the thin-disk dioptr

### 3.2.2 M 形泵浦

基于上述建立的仿真模型, 通过仅改变泵浦光强分布, 验证 M 形泵浦可有效抑制碟片热透镜效应。M 形泵浦光的光强分布可采用两个超高斯函数的差值来定义, 其表达式为:

$$I(r) = I_0 \left\{ \exp \left[ -2 \left( \frac{r}{\omega_1} \right)^n \right] - \alpha \exp \left[ -2 \left( \frac{r}{\omega_2} \right)^m \right] \right\} \quad (8)$$

其中,  $\omega_1$  为泵浦光斑半径,  $\omega_2$  为中心凹陷区的半径,  $\alpha$  为中心凹陷因子,  $m$  为中心凹陷区的超高斯阶数。在该模型中,  $n$  取值为 10,  $\omega_2$  取值为  $0.8\omega_1$ ,  $\alpha$  取值为 0.63。通过数值积分可推出  $I_0$  与  $P_p$  之间

的关系:

$$I_0 = \frac{P_p}{2\pi \left[ \frac{\omega_1^2 \cdot \Gamma(2/n)}{2^{2/n} \cdot n} - \frac{\alpha \omega_1^2 \cdot \Gamma(2/m)}{2^{2/n} \cdot m} \right]}, \quad (9)$$

图 10(a) 和图 10(b) 展示了不同中心凹陷区超高斯阶数 ( $m=2, 4, 6, 8, 10, 12$ ) 的 M 形泵浦光的一维截面强度分布和三维空间强度分布,

图 10(c) 和图 10(d) 分别展示了在泵浦功率为 2300 W, 对应泵浦功率密度为  $8.13 \text{ kW/cm}^2$  时碟片在径向和轴向的温度场分布。在径向上, 泵浦中心区域的温度低于泵浦边缘区域, 且随着中心凹陷区的超高斯阶数  $m$  的增大, 泵浦中心的温度分布均匀性逐步提升。在轴向上, 碟片的温度梯度更趋平缓, 热分布的均匀性也得到优化。

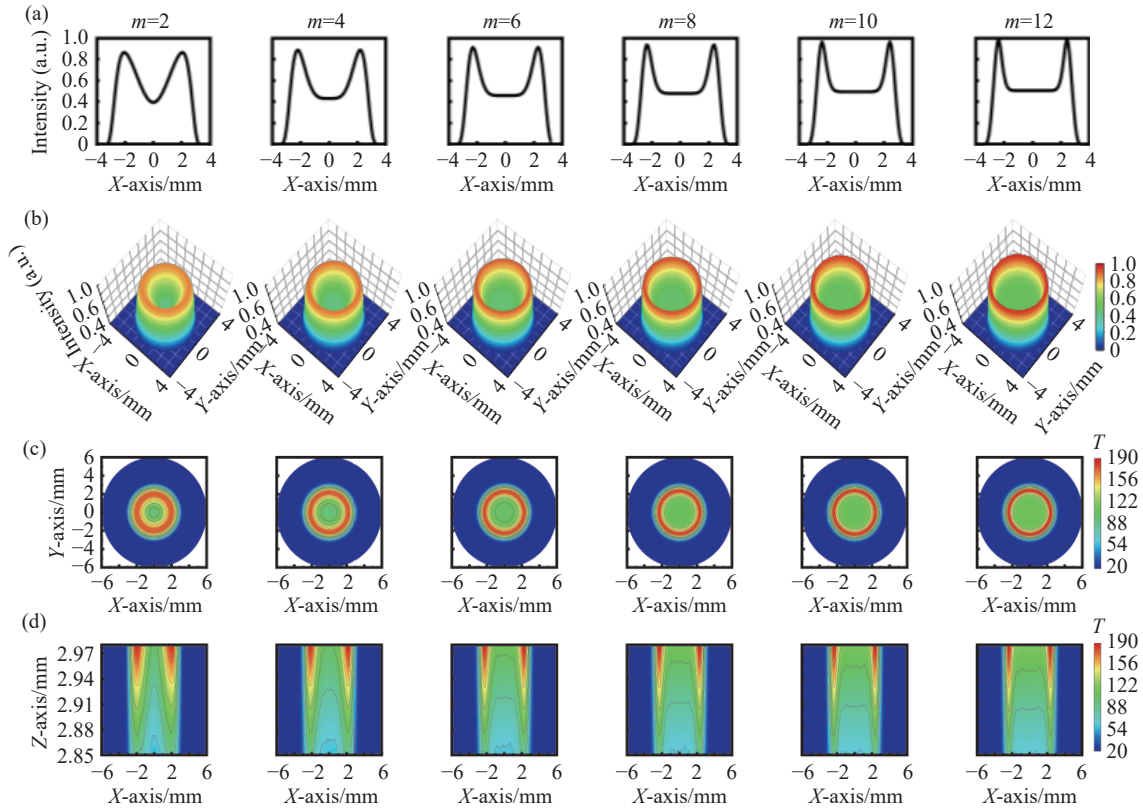


图 10 不同中心凹陷区超高斯阶数 ( $m=2, 4, 6, 8, 10, 12$ ) 的 M 形泵浦光强分布及其泵浦功率密度为  $8.13 \text{ kW/cm}^2$  时的碟片温度场分布。(a) 光强的 X 轴一维截面分布; (b) 光强的三维空间分布; (c) 碟片径向上表面温度分布; (d) 碟片轴向截面温度分布 (以热沉下表面中心为 z 轴原点, 碟片晶体下表面与上表面分别位于  $z=2.85 \text{ mm}$  与  $z=2.98 \text{ mm}$  处)

Fig. 10 Light intensity distributions of the M-shaped pump for different super-Gaussian orders of the central depression region ( $m=2, 4, 6, 8, 10, \text{ and } 12$ ) and the temperature field distribution of the thin-disk at a pump power density of  $8.13 \text{ kW/cm}^2$ . (a) one-dimensional cross-sectional light intensity distribution along the x-axis; (b) three-dimensional spatial light intensity distribution; (c) temperature distribution of the upper radial surface of the thin-disk; (d) temperature distribution of the axial cross-section of the thin-disk (with the center of the lower surface of the heat sink as the origin of the z-axis, and the lower and upper surfaces of the thin-disk crystal are located at  $z=2.85 \text{ mm}$  and  $z=2.98 \text{ mm}$ , respectively)

图 11(a) 和图 11(b) 展示了在不同中心凹陷区超高斯阶数 ( $m=2, 4, 6, 8, 10, 12$ ) 的 M 形泵浦下, 水平及竖直方向碟片光焦度随泵浦功率密度的变化情况。随着中心凹陷区的超高斯阶数  $m$  的增大, 碟片光焦度随泵浦功率密度之间的关系由负相关转为正相关。在  $0 \sim 8.13 \text{ kW/cm}^2$  泵浦

功率密度范围内, 水平方向上在中心凹陷区的超高斯阶数  $m$  为 8 时, 碟片光焦度变化量最小, 仅为  $0.00283 \text{ m}^{-1}$ ; 竖直方向在中心凹陷区的超高斯阶数  $m$  为 10 时, 碟片光焦度变化量最小, 仅为  $0.00256 \text{ m}^{-1}$ 。

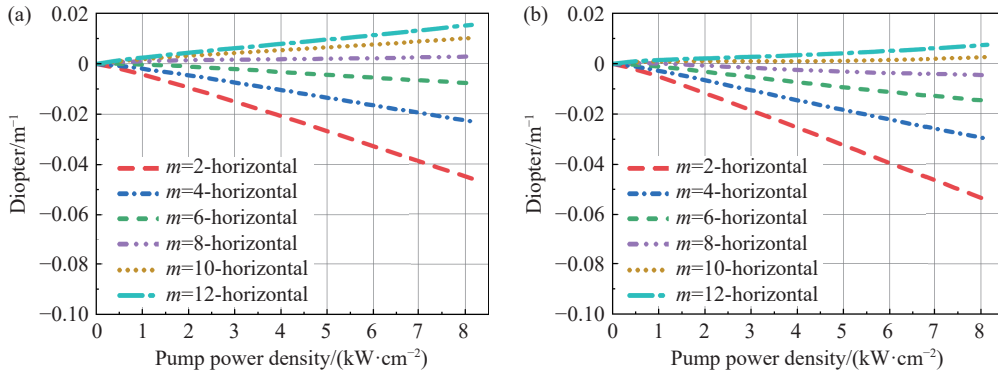


图 11 不同中心凹陷区超高斯阶数( $m=2, 4, 6, 8, 10, 12$ )的 M 形泵浦下, 碟片光焦度随泵浦功率密度变化情况。(a) 水平方向; (b) 竖直方向

Fig. 11 Variation of the thin-disk diopter as a function of pump power density under M-shaped pumping with different super-Gaussian orders of the central depression region ( $m=2, 4, 6, 8, 10, \text{ and } 12$ ). (a) horizontal direction; (b) vertical direction

### 3.2.3 对比与讨论

基于上述仿真结果, 图 12 展示了超高斯泵浦和 M 形泵浦下碟片光焦度随泵浦功率密度的变化情况。为清晰呈现趋势, 图 12 仅选取了具有代表性的 M 形泵浦条件, 即中心凹陷区超高斯阶数  $m$  分别为 4、8 和 12。其中,  $m=4$  和  $m=12$  分别代表了光焦度变化为负值和正值的两种典型情形, 而  $m=8$  则为综合权衡后光焦度变化幅度最小者。对比基准选用阶数  $n$  为 10 的超高斯泵浦, 一方面是因为 M 形泵浦仿真中  $n$  取值为 10, 另一方面是该阶数下超高斯泵浦光已具有较好的均匀性, 且在实验中较为常用。结果表明, M 形泵浦

引起的光焦度变化量小于超高斯泵浦。在同一泵浦功率密度下, 光焦度变化量随着中心凹陷区超高斯阶数  $m$  的增加而逐渐增大, 并由负值过渡至正值。在  $0 \sim 8.13 \text{ kW/cm}^2$  泵浦功率密度范围内, 中心凹陷区超高斯阶数  $m$  为 8 的 M 形泵浦引起的碟片光焦度变化最小: 水平方向为  $0.00283 \text{ m}^{-1}$ , 竖直方向为  $-0.00455 \text{ m}^{-1}$ 。与阶数  $n$  为 10 的超高斯泵浦光相比, 该 M 形泵浦在水平方向上光焦度变化量减少了  $0.05171 \text{ m}^{-1}$ , 在竖直方向减少了  $0.06355 \text{ m}^{-1}$ , 降幅分别达 94.7% 和 93.3%。这说明 M 形泵浦相较于传统的超高斯泵浦, 可显著抑制碟片热透镜效应。

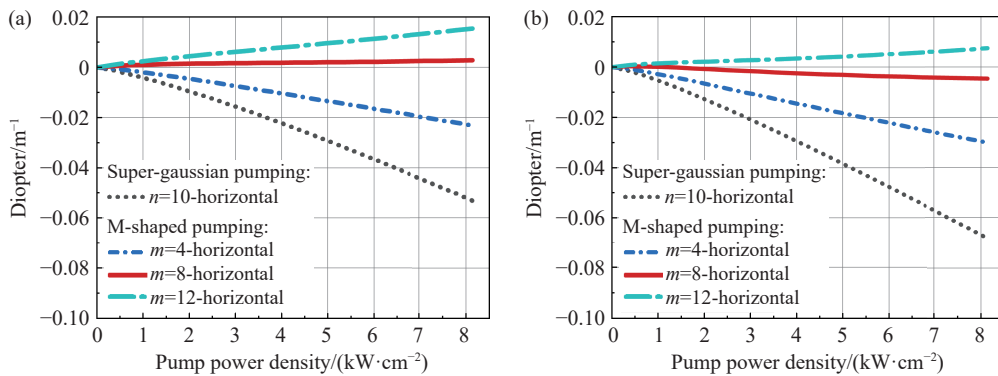


图 12 超高斯泵浦(超高斯阶数  $n=10$ )与 M 形泵浦(不同中心凹陷区超高斯阶数  $m=4, 8, 10$ )下, 碟片光焦度随泵浦功率密度变化情况。

Fig. 12 Variation of the thin-disk diopter as a function of pump power density under super-Gaussian pumping (order  $n=10$ ) and M-shaped pumping with different super-Gaussian orders of the central depression region ( $m=4, 8, \text{ and } 10$ ).

## 4 结 论

荧光模式和激光模式下的碟片光焦度实验测

量表明, 光焦度的变化与泵浦光强分布密切相关。基于此, 本文提出了 M 形泵浦技术, 以有效抑制碟片热透镜效应。系统的理论模拟表明, 通

过精确调控泵浦光强分布, 所提出的 M 形泵浦技术相比传统的超高斯泵浦, 可将碟片光焦度变化降低 93.3%~94.7%, 使其显著趋近于零。该结果表明, M 形泵浦为近准直碟片多通放大器在全泵浦功率密度范围内维持模场匹配提供了更有利的条件。

所提出的技术有望提升近准直传输多通放大器的运行稳定性, 并大幅降低由模式失配引起的光学元件损伤风险。下一步, 将在现有研究基础

上从以下两方面深化工作: (1) 仿真层面, 将热效应建模由连续泵浦拓展至脉冲泵浦, 系统探究占空比、重复频率等关键参数对碟片晶体热作用机理的影响规律; (2) 实验层面, 将引入光束整形技术实现 M 形泵浦光强分布的直接调控, 并在此基础上测量该泵浦分布下的激光输出功率、光束质量及模式稳定性等关键性能参数, 从而系统评估 M 形泵浦构型在实际激光系统中的可行性与有效性。

### 参考文献:

- [1] XU K M, LIU CH, WANG L, *et al.* Ultrafast laser-induced decomposition for selective activation of GaAs[J]. *Light: Advanced Manufacturing*, 2024, 5(2): 241-248.
- [2] GAAFAR M A, LUDWIG M, WANG K, *et al.* Femtosecond pulse amplification on a chip[J]. *Nature Communications*, 2024, 15(1): 8109.
- [3] YANG CH, JI CH H, FENG SH H, *et al.* Ultrafast laser-matter interaction mechanisms and applications in functional device fabrication: recent advances and perspectives[J]. *Applied Physics Reviews*, 2025, 12(3): 031325.
- [4] ZHAO ZH CH, KRAVTSOV V, WANG Z R, *et al.* Applications of ultrafast nano-spectroscopy and nano-imaging with tip-based microscopy[J]. *eLight*, 2025, 5(1): 1.
- [5] WU Q, PENG L X, HUANG ZH H, *et al.* . Advancements in ultrafast photonics: confluence of nonlinear optics and intelligent strategies[J]. *Light: Science & Applications*, 2025, 14(1): 97.
- [6] DRS J, TRAWI F, MÜLLER M, *et al.* Intra-oscillator high harmonic source reaching 100-eV photon energy[J]. *Optics Express*, 2024, 32(10): 17424-17432.
- [7] SEIDEL M, LANG L, PHILLIPS C R, *et al.* Ultrafast 550-W average-power thin-disk laser oscillator[J]. *Optica*, 2024, 11(10): 1368-1375.
- [8] KRÖTZ P, WANDT C, GREBING C, *et al.* . Towards 2 kW, 20 kHz ultrafast thin-disk based regenerative amplifiers[C]. *Laser Congress 2019, OSA Technical Digest*, 2019: ATTh1A. 8. (查阅网上资料, 未找到本条文献出版者信息, 请确认).
- [9] 陈毅, 于晶华, 姚志焕, 等. 碟片再生放大器实现 110 mJ, 2.1 ps, 1 kHz 重复频率激光输出[J]. *中国激光*, 2024, 51(13): 1315001.  
CHEN Y, YU J H, YAO ZH H, *et al.* Thin-disk regenerative amplifier with 110 mJ, 2.1 ps, and 1 kHz repetition rate laser output[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2024, 51(13): 1315001. (in Chinese).
- [10] YAO ZH H, YU J H, CHEN Y, *et al.* Compact high-repetition-rate Yb: YAG thin-disk regenerative amplifier with fundamental transverse mode laser output[J]. *Optics Express*, 2024, 32(26): 47041-47056.
- [11] XU S ZH, LIU X, GAO Y B, *et al.* Thin-disk multi-pass amplifier for kilowatt-class ultrafast lasers[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2024, 12: e56.
- [12] 陈毅, 孙俊杰, 于晶华, 等. 大能量碟片激光多通放大器腔体设计研究综述[J]. *中国光学(中英文)*, 2023, 16(5): 996-1009.  
CHEN Y, SUN J J, YU J H, *et al.* Review of the cavity-design of high-energy thin-disk laser multi-pass amplifiers[J]. *Chinese Optics*, 2023, 16(5): 996-1009. (in Chinese).
- [13] HERKOMMER C, KRÖTZ P, JUNG R, *et al.* Ultrafast thin-disk multipass amplifier with 720 mJ operating at kilohertz repetition rate for applications in atmospheric research[J]. *Optics Express*, 2020, 28(20): 30164-30173.
- [14] PIEHLER S, WEICHEL T, VOSS A, *et al.* Power scaling of fundamental-mode thin-disk lasers using intracavity deformable mirrors[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(24): 5033-5035.
- [15] ZHU G ZH, ZHU X, DAI ZH X, *et al.* Analytical model of optical path difference in an end-pumped Yb: YAG thin-disk laser with nonuniform pumping light[J]. *Applied Optics*, 2015, 54(10): 3024-3031.
- [16] ALABBADI A, LARIONOV M, FINK F. High-power Yb: YAG thin-disk laser with 80% efficiency pumped at the

- zero-phonon line[J]. *Optics Letters*, 2022, 47(1): 202-205.
- [17] KURNIKOV G, VOLKOV M, GOROKHOV A, *et al.*. Thermal-lens-free active-mirror ytterbium-doped yttrium aluminum garnet amplifier[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2025, 13: e20.
- [18] XU S ZH, GAO Y B, LIU X, *et al.*. High-repetition-rate and high-power efficient picosecond thin-disk regenerative amplifier[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2024, 12: e14.
- [19] 高瑜博, 徐思志, 陈业旺, 等. 基于零声子线泵浦的高效率 Yb: YAG 薄片激光器[J]. *光子学报*, 2024, 53(2): 0214002.  
GAO Y B, XU S ZH, CHEN Y W, *et al.*. High efficiency Yb: YAG thin disk laser based on zero phonon line pumping[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2024, 53(2): 0214002. (in Chinese).
- [20] SCHUHMANN K. *The thin-disk laser for the 2S-2P measurement in muonic helium*[D]. Zürich: Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, 2017: 152-157.
- [21] SALTARELLI F, DIEBOLD A, GRAUMANN I J, *et al.*. Gas lens in kW-class thin-disk lasers[C]. *Conference on Lasers and Electro-Optics*, Optica Publishing Group, 2018: SM3N. 5.
- [22] STEWEN C, CONTAG K, LARIONOV M, *et al.*. A 1-kW CW thin disc laser[J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2000, 6(4): 650-657.
- [23] SCHUHMANN K, KIRCH K, NEZ F, *et al.*. Thin-disk laser scaling limit due to thermal lens induced misalignment instability[J]. *Applied Optics*, 2016, 55(32): 9022-9032.

#### 作者简介:



樊皎玉 (2000—), 女, 山西忻州人, 硕士, 现就读于中国科学院长春光学精密机械与物理研究所, 主要从事碟片激光技术方面的研究。E-mail: [fanjiaoyu23@mailsucas.ac.cn](mailto:fanjiaoyu23@mailsucas.ac.cn)



姚志焕 (1997—), 女, 辽宁铁岭人, 博士, 工程师, 2025 年于中国科学院大学获得博士学位, 主要从事碟片激光技术方面的研究。E-mail: [yzhindxwlxy@163.com](mailto:yzhindxwlxy@163.com)



陈毅 (1991—), 男, 新疆昌吉人, 博士, 高级工程师, 2020 年于哈尔滨工业大学获得博士学位, 主要从事碟片激光技术方面的研究。E-mail: [chenyi@ciomp.ac.cn](mailto:chenyi@ciomp.ac.cn)



陈飞 (1982—), 男, 河南南阳人, 博士, 研究员, 2011 年于哈尔滨工业大学获得博士学位, 主要从事新型激光技术及应用研究。E-mail: [feichenny@126.com](mailto:feichenny@126.com)