

空气导热作用下 Nd:YAG 晶体温场特性

田晓^{1*}, 齐兵²

(1. 西安航空学院 理学院, 陕西 西安 710077;

2. 西安科技大学 理学院, 陕西 西安 710054)

摘要: 为了实现激光二极管端面泵浦 Nd:YAG 晶体温场精确计算, 在晶体端面导热边界条件下建立热模型。首先根据热传导方程, 以解析分析理论为基础, 应用常数变易法和特征函数法, 在考虑晶体端面存在热交换情况下, 计算得到 808 nm 激光泵浦 Nd:YAG 圆棒晶体的温度场分布, 分析了泵浦激光功率、光束半径及超高阶次等因素对晶体温场分布的影响。分析结果表明: 当功率为 60 W、光斑半径为 0.4 mm 的泵浦光作用于半径为 1.5 mm、长度为 5 mm 的 Nd:YAG 圆棒晶体时, 该晶体内部最高温升出现在泵浦端面中心处, 最高温升为 426.3 K, 得到晶体的热透镜焦距为 272.98 mm。由于在计算中考虑了空气的导热作用对晶体温场分布的影响, 更符合实际情况, 因此结果能更真实反映晶体内部温度场的分布情况。本文研究为精确分析相关激光晶体的温度场分布提供了指导, 并为激光器性能的优化提供了理论依据。

关键词: 激光; 晶体温场; 解析法; Nd:YAG 圆棒晶体; 热效应

中图分类号: TN248.1 文献标识码: A doi:10.3788/CO.20191203.0686

Temperature field of Nd:YAG crystal under air heat transfer

TIAN Xiao^{1*}, QI Bing²

(1. College of Science, Xi'an Aeronautical University, Xi'an 710077, China;

2. College of Science, Xi'an University of Science and Technology, Xi'an 710054, China)

* Corresponding author, E-mail: daisy_1005@126.com.cn

Abstract: A thermal model was established under air conduction boundary conditions in order to accurately obtain the temperature distribution of an Nd:YAG rod crystal end-pumped with a laser diode. Firstly, the crystal's temperature distribution was calculated through analytical theory on the basis of the heat conduction equation. The crystal was operated with a pump diode laser incident center operating at a wavelength of 808 nm. Secondly, the influences of the pump laser parameters, including power, beam radius and orders of super Gauss were quantitatively analyzed. The results indicate that the maximum temperature rise is located at the center of the pump end and its value can rise to 426.3 K when an Nd:YAG rod crystal with length of 5 mm and a radius of 1.5 mm is pumped by a 808 nm laser with 60 W power and spot radius of 400 μm . The thermal focal length of the crystal is 272.98 mm. The effects of the thermal air transfer on the temperature field distribution of the crystal are considered and the results are therefore more accurate. This research can provide

收稿日期: 2018-08-21; 修订日期: 2018-10-12

基金项目: 西安航空学院博士及高层人才科研启动基金资助项目 (No. 206011625)

Supported by Doctoral and Senior Talent Research Fund of Xi'an Aeronautical University (No. 206011625)

a method for further precise analysis of the temperature field distribution of other laser crystals and lays a theoretical foundation for the optimization of laser performance.

Key words: laser; crystal temperature field; analytic method; Nd:YAG rod crystal; heat effect

1 引 言

激光二极管(Laser Diode, LD)端面泵浦全固态激光器产生于20世纪80年代^[1],它颠覆了传统的灯泵浦方式,极大地促进了全固态激光器的发展^[2-3]。相对于灯泵浦固体激光器,LD泵浦方式可使激光介质的热效应大幅降低。但是对于高功率LD泵浦全固态激光器,由于激光增益材料(如Nd:YAG)的量子缺陷、抽运源光谱与激光增益材料吸收带宽之间的差异引入的额外热等原因,使高功率激光器仍会产生较严重的热效应问题^[4-7]。激光增益材料的热效应使材料内部产生不均匀的温度分布,导致激光光束发生畸变,最终使输出激光光斑质量变差,输出功率受限。激光材料的热效应是激光器向高功率发展的重要限制因素,对激光材料的热效应进行研究至关重要,此外科技发展及科学研究对高功率、高性能激光器日益增长的需求,也使得激光器的热效应的研究成为国内外高功率固体激光器的热点之一^[8-11]。分析与减小激光晶体热效应的关键工作之一是对激光晶体内部温度场及热形变场进行精确计算,中国科学院长春光学精密机械与物理研究所王希军小组从固体激光材料的物理特性参量出发^[12],采用有限元方法计算了热传导率和热膨胀系数相关条件下,LD侧泵浦激光器的温度场分布,西安建筑科技大学李隆小组应用半解析方法得到了YAG-Nd:YAG圆棒晶体的温度场^[13],此外姚育成等人用有限差分法获得了Tm:YAG圆棒晶体的温度场^[14]。在上述研究中,均将激光晶体通光端面当作绝热边界来处理,忽略了晶体端面与空气的热传导热量,即把晶体端面当做绝热边界来处理,而空气在晶体的工作过程中也会将一部分热量带走,如果认为晶体端面绝热则会使研究结果与实际温度场之间存在较大差异,从而无法真实反映晶体内部温度分布。因此将晶体端面视为第三类边界条件来进行处理更为合理。文章基于端

面泵浦Nd:YAG圆棒晶体实际工作过程的分析,在圆柱坐标系下建立起相应的热模型,在将晶体端面视为导热边界条件的基础上采用解析法对三维热传导方程进行求解,得到Nd:YAG晶体温度场分布,分析泵浦功率、光斑半径、超高斯阶次对晶体温度场分布的影响,为Nd:YAG固体激光器及其它晶体固体激光器的优化设计提供理论参考。

2 Nd:YAG圆棒激光晶体温度场的计算

2.1 晶体热结构

Nd:YAG固体激光器采用LD端面泵浦结构,相较于侧面泵浦方式,端面泵浦的抽运光沿谐振腔轴向聚集于激光增益材料,可保证抽运光束和谐振腔之间获得最佳模式匹配。Nd:YAG圆棒晶体端面泵浦结构如图1所示。其中,Pump light为泵浦激光;Laser crystal为激光晶体;HR为高反射膜;HT为高透射膜;R为激光晶体半径;Laser output为激光输出。激光泵浦入射端面镀808 nm高透膜和1 064 nm高反膜,出射端面镀1 064 nm高透膜。较高的泵浦密度使相当一部分泵浦光能量转变为晶体热能,引起晶体内部温度梯度过高。采用水冷却方法使晶体内部积聚的大量无用热以热交换方式带走,少量热量由晶体两端面通过空

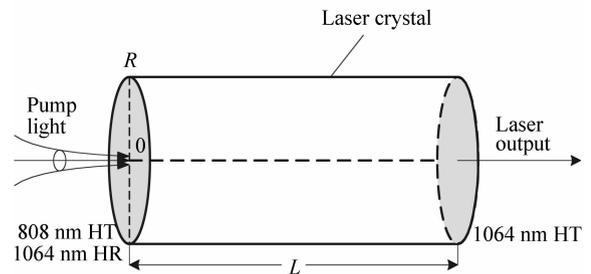


图1 激光二极管端面泵浦Nd:YAG圆棒晶体结构示意图

Fig. 1 Schematic diagram of Nd:YAG rod crystal end-pumped by LD

气散掉。

2.2 晶体温度场理论模型

一般地,将激光二极管辐射的泵浦光视作平面光或高斯光束。然而泵浦光经由一束光纤后辐照至激光晶体端面,超高斯分布^[15]更适合描述泵浦光强分布。泵浦端面上激光光强的分布为:

$$I(r,0) = I_0 e^{-2\frac{r^2k}{\omega^2k}}, \quad (1)$$

其中, I_0 为泵浦光强, ω 是泵浦光光斑半径, k 为泵浦光阶次。

相应泵浦光的功率为:

$$P = \int_0^\infty I_0 e^{-2\frac{r^2k}{\omega^2k}} dr, \quad (2)$$

由上式得泵浦光强:

$$I_0 = \frac{P}{2\pi \int_0^\infty e^{-2\frac{r^2k}{\omega^2k}} r dr}, \quad (3)$$

晶体内部热功率密度为:

$$q_v(r,z) = \gamma\eta I_0 e^{-2\frac{r^2k}{\omega^2k}} \cdot e^{-\gamma z}, \quad (4)$$

其中, γ 代表吸收系数, $\eta = 1 - 808 \text{ nm}/1 \text{ 064 nm}$ 代表量子亏损效率,808 nm 和 1 064 nm 分别为泵浦光波长和激光波长。

在激光器的研制过程中,为保证晶体与热沉充分接触,会在晶体放入热沉前在晶体上包裹一层铝箔。晶体工作过程中产生的热能被恒温的循环水吸收并带走,因此,晶体侧面温度始终与冷却循环水温度保持相同。为了便于计算,将热模型

侧面边界条件视作第一类边界条件处理,即设晶体侧面温度为零,这样实际温度为循环水温度与计算出温度之和。设循环水温度与室温同为 u_0 。晶体通光端面存在空气导热,因此热模型两个通光端面符合第三类边界条件^[16]:

$$\begin{cases} u(r,z) |_{r=0} < +\infty, u(r,z) |_{r=R} = 0 \\ \tau \frac{\partial u}{\partial z} |_{z=0} = h(u |_{z=0} - u_0) \\ -\tau \frac{\partial u}{\partial z} |_{z=L} = h(u |_{z=L} - u_0) \end{cases}, \quad (5)$$

其中符号 h 代表空气的热传导系数,符号 τ 代表晶体的热传导系数, u_0 为空气温度。

用圆柱坐标系下的 Poisson 方程来描述晶体热传导:

$$\frac{\partial^2 u(r,z,\varphi)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u(r,z,\varphi)}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial u(r,z,\varphi)}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial u(r,z,\varphi)}{\partial z^2} = -\frac{q_v(r,z)}{\tau}. \quad (6)$$

考虑到温度场分布与 φ 无关,即 $u(r,z,\varphi) = u(r,z)$ 。因此,热传导方程变为:

$$\frac{\partial^2 u(r,z)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u(r,z)}{\partial r} + \frac{\partial u(r,z)}{\partial z^2} = -\frac{q_v(r,z)}{\tau}. \quad (7)$$

结合边界条件(5)求解方程(7),得到温度场的解:

$$u(r,z) = \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{\psi ch \frac{\beta_n z}{a} + vsh \frac{\beta_n z}{a} + ga^2 \left(e^{-\gamma z} \beta_n - \beta_n ch \frac{\beta_n z}{a} + a\gamma \frac{\beta_n z}{a} \right)}{\beta_n (-\beta_n + a^2 \gamma^2)} \right] \times J_0 \left(\frac{\beta_n r}{R} \right), \quad (8)$$

式中:

$$\psi = -\frac{ag \left(-e^{\gamma d} \beta_n \gamma + \beta_n \gamma ch \frac{\beta_n d}{a} - \frac{\beta_n^2 sh \frac{\beta_n d}{a}}{a} \right)}{\beta_n (-\beta_n^2 + a^2 \gamma^2)} + F_1, \quad (9)$$

$$v = -\frac{\frac{h}{\tau} sh \frac{\beta_n d}{a} + \left(\frac{\beta_n}{a} \right)^2 sh \frac{\beta_n d}{a} + \frac{2h}{\tau} \frac{\beta_n}{a} ch \frac{\beta_n d}{a}}{\beta_n (-\beta_n^2 + a^2 \gamma^2)} + F_2,$$

$$v = -\frac{\left(\frac{h}{\tau} \right)^2 a^2 g \left(a\gamma sh \frac{\beta_n d}{a} + \beta_n e^{-\gamma d} - \beta_n ch \frac{\beta_n d}{a} \right)}{\beta_n (-\beta_n^2 + a^2 \gamma^2)} + F_2, \quad (10)$$

$$\frac{h}{\tau} sh \frac{\beta_n d}{a} + \left(\frac{\beta_n}{a} \right)^2 sh \frac{\beta_n d}{a} + \frac{2h}{\tau} \frac{\beta_n}{a} ch \frac{\beta_n d}{a}$$

$$g = -\frac{2\gamma\eta I_0}{\tau a^2 (-J_1(\beta_n))^2} \int_0^a e^{-2\frac{r^2}{a^2}} J_0\left(\frac{\beta_n r}{a}\right) r dr, \quad (11)$$

$$F_1 = \frac{2\left(\frac{h}{\tau}\right)^2 u_0 s h \frac{\beta_n d}{a}}{\beta_n (-J_1(\beta_n))} + \frac{2}{a\beta_n (-J_1(\beta_n))} \frac{h}{\tau} u_0 \beta_n c h \frac{\beta_n d}{a}, \quad (12)$$

$$F_2 = \frac{\left(\frac{h}{\tau} a^2 g \left(-e^{\gamma d} \beta_n \gamma + \beta_n \gamma c h \frac{\beta_n d}{a} - \frac{\beta_n^2 s h \frac{\beta_n d}{a}}{a}\right)\right)}{\beta_n (-\beta_n^2 + a^2 \gamma^2)} - \frac{2}{a\beta_n^2 (-J_1(\beta_n))} \frac{h}{\tau} u_0 \beta_n s h \frac{\beta_n d}{a} + \frac{2\left(\frac{h}{\tau}\right)^2 u_0 c h \frac{\beta_n d}{a}}{\beta_n (-J_1(\beta_n))} + \frac{2\left(\frac{h}{\tau}\right)^2 u_0}{\beta_n (-J_1(\beta_n))}, \quad (13)$$

其中, J_0 、 J_1 为零阶、一阶 Bessel 函数, β_n 为零阶 Bessel 函数值等于零时的第 n 解, d 为晶体长度, γ 为晶体对泵浦光的吸收系数, a 为晶体半径。

3 晶体温场

3.1 晶体温场分布

采用 808 nm 泵浦光端面入射 Nd:YAG 圆棒激光晶体进行实验。Nd³⁺ 质量百分比为 1%, 泵浦光功率为 60 W, Nd:YAG 圆棒晶体半径为 1.5 mm, 长度为 5 mm, 冷却循环水温度为 300 K, 空气热传导系数为 0.024 W/mK, 晶体的热传导系数为 13 W/mK。基于前面建立的空气导热边界条件下的激光晶体温场模型, 得到 LD 端面泵浦 Nd:YAG 圆棒晶体的三维 (Three Dimension, 3D) 温度场结果, 如图 2 所示。由图 2 可知, Nd:YAG 圆棒晶体吸收作用较强, 温度沿 z 方向迅速下降, 热功率密度随泵浦光通光距离的增加而呈指数衰减, 因此, 晶体端面中心温升最高, 最大温升出现在泵浦光入射端面的中心处, 最高温升为 426.3 K。由此产生的热透镜效应可引起光场不

稳定, 产生多种模式光场的耦合, 严重制约了激光器输出功率的提高。

3.2 晶体温场分布受泵浦激光参量的影响

Nd:YAG 圆棒晶体的温度场分布会受到泵浦激光参量, 包括光功率、光斑半径尺寸和超高斯阶次等因素的影响。当改变 808 nm 泵浦激光的功率时, 得到如图 3 所示的 Nd:YAG 圆棒晶体泵浦端面温度变化规律, 在 60、70、80、90 W 的二阶超高斯泵浦光端面照射下, 端面最高温升分别为 426.3、447.4、468.4、489.5 K。泵浦功率增大热透镜效应也会随之增大, 因此, 在提升泵浦光功率的同时, 需要考虑导致的热透镜效应问题。

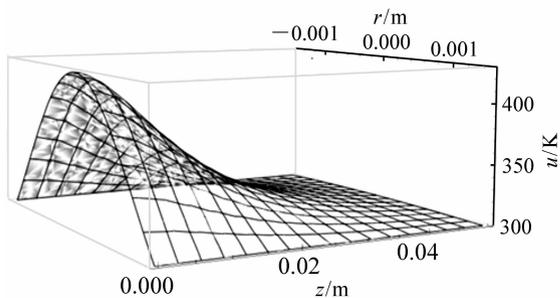


图2 Nd:YAG 晶体三维温度场分布

Fig. 2 3-D temperature distribution of Nd:YAG

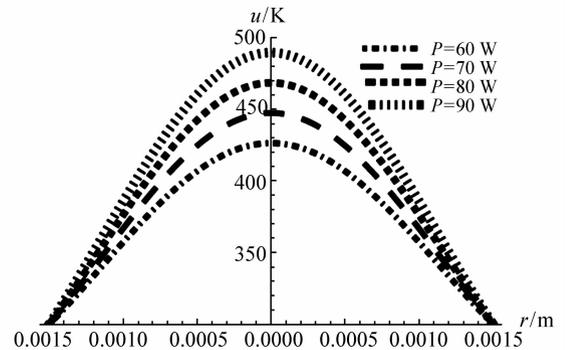


图3 不同泵浦光功率的 Nd:YAG 晶体温度分布

Fig. 3 Temperature distributions along Nd:YAG crystal pumped by 808 nm pump laser under different powers

选择尺寸合适的泵浦光斑尺寸可有效阻止模式竞争, 提高基模振荡光增益。图 4 为在光斑半径为 400、500、600、700 μm 的泵浦光端面泵浦下晶体泵浦端面的温度分布, 最高温升分别为 426.3、423.4、419.9、415.9 K。一般而言, 在固体激光器的研制过程中, 会尽量减小泵浦光斑半径

以降低阈值,现在看来缩小泵浦光斑半径的同时也需要考虑晶体温度的升高。

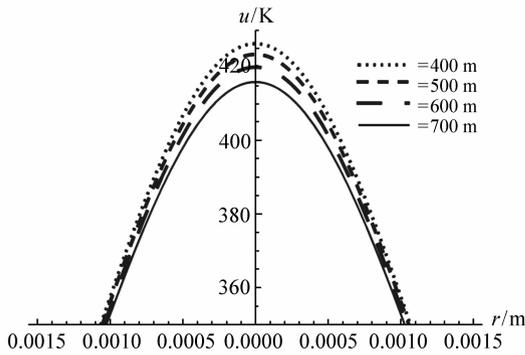
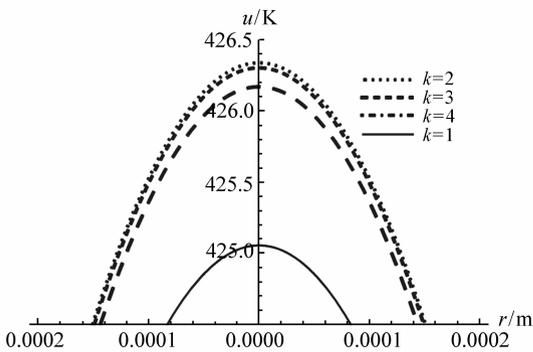
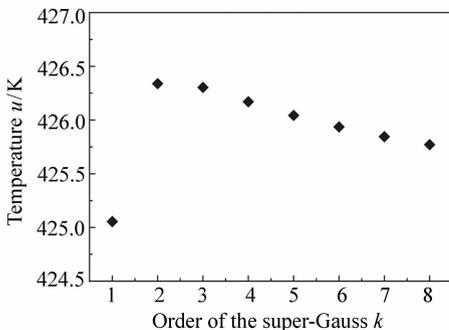


图 4 不同光斑半径泵浦光的 Nd:YAG 晶体温度分布
Fig. 4 Temperature distributions of Nd:YAG crystal pumped by 808 nm pump laser under different spot radius



(a) 晶体内部温度场分布与泵浦光阶次关系
(a) Nd:YAG inner temperature distribution as a function of super-Gaussian orders



(b) 晶体端面中心温度与泵浦光阶次关系($z=0$)
(b) Nd:YAG center temperature of crystal end as a function of pump laser orders

图 5 不同超高斯阶次泵浦光的 Nd:YAG 晶体温度场
Fig. 5 Temperature fields of Nd:YAG pumped by 808 nm pump laser with different super-Gaussian orders

此外还分析了在不同超高斯阶次的泵浦光照射下, Nd:YAG 晶体轴线方向的温度变化曲线, 结果如图 5 所示。其中图 5(a) 为超高斯阶次 $k=1$, $k=2$, $k=3$ 和 $k=4$ 的泵浦光端面作用下, Nd:YAG 晶体入射端面的温度分布, 端面最高温升分别为 425.01、426.34、426.3、426.1 K。图 5(b) 表示端面中心温度值随泵浦光超高斯阶次的变化规律, 其中, $k=2$ 时的端面温升最高, 此时二阶超高斯光束较其它阶次光束分布更为集中。

4 晶体附加光程差及热透镜焦距

通过激光晶体时泵浦光产生的光程差表示为:

$$\text{OPD}(r, z) = \int_0^L \frac{\partial n}{\partial u} u(r, z) dz + (n_0 - 1) \sigma \int_0^L u(r, z) dz + \sum_{i,j=1}^3 \frac{\partial n}{\partial \varepsilon_{i,j}} \varepsilon_{i,j}(r, z) dz, \quad (14)$$

其中, $\frac{\partial n}{\partial u}$ 为晶体折射率温度系数, n_0 和 n 分别为室温和温度为 u 时的激光晶体折射率, σ 为晶体热膨胀系数, $\varepsilon_{i,j}$ 为晶体热应力张量。对于 Nd:YAG 晶体, $\frac{\partial n}{\partial u} = 7.2 \times 10^{-6}/\text{K}$, $n_0 = 1.82$, $\sigma = 7.8 \times 10^{-6}/\text{K}$ 。由热应力张量所引起的光程差很小, 公式(14)中的第三项可以忽略。图 6 为光程差分析结果, 由图可知最大光程差约为 23.5 μm 。基于 Nd:YAG 晶体光程差分析结果, 得到其热透镜焦距为 272.98 mm。

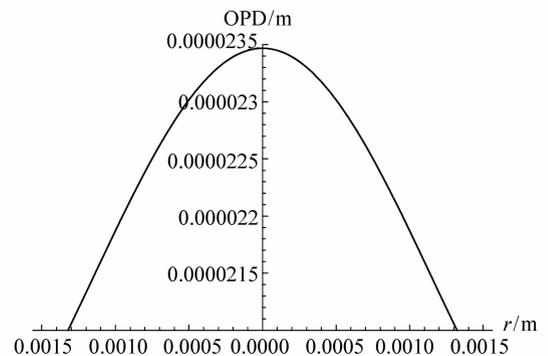


图 6 泵浦光穿过晶体的光程差
Fig. 6 Optic path difference of pumping laser through Nd:YAG crystal

5 结 论

考虑到 LD 端面泵浦 Nd:YAG 晶体的实际工作情况,建立了存在空气热传导条件下的晶体温度场热模型,采用解析法计算了晶体的精确温度场分布,得出在 60 W 的 808 nm 泵浦光端面泵浦作用下,Nd:YAG 圆棒晶体的最高温升为 426.3 K。分析讨论泵浦光功率、光斑半径以及激光超高频阶次等因素对 Nd:YAG 圆棒晶体的温度场影

响,特别地,当阶次 $k=2$ 时,晶体端面温升最高,此时二阶超高频光束较其它阶次光束分布更为集中。得到 808 nm 泵浦光通过 Nd:YAG 激光晶体导致的光程差最大值为 23.5 μm ,晶体热透镜焦距为 272.98 mm。

对 Nd:YAG 圆棒晶体内部温度场的精确计算,为分析和减小端面泵浦 Nd:YAG 固体激光器热效应奠定了基础,同时对其它考虑空气热传导作用的激光晶体热效应问题,具有一定的指导意义。

参考文献:

- [1] ZHOU B K, KANE T J, DIXON G J, *et al.*. Efficient frequency-stable laser-diode pumped Nd:YAG laser[J]. *Opt. Lett.*, 1985, 10(2):62-64.
- [2] BYER R L. Diode laser-pumped solid state lasers[J]. *Science*, 1988, 239(4841):742-747.
- [3] 叶子青,荆苗,卜轶坤,等. 6.5 W LD 泵浦 914nm 钒酸钇激光器[J]. *光学精密工程*, 2007, 15(3):321-325.
YE Z Q, JING ZH, BO Y K, *et al.*. 6.5 W LD-pumped 914 nm Nd:YVO₄ laser[J]. *Opt. Precision Eng.*, 2007, 15(3):321-325. (in Chinese)
- [4] BONNEFOIS A M, GILBERT M, THRO P Y, *et al.*. Thermal lensing and spherical aberration in high-power transversally pumped laser rods[J]. *Opt. Commun.*, 2006, 259(1):223-235
- [5] 李耀,李阳,王超. LD 面阵侧面泵浦 Nd:YAG 晶体吸收光场研究[J]. *中国光学*, 2018, 11(2):206-211
LI Y, LI Y, WANG CH. Absorption light field of side-pumped Nd:YAG crystal in LD planar arrays[J]. *Chinese Optics*, 2018, 11(2):206-211. (in Chinese)
- [6] 张德平,吴超,张蓉竹,等. LD 端面泵浦分离式放大器结构的热效应研究[J]. *红外与激光工程*, 2015, 44(8):2250-2255.
ZHANG D P, WU CH, ZHANG R ZH, *et al.*. Study on thermal effect of LD end-pumped separated amplifier structure[J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2015, 44(8):2250-2255. (in Chinese)
- [7] 孙毅,高云国,邵帅. 高功率激光热效应对合束系统的影响[J]. *光学精密工程*, 2015, 23(11):3097-3106.
SUN Y, GAO Y G, SHAO SH. Influence of high power laser thermal effect on beam combination system[J]. *Opt. Precision Eng.*, 2015, 23(11):3097-3106. (in Chinese)
- [8] CHENAIS S, FORGET S, DRUON F, *et al.*. Direct and absolute temperature mapping and heat transfer measurements in diode end-pumped Yb:YAG[J]. *Appl. Phys. B*, 2004, 79(2):221-224
- [9] 付喜宏. LD 泵浦全固态 608.1 nm 和频激光器[J]. *中国光学*, 2015, 8(5):794-799.
FU X H. Diode-pumped all-solid-state sum-frequency mixing laser at 608.1 nm[J]. *Chinese Optics*, 2015, 8(5):794-799. (in Chinese)
- [10] 岱钦,乌日娜,宁日波,等. 热容运转模式下 LD 泵浦固体激光器的热效应分析[J]. *光学精密工程*, 2008, 16(6):1025-1030.
DAI Q, WU R N, NING R B, *et al.*. Analysis of thermal effect of solid state lasers in heat capacity mode[J]. *Opt. Precision Eng.*, 2008, 16(6):1025-1030. (in Chinese)
- [11] 赵建涛,冯国英,杨火木,等. 薄片激光器热效应及其对输出功率的影响[J]. *物理学报*, 2012, 61(8):084208-1-084208-7.
ZHAO J T, FENG G Y, YANG H M, *et al.*. Analysis of thermal effect and its influence on output power of thin disk laser [J]. *Acta. Phys. Sin.*, 2012, 61(8):084208-1-084208-7. (in Chinese)
- [12] 岱钦,李新忠,王希军. YAG 物理特性参量对 LD 泵浦固体激光器热效应的影响[J]. *光子学报*, 2007, 36(12):

2201-2204.

DAI Q, LI X ZH, WANG X J. Influence of YAG materials property on thermal effects in LD side pumping solid state lasers[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2007, 36(12): 2201-2204. (in Chinese)

- [13] 李隆, 聂建萍, 史彭, 等. 激光二极管端面抽运 YAG-Nd:YAG 复合晶体棒温度场特性[J]. *中国激光*, 2010, 37(4): 917-922.

LI L, NIE J P, SHI P, *et al.*. Temperature field characteristic of YAG-Nd:YAG composite crystal rod end-pumped by laser diode[J]. *Chinse J. Lasers*, 2010, 37(4): 917-922. (in Chinese)

- [14] 姚育成, 刘丹琳, 黄楚云, 等. Tm:YAG 激光器晶体热效应数值模拟[J]. *光子学报*, 2016, 45(7): 0714001-1-0714001-5.

YAO Y CH, LIU D L, HUANG CH Y, *et al.*. Crystal thermal effect simulation of Tm:YAG laser[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2016, 45(7): 0714001-1-0714001-5. (in Chinese)

- [15] NADGARAN H, SABAIA M. Pulsed pump: thermal effects in solid-state lasers under super-Gaussian pulses[J]. *Parasmana J. Phys.*, 2006, 67(6): 1119-1128.

- [16] 杨浩, 张引科, 贺艳平. 激光二极管端面抽运圆截面激光晶体的热效应[J]. *中国激光*, 2010, 37(1): 49-53.

YANG H, ZHANG Y K, HE Y P. Thermal effect of end-pumped laser crystal with circular cross-section[J]. *Chinse J. Lasers*, 2010, 37(1): 49-53. (in Chinese)

作者简介:



田 晓(1984—),女,陕西渭南人,博士,讲师,主要从事激光技术及应用方面的研究。E-mail: daisy_1005@126.com.cn