



高重复频率水冷Nd:YAG激活镜放大器的温度特性

肖凯博 郑建刚 蒋新颖 蒋学君 吴文龙 严雄伟 王振国 郑万国

Temperature characteristics of high repetition rate water-cooled Nd:YAG active mirror amplifier

Xiao Kai-Bo Zheng Jian-Gang Jiang Xin-Ying Jiang Xue-Jun Wu Wen-Long Yan Xiong-Wei Wang Zhen-Guo Zheng Wan-Guo

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 034203 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20201042

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201042>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

“嫦娥5号”登陆候选地Mons Rümker的光照与温度特征分析

Illumination and temperature analysis for CE-5 candidate landing site Mons Rümker

物理学报. 2020, 69(11): 119601 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200114>

双重复频率锁模Yb:YAG陶瓷激光器

Dual repetition-rate mode-locked Yb: YAG ceramic laser

物理学报. 2018, 67(9): 094206 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172345>

X波段高重频长脉冲高功率多注相对论速调管放大器的设计与实验研究

Design and experiment of X-band high-repetition rate high-power multi-beam relativistic klystron amplifier

物理学报. 2020, 69(21): 218401 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20201013>

光纤放大器放大自发辐射特性与高温易损点位置

Amplified spontaneous emission characteristics and locations of high temperature vulnerable point in fiber amplifiers

物理学报. 2017, 66(23): 234206 <https://doi.org/10.7498/aps.66.234206>

用于空间碎片探测的百赫兹3.31 J高光束质量全固态Nd:YAG激光器

A 100 Hz 3.31 J all-solid-state high beam quality Nd:YAG laser for space debris detecting

物理学报. 2017, 66(5): 054205 <https://doi.org/10.7498/aps.66.054205>

考虑钕玻璃放大器增益特性的光谱色散匀滑系统性能研究

Performance of smoothing by spectral dispersion with consideration of the gain characteristic of Nd:glass amplifier

物理学报. 2017, 66(12): 124204 <https://doi.org/10.7498/aps.66.124204>

高重复频率水冷 Nd:YAG 激活镜放大器的温度特性*

肖凯博¹⁾²⁾ 郑建刚¹⁾²⁾³⁾ 蒋新颖^{1)2)†} 蒋学君¹⁾ 吴文龙¹⁾
严雄伟¹⁾²⁾ 王振国¹⁾²⁾ 郑万国¹⁾²⁾³⁾

1) (中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

2) (中国工程物理研究院, 高能激光科学与技术重点实验室, 绵阳 621900)

3) (上海交通大学, IFSA 协同创新中心, 上海 200240)

(2020 年 7 月 1 日收到; 2020 年 9 月 7 日收到修改稿)

为解决高重复频率大能量激光放大器的热管理问题, 采用数值模拟与实验分析的方法, 对背面水冷 Nd:YAG 激活镜放大器的流体散热进行了研究. 基于低雷诺数 $k-\epsilon$ 湍流模型, 建立了流-固共轭传热多物理场耦合分析模型, 对比分析了近壁面处理方法对流体流动、对流扩散和热传导过程及温度分布的影响, 分析研究了不同冷却液流量和泵浦参数对流场特性、激光介质温度和波前分布的影响. 数值模拟表明: 激光介质的温度分布与固液边界层内的黏性作用密切相关, 且冷却液的热扩散主要发生在 100 μm 范围内; 激光介质的热沉积分布中心对称, 而温度分布沿水流方向不对称, 最大温升位于出水口端且基本保持不变; 增益介质前表面的温度分布与介质的波前分布随冷却液流量非线性变化, 而随泵浦参数线性变化; 实验结果与数值模拟符合较好.

关键词: 激活镜放大器, 低雷诺数 $k-\epsilon$ 模型, 流固共轭传热, 温度分布

PACS: 42.55.Rz, 42.60.By, 78.20.Bh, 44.20.+b

DOI: 10.7498/aps.70.20201042

1 引言

二极管泵浦的高能重频固体激光器因转换效率高、亮度高、可靠性好和结构紧凑等优点而备受关注, 同时其在工业加工、科学研究和国防军事等领域也具有十分广阔的应用前景. 目前, 输出能量达到十焦耳甚至百焦耳、重复频率运行的纳秒激光系统在国内得到了广泛的研究^[1-4]. 美国劳伦斯-利弗莫尔实验室的 Mercury 激光装置采用叠片放大器结构, 利用高速氦气对介质表面进行主动冷却, 获得了 61 J/10 Hz 的输出^[5]; 采用相似的叠片结构和低温气冷 Yb:YAG 片, 英国 STFC-RAL

的 DiPOLE100 激光装置实现了最高的 105 J/10 Hz 输出^[6]; 基于端面泵浦背面水冷的 Yb:YAG 激活镜构型, 法国 LULI 实验室的 Lucia 装置获得了 14 J/2 Hz 的激光输出^[7]. 这些激光装置都是采用掺 Yb³⁺ 的激光材料作为增益介质, 尽管具有相对较低的热负载率, 但常温下 Yb³⁺ 离子是准三能级结构, 阈值泵浦功率密度很高, 对温度波动异常敏感, 饱和通量较高不利于能量提取, 因而目前主要采用低温冷却提升材料的光谱和热力学性质, 但也增加了激光系统的复杂程度. 相对而言, Nd:YAG 具有一些显著的优势, 吸收截面和受激发射截面较大, 便于提取能量, 也能以合适的泵浦强度在室温下运行, 但对储能和热管理提出了一些新的

* 中国工程物理研究院高能激光科学与技术重点实验室基金 (批准号: 2020HEL05-2) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: noveltyymm@126.com

要求. 采用分布式背面水冷 Nd:YAG 激活镜构型, 将增益和热负载分散到多个放大器模块中, 有利于泵浦储能和移除废热, 近年来清华大学和本课题组均实现了 12 J/10 Hz 的激光输出 [8,9].

然而, 当前大能量脉冲激光器的重复频率只能达到 10 Hz 量级, 难以满足很多实际应用场景对更高重复频率的需求 [10,11], 因此迫切需要研制百赫兹量级的重频大能量激光器 [12]. 在高泵浦功率密度下, 重复频率的提升将进一步加剧激光系统热效应的累积, 采用高效的冷却结构、准确评估激光介质内的温度分布是高重频大能量激光器突破热效应瓶颈, 实现稳定可靠运行的重要途径. 在冷却结构的设计和介质温度评估中, 大部分研究常采用对流换热系数来简化模型, 而忽视了冷却过程中冷却液温升和流场特性对介质温度分布的影响 [12–17]. 针对这一问题, 李策等 [18] 通过解析表达, 分析了流体直接冷却板条激光器中对流换热系数和冷却液温升与流速的关系, 以及介质的温度和应力分布. 采用标准 $k-\varepsilon$ 或 RNG $k-\varepsilon$ 湍流模型, 文献 [19–22] 先后建立了热-流-固多物理场耦合模型, 对低温气冷叠片激光器、流体直接冷却板条激光器、薄片激光器的流道结构和激光介质的温度分布进行了研究. 但上述湍流模型对黏性作用较强的固壁区采用壁面函数法作近似处理, 并未细致评估壁面区的流动, 且对流动分离过大或近壁面处于高压下的流动也具有一定的局限性, 因而会影响介质温度分布的评估. 低雷诺数 $k-\varepsilon$ 湍流模型能适应不同的雷诺数区域, 对湍流区和近壁区均采用一套公式计算, 具有较高的计算精度 [23]. 目前, 基于低雷诺数 $k-\varepsilon$ 湍

流模型, 对背面水冷 Nd:YAG 激活镜放大器进行热管理的分析尚未报道, 有必要进行深入研究, 为高重频水冷 Nd:YAG 激活镜放大器的优化设计和稳定运行提供指导.

本文主要研究了高重频大能量背面水冷 Nd:YAG 激活镜放大器的温度分布特性. 基于低雷诺数 $k-\varepsilon$ 湍流模型, 建立了激活镜放大器流-固共轭传热多物理场耦合分析模型, 利用 COMSOL Multiphysics 有限元软件对比分析了标准 $k-\varepsilon$ 和低雷诺数 $k-\varepsilon$ 湍流模型近壁面处理方法对流体流动、对流扩散和热传导过程及温度分布的影响, 分析了不同流量和泵浦参数下冷却液的流场特性、激光介质温度和波前分布, 并开展了相关实验研究, 实验结果与数值模拟符合较好.

2 物理与数学模型

2.1 水冷 Nd:YAG 激活镜放大器结构模型

二极管泵浦水冷 Nd:YAG 激活镜放大器的结构如图 1(a) 所示, 激光介质的背面沉浸在冷却液去离子水中, 侧面和前表面由不锈钢支撑固定; 高功率二极管阵列从 Nd:YAG 背面泵浦, 种子激光由其前表面注入经背面反射后双程放大输出. 增益介质 Nd:YAG 口径为 52 mm × 32 mm, 厚度为 7 mm, 掺杂浓度为 1% (原子百分比), 对泵浦光的吸收系数为 3.0 cm⁻¹, 一面镀 1064 nm 高反膜和 808 nm 增透膜, 另一面镀 1064 nm 增透膜和 808 nm 高反膜; 同时介质四周采用紫外固化胶粘合吸收系数为 2.5 cm⁻¹、宽为 4.5 mm 的 Cr⁴⁺:YAG

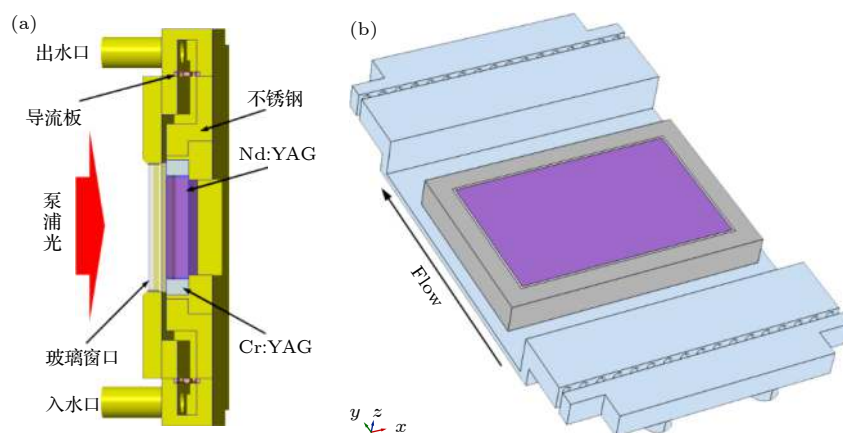


图 1 水冷 Nd:YAG 激活镜放大器的模型 (a) 激活镜放大器结构; (b) 流道结构

Fig. 1. Simulation model of water-cooled Nd:YAG active mirror amplifier: (a) Configuration of the active mirror amplifier; (b) configuration of cooling channel.

包边, 以便抑制放大自发辐射和寄生振荡. 假定二极管阵列压缩整形后输出 $50 \text{ mm} \times 32 \text{ mm}$ 的平顶光束, 最大泵浦强度为 3 kW/cm^2 , 并以 90% 的效率耦合进 Nd:YAG 中被完全吸收. 被吸收的泵浦光一部分直接转化成热, 另一部分以反转粒子数的形式存储在激光上能级, 然后又会以荧光或放大的荧光被包边吸收而产热^[24]. 根据前期建立的泵浦和放大过程物理模型^[25], 假定 Nd:YAG 的产热率为 37%, 紫外固化胶的厚度为 0.5 mm, 考虑 Cr^{4+} :YAG 的吸收后, 可得放大器激光介质内的热源分布. 为了简化计算模型, 忽略介质前表面的空气对流冷却及不锈钢的传导冷却, 其流道结构如图 1(b) 所示, 且以 Nd:YAG 的背面中心为坐标原点; 介质背面与玻璃窗口之间的流道间隔为 1.5 mm, 冷却液的初始温度为 $20 \text{ }^\circ\text{C}$, 其进入流道后先经过导流板, 再流经 Nd:YAG 背面进行冷却. 计算过程中的物性参数如表 1 所列^[14,26].

2.2 流-固共轭传热理论模型

在激光器泵浦和冷却过程中, 涉及流体流动、对流扩散和热传导等过程, 其中流体的冷却效果与流动状态密切相关. 一般认为湍流比层流的冷却效果更好, 其流动状态可由雷诺数 Re 确定^[23]:

$$Re = \rho_w \frac{uD_h}{\mu}, \quad (1)$$

式中, ρ_w , u 和 μ 分别表示流体的密度、速度和动力黏度; D_h 为水力直径, 对于矩形流道, 为流道间隔的 2 倍; 如果 $Re < 2300$, 流体可看作层流; 介于 2300 与 4000 之间, 为过渡流; $Re > 4000$, 可看作湍流. 根据激活镜放大器的流道结构和流速, 本文主要针对湍流状态进行分析.

用于冷却的去离子水一般可视为不可压缩黏性流体, 其内部的流动状态、对流扩散和热传导可通过连续方程、动量方程和能量方程来描述:

$$\frac{\partial \rho_w}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_w \mathbf{u}) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial (\rho_w u_i)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_w u_i \mathbf{u}) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \nabla \cdot (\mu \nabla u_i), \quad (3)$$

$$\frac{\partial (\rho_w T)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_w T \mathbf{u}) = \nabla \cdot \left(\frac{k_w}{C_{pw}} \nabla T \right) + Q_{thw}, \quad (4)$$

式中, t 为时间; \mathbf{u} 为速度矢量, u_i ($i=1, 2, 3$) 分别是沿 x , y 和 z 方向的速度分量; p 表示流体的压强; x_i ($i=1, 2, 3$) 分别表示 x , y , z ; k_w 和 C_{pw} 分别表示流体的热导率和比热容; T 表示温度; Q_{thw} 表示流体中的热源. 如果 (4) 式中的速度为 0, 则变为固体内的热传导方程:

$$\frac{\partial (\rho_{Nd} T)}{\partial t} - \nabla \cdot \left(\frac{k_{Nd}}{C_{pNd}} \nabla T \right) = Q_{thNd}, \quad (5)$$

式中, ρ_{Nd} , k_{Nd} 和 C_{pNd} 分别表示固体的密度、热导率和比热容; Q_{thNd} 表示固体中的热源.

在流-固耦合边界上热耦合条件为

$$\begin{cases} T_{Nd} = T_w, \\ k_{Nd} (\nabla T_{Nd}) \cdot \mathbf{n}_{Nd} = k_w (\nabla T_w) \cdot \mathbf{n}_w, \end{cases} \quad (6)$$

式中, \mathbf{n}_{Nd} 和 \mathbf{n}_w 分别为固体和流体耦合边界的外法线矢量. 在以往大多数研究中, 通常采用对流换热冷却来简化处理流-固耦合边界, 此时对流换热系数 h 难以准确确定, 从而影响计算的准确性.

$$k_{Nd} (\nabla T_{Nd}) \cdot \mathbf{n}_{Nd} = -h (T_{Nd} - T_\infty), \quad (7)$$

式中, T_∞ 为流体内温度.

对于固壁区内的流动, 由于分子黏性作用, 流体速度将逐渐降低, 此时 Re 数较低, 湍流发展并

表 1 计算过程中的物性参数
Table 1. Physical parameters used in the simulation.

| 物性参数 | Nd:YAG | Optical adhesive | H ₂ O |
|------------------------------------------------------------|-------------------------------------------|--------------------------------------------------------|----------------------|
| 密度 $\rho/(\text{kg}\cdot\text{m}^{-3})$ | 4560 | 1160 | 997 |
| 热导率 $k/(\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1})$ | $15.09(T/164.17)^{0.75}$ | $2.11 \times 10^{-3}T + 1.81$ | 0.6 |
| 比热 $C_p/(\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1})$ | $125.4T^{0.4005} - 626.4$ | $1.48 - 9.72 \times 10^{-3}T + 1.79 \times 10^{-5}T^2$ | 4182 |
| 动力黏度 $\mu/(\text{kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1})$ | — | — | 1.0×10^{-3} |
| 折射率 n_0 | 1.82 | 1.65 | — |
| 热光系数 $(dn/dT)/(10^{-6} \text{ K}^{-1})$ | $-3.946 + 0.053T - 4.5 \times 10^{-5}T^2$ | — | — |
| 热膨胀系数 $\alpha/(10^{-6} \text{ K}^{-1})$ | $-1.850 + 0.044T - 5.7 \times 10^{-5}T^2$ | 58 | — |
| 杨氏模量 ν/GPa | 308 | 1 | — |
| 泊松比 | 0.232 | 0.38 | — |

不充分. 然而, 目前常用的标准 $k-\epsilon$ 模型和 RNG $k-\epsilon$ 模型等都是针对充分发展的湍流才有效; 为了解这一区域内的流动, 这些模型引入了壁面函数法, 采用一组半经验的公式将壁面上的物理量与湍流核心区中的相应物理量联系起来, 而不对黏性影响比较严重的区域进行有效地计算, 因而并不能细致地评估壁面区的流动, 从而也会影响流-固边界层内的换热^[23]. 为此, 本文采用低雷诺数 $k-\epsilon$ 模型, 使数值模型能适应不同的雷诺数区域, 并结合流-固边界层热耦合条件, 分析流体内的流动状态及与固体之间的传热.

3 数值模拟与实验验证

3.1 温度与流场分布

根据图 1 所示的泵浦方式, 在泵浦光传输方向上, 泵浦光能量按吸收定律呈指数分布. 假设放大

器以 50 Hz 的重复频率运行, 泵浦强度和脉宽分别为 1.90 kW/cm^2 和 $240 \text{ }\mu\text{s}$, 此时激光介质中横向热沉积分布如图 2(a) 所示. 从图 2(a) 可知, 激光介质横向热沉积分布呈中心对称, $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 吸收放大自发辐射光线后产生的热量主要集中在边界中心部分而在四个角上较少, 且在边界处的平均热功率最大可达 $2.33 \times 10^7 \text{ W/m}^3$, 远大于 $\text{Nd}:\text{YAG}$ 中平均热功率 $1.08 \times 10^7 \text{ W/m}^3$. 假设冷却液在流道入口处初始温度为 $20 \text{ }^\circ\text{C}$, 入口总流量为 10 L/min , 出口参考静压为 0, 基于标准 $k-\epsilon$ 模型和低雷诺数 $k-\epsilon$ 模型计算所得的流道中心截面 ($x = 0$) 流速分布、激光介质及中心截面固液边界层中的温度分布, 如图 2(b)—(d) 所示. 从图 2(b) 可以看出: 由于导流板的水流匀化作用, 冷却液经过导流板后流速达到最大值, 然后立即降速混合均匀, 在流道末端, 导流板也可减少湍流区域; 然而,

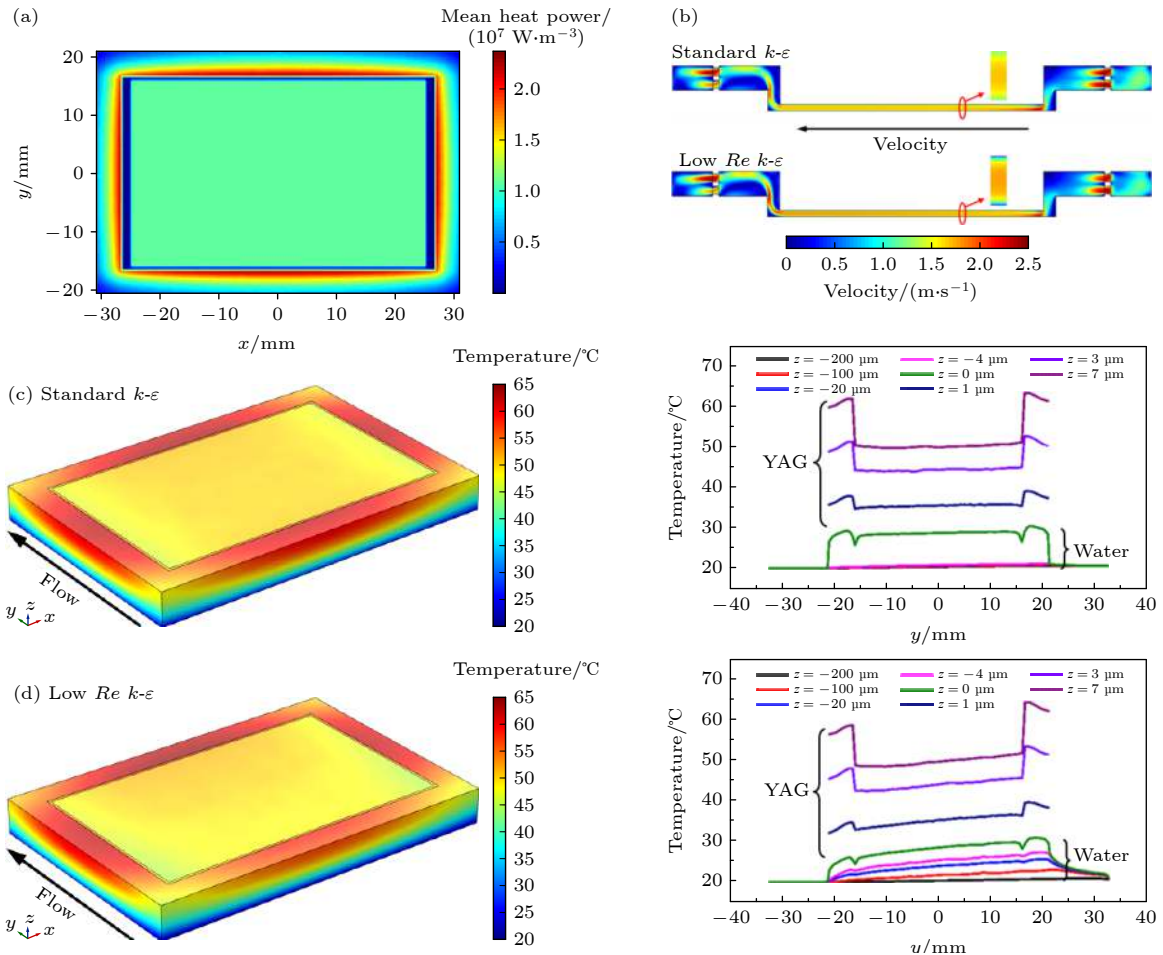


图 2 (a) 激光介质中横向热沉积分布; (b) 流道中心截面流速分布比较; (c) 标准 $k-\epsilon$ 模型和 (d) 低雷诺数 $k-\epsilon$ 模型中激光介质及固液边界层中的温度分布

Fig. 2. (a) Transverse heat density distribution in the laser medium. (b) Comparison of flow velocity distribution across the center of the cooling channel. Temperature profiles in the laser medium and the solid and liquid boundary layers obtained by (c) the standard $k-\epsilon$ model and (d) low Re $k-\epsilon$ model.

当冷却液进入激光介质背面转接口时, 流速变化较快, 为了消除其对介质冷却的影响, 设计中延长了介质与两端转接口之间的流道距离以便介质背面水流更加均匀. 对比标准 $k-\varepsilon$ 模型和低雷诺数 $k-\varepsilon$ 模型, 两种模型流道内的流速形貌基本一致, 然而介质背面固液边界层内标准 $k-\varepsilon$ 模型中流速相对更大, 界面处甚至达到 1.27 m/s, 这主要是由于标准 $k-\varepsilon$ 模型忽视了黏性作用对边界层的影响, 壁面函数法也无法像低雷诺数 $k-\varepsilon$ 模型那样细致地评估壁面区内的速度分布. 由图 2(c) 和图 2(d) 可知: 在两种模型中, 激光介质内的最大温升均位于介质表面包边与 Nd:YAG 边界处, 冷却液流经激光介质吸热后温度会逐渐升高, 从而导致介质内温度分布与热沉积分布不再一致, 沿水流方向不再对称; 然而由于边界层内的黏性作用, 在低雷诺数 $k-\varepsilon$ 模型中固液边界层及介质内的温升表现得更加明显, 标准 $k-\varepsilon$ 模型中由于边界层内的流速较大从而导致纵向热扩散很少, 水流中的纵向温升几乎不存在. 在低雷诺数 $k-\varepsilon$ 模型中, 与 Nd:YAG 相比包边内的产热更高且横向热传导明显, 因而 Nd:YAG 前表面的温度分布沿水流方向将稍微降低、然后逐渐升高, 其平均温度达到 49.62 °C, 温差约为 3.27 °C; 而在后表面, 由于水流换热更加显著, Nd:YAG 中的温度将随水温升高而一直升高; 当水流经激光介质时, 固液边界层内的温升主要发

生在 100 μm 范围内, 其中界面的温升主要来源于激光介质的传热, 最大温升可达 10.85 °C, 此后热扩散起主要作用, 温升降到 1.2 °C.

3.2 应力应变及波前分布

激光器运行时, 激光介质内的温度梯度将使介质在高温区域产生的热膨胀受到低温区域的制约, 形成不均匀的位移, 从而产生热应力. 根据上述研究, 将低雷诺数 $k-\varepsilon$ 模型获得的激光介质温度分布与固体力学进行耦合, 可得激光介质的热应力和形变分布, 如图 3 所示. 图 3(a)—(c) 分别为激光介质沿 x, y, z 方向的热应力分布, 可以看出, 由于包边内温度梯度较大且前表面形变被约束, 应力主要存在于包边内, 其中最大应力达到 361 MPa, 且沿 x, y 方向的应力分布与温度分布相似. 从图 3(d) 可以看出, 由于紫外固化胶的膨胀系数较大且弹性模量较小, 因而沿 z 方向的形变略大于激光介质, 最大达到 3.37 μm ; Nd:YAG 介质内沿 z 方向的形变中心区域较为均匀, 边缘梯度较大, Nd:YAG 介质内最大形变量位于后表面, 达到为 3.27 μm .

此外, 介质内的温度梯度也将导致光束通过放大器后光程差发生变化, 从而引起波前畸变. 对于激活镜放大器, 热致波前畸变主要来源于四方面: 1) 激光介质由于热膨胀产生的形变; 2) 热光效应导致介质折射率发生变化; 3) 热应力引起的弹光

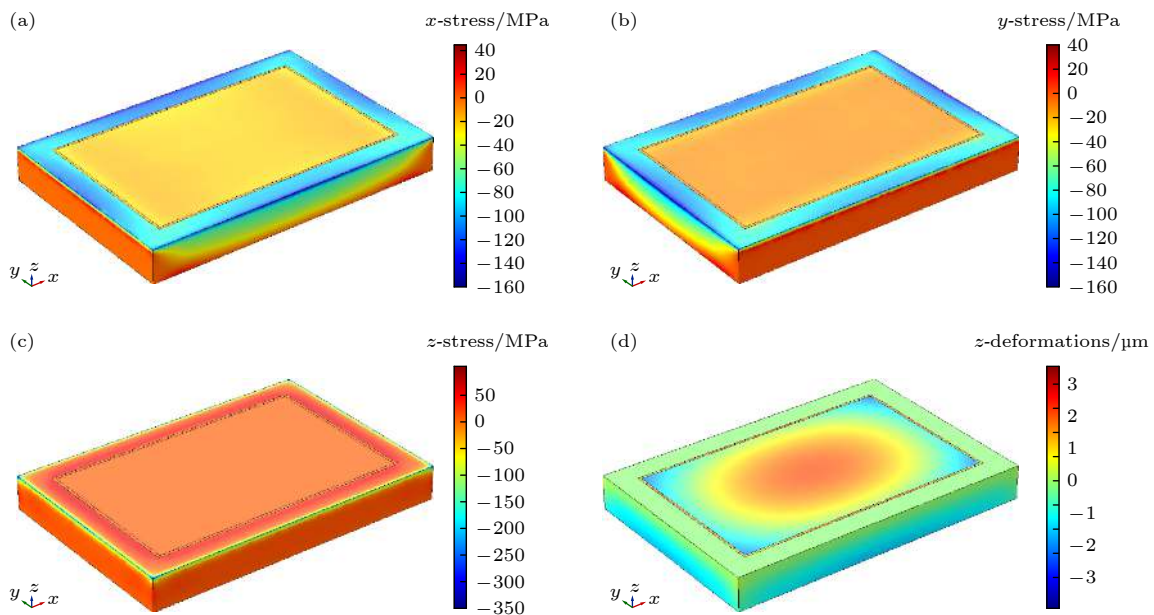


图 3 激光介质沿 (a) x 方向、(b) y 方向、(c) z 方向的应力分布; (d) 激光介质沿 z 方向的形变分布

Fig. 3. Thermal stress distributions in the laser medium along (a) x direction, (b) y direction, (c) z direction; (d) z -deformation of the laser medium.

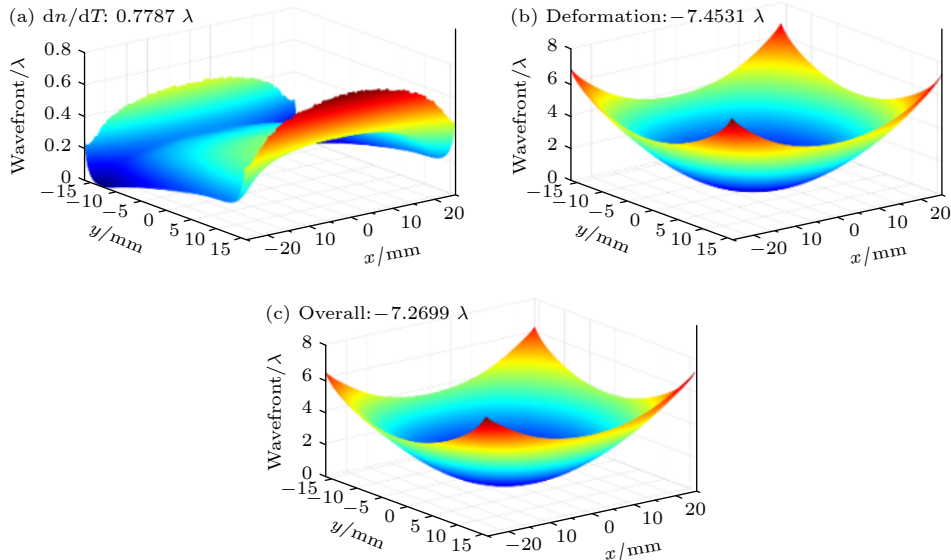


图 4 Nd:YAG 中热致波前畸变 ($\lambda = 1064 \text{ nm}$) (a) 热光效应引起的畸变; (b) 形变引起的畸变; (c) 总波前畸变

Fig. 4. Thermally induced wavefront distortions in the Nd:YAG slab: (a) Thermal-optical effect induced wavefront distortion; (b) the deformation induced wavefront distortion; (c) the overall wavefront distortion.

效应对折射率的影响; 4) 激发态反转粒子引起的电子作用对折射率的影响, 其中后两项的作用相对较小^[13]. 根据上述所得的温度、热应力和形变分布可得光束通过 Nd:YAG 介质后的热致波前畸变, 如图 4 所示. 从图 4 可知, 热光效应引起的波前畸变与温度分布基本一致, 波前 PV (peak-to-valley) 值为 0.78λ ; 形变引起的畸变与热光效应引起的畸变相反, 对总波前具有较大的影响, 且中心低、边缘高, 四周顶角热畸变较大, 约 7.45λ ; 由于热光效应对形变的补偿, Nd:YAG 中总波前畸变 PV 值降到 7.27λ , RMS (root mean square, RMS) 值约为 2.88λ .

3.3 流量对激光介质温度和波前分布的影响

在散热过程中, 激光介质表面的对流换热与流道的设计, 流体的物性参数以及受热条件等密切相关, 其中流体流量是影响换热的一个关键因素. 在上述研究的基础上, 基于低雷诺数 $k-\varepsilon$ 模型, 模拟分析了不同流量下激光介质的温度和波前分布. 假定冷却液在流道入口处总流量从 2.5 L/min 增加至 22.5 L/min (间隔为 2.5 L/min), 放大器的运行条件保持不变, 其计算结果如图 5 所示. 从图 5 可知, 随着流速增加, Nd:YAG 前表面的平均温度和温差都将逐渐降低, 但增益介质中最高温度点始终保持不变, 且当流量超过 12.5 L/min 后, 温度变化

逐渐平缓, 温度分布总体形貌基本一致; 同时, 由于温度梯度降低, 波前畸变也相应减少, 其 PV 值由 7.92λ 降低到 7.13λ , 最后趋于稳定.

3.4 泵浦参数对激光介质温度和波前分布的影响

在放大器运行过程中, 泵浦参数, 如泵浦光强度和重复频率等, 将直接影响介质中的热负载, 从而影响放大器的热效应. 假定放大器以 50 Hz 重频运行, 泵浦脉宽为 $240 \mu\text{s}$, 将泵浦电流从 100 A 增加到 390 A , 相应的泵浦强度从 0.63 kW/cm^2 递增至 2.95 kW/cm^2 , 流量为 10 L/min , 则泵浦强度对 Nd:YAG 温度和波前的影响如图 6(a) 和图 6(c) 所示. 随着泵浦强度的增加, Nd:YAG 介质前表面平均温度和温差、波前 PV 和 RMS 值均线性增加, 当泵浦强度达到 2.95 kW/cm^2 时, 平均温度和温差分别达到 $67.89 \text{ }^\circ\text{C}$ 和 $3.54 \text{ }^\circ\text{C}$, 波前 PV 和 RMS 值分别为 12.17λ 和 4.80λ . 此外, 假定放大器泵浦强度和脉宽分别为 1.90 kW/cm^2 和 $240 \mu\text{s}$, 流量保持不变, 改变放大器的运行频率, 则激光介质的温度变化和波前分布如图 6(b) 和图 6(d) 所示. 随着运行频率从 10 Hz 增加到 60 Hz , 增益介质前表面的平均温度和温差、波前 PV 和 RMS 值也近似线性增加, 当重复频率低于 35 Hz 时, Nd:YAG 前表面平均温度和温差分别在 $41 \text{ }^\circ\text{C}$ 和 $1.5 \text{ }^\circ\text{C}$ 以内, 波前 PV 和 RMS 值分别在 4.93λ 和 1.95λ 以内.

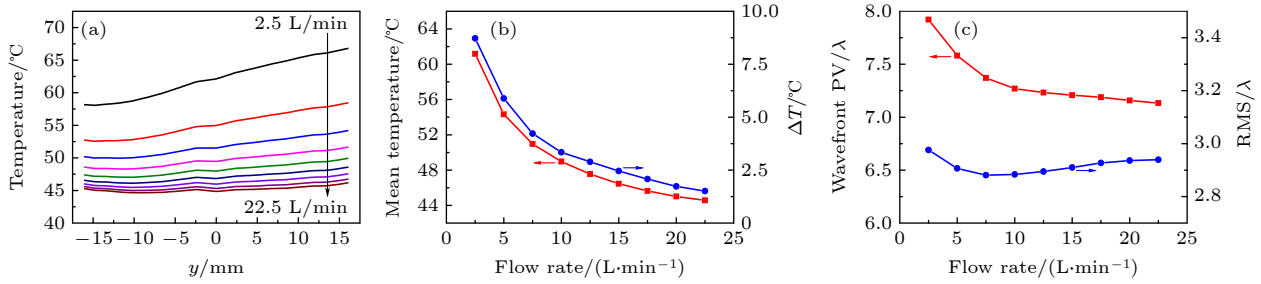


图5 流量对Nd:YAG前表面温度分布和介质波前的影响 (a) 中心截面 ($x = 0$) 处温度分布曲线; (b) 平均温度和沿水流温差分布; (c) 波前分布

Fig. 5. Temperature field distributions and wavefront distortions of gain medium at different flow rates: (a) Temperature profiles across the center of gain medium; (b) mean temperature and temperature difference distributions; (c) wavefront distortions.

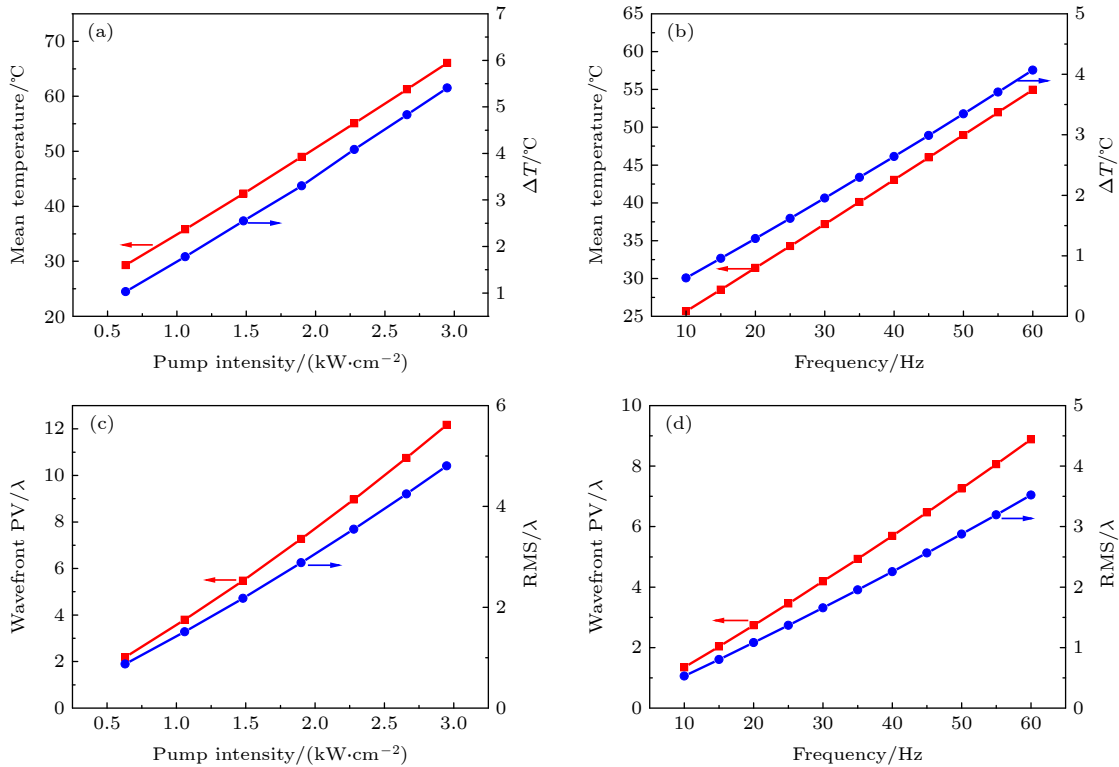


图6 Nd:YAG前表面平均温度、温差及介质波前随 (a), (c) 泵浦功率和 (b), (d) 重复频率的变化

Fig. 6. Average temperature and temperature difference on the front surface of Nd:YAG and the wavefront distortions of the gain medium at different (a), (c) pump intensities and (b), (d) repetition rates.

3.5 实验验证

为了验证理论分析模型, 采用红外热像仪对Nd:YAG激活镜放大器的表面温度分布进行了测量, 并与低雷诺数 $k-\epsilon$ 模型的分析结果进行比较. 放大器运行时, 二极管泵浦电流为 250 A, 泵浦脉宽为 240 μs , 相应的泵浦强度为 1.9 kW/cm^2 , 通过观察前表面的荧光分布来保证泵浦沉积的对称性, 同时为了避免种子激光对测量结果的影响, 测量时放大器没有通光. 放大器在 50 Hz 重复频率下运行时, Nd:YAG 介质前表面实验测得的温度分

布与数值模拟结果整体形貌基本符合; 但实验测得的最高温度点位于顶端右侧, 这主要是由于压缩整形后泵浦源左右不对称或二极管阵列巴条的泵浦强度不一致所致, 如图 7 所示. 此外, 调节泵浦源的重复频率, 测量了放大器 10—60 Hz 运行下 Nd:YAG 前表面的温度分布, 其最高温度点处沿水流方向的温度分布曲线, 前表面的平均温度和温差, 如图 8 所示. 从图 8 可知: 随着热负载的增加, Nd:YAG 前表面的温度逐渐升高, 且最高温度点位置保持不变; 对于 Nd:YAG 前表面的平均温

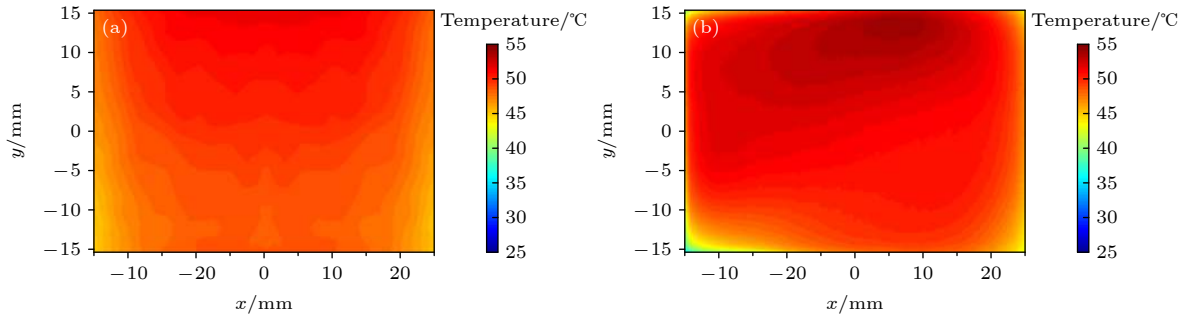


图 7 50 Hz 重复频率下 Nd:YAG 前表面的温度分布 (a) 数值模拟值; (b) 实验测量值

Fig. 7. Temperature field distributions on the front surface of Nd:YAG operating at the repetition rate of 50 Hz: (a) Numerical simulation results; (b) experimental results.

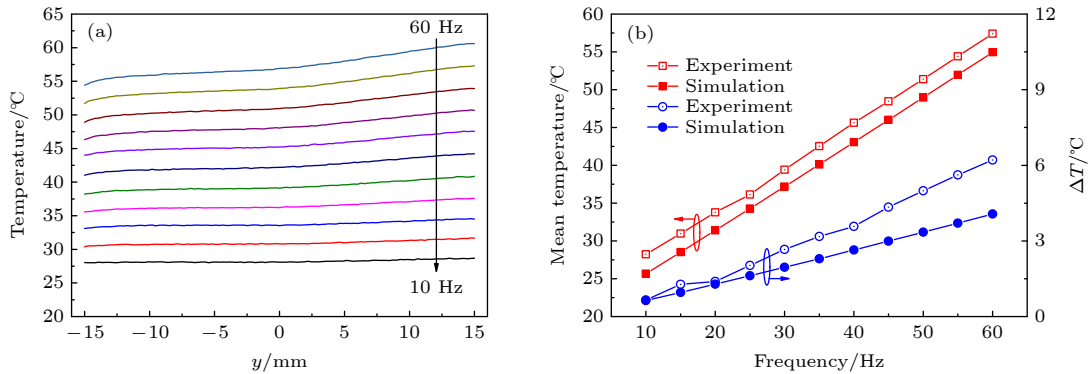


图 8 (a) 实验测量的 Nd:YAG 最高温度点处沿水流方向的温度分布曲线; (b) Nd:YAG 前表面平均温度和温差的理论与实验对比
Fig. 8. (a) Measured longitudinal temperature profiles through the peak temperature of Nd:YAG; (b) theoretical and experimental comparison of the average temperature and temperature difference on the front surface of Nd:YAG.

度, 实验测量和数值模拟的结果基本符合, 且两者之间的差异与频率无关; 当频率小于 25 Hz 时, 实验测量与数值模拟的温差基本一致, 此后随频率的增加, 两者之间的差异逐渐变大, 这主要是由于数值模型忽略了 Nd:YAG 背面介质膜层的热阻和不锈钢支撑件的热传导所致。

4 结 论

本文对高重频大能量背面水冷 Nd:YAG 激活镜放大器的温度分布特性进行了数值模拟与实验研究. 建立了背面水冷激活镜放大器流-固共轭传热多物理场耦合分析模型, 考虑到固液边界层内的黏性作用, 相比标准 $k-\epsilon$ 湍流模型, 低雷诺数 $k-\epsilon$ 湍流模型对壁面的处理更加细致, 可较精确地模拟固液边界层内的流动状态及介质的温度分布. 在 1.9 kW/cm^2 和 $240 \text{ }\mu\text{s}$ 的泵浦条件下, 放大器以 50 Hz 运行时, 固液边界层中冷却液的热扩散主要发生在 $100 \text{ }\mu\text{m}$ 范围内, 其中界面的最大温升可达 $10.85 \text{ }^\circ\text{C}$, Nd:YAG 前表面的平均温度为

$49.62 \text{ }^\circ\text{C}$, 沿水流方向的最大温差为 $3.27 \text{ }^\circ\text{C}$, 波前 PV 和 RMS 值分别为 7.27λ 和 2.88λ . 由于冷却过程中, 冷却液吸热后温度逐渐升高从而导致介质温度分布与热沉积分布不再一致, 沿水流方向也逐渐升高; 且 Nd:YAG 前表面的平均温度和温差、介质波前 PV 和 RMS 值随冷却液流量非线性变化, 而随泵浦参数线性变化. 实验测量的 Nd:YAG 前表面平均温度与数值模拟结果基本符合, 而随着频率增加, 实验测量与数值模拟的温差具有一定的差异, 这主要是由于数值模型忽略了 Nd:YAG 背面介质膜层的热阻和不锈钢支撑件的热传导所致, 所得结果对高重频大能量水冷 Nd:YAG 激活镜放大器的优化设计和稳定运行具有一定的指导意义. 对水冷 Nd:YAG 激活镜放大器的波前畸变进行实验研究及补偿将是下一步工作的重点。

参考文献

[1] Chanteloup J C, Albach D 2011 *IEEE Photonics J.* 3 245
[2] Erlandson A C, Aceves S M, Bayramian A J, Bullington A L, Beach R J 2011 *Opt. Mater. Express* 1 1341

- [3] Zheng J G, Jiang X Y, Yan X W, Zhang J, Wang Z G 2014 *High Power Laser Sci.* **2** 1
- [4] Liu J, Li L, Shi X C, Chen R F, Wang J L, Chen W B 2018 *Chin. Opt. Lett.* **16** 121402
- [5] Bayramian A, Armstrong P, Ault E, Beach R, Bibeau C, Caird J 2007 *Fusion Sci. Technol.* **52** 383
- [6] Mason P, Divoky M, Ertel K, Pilar J, Butcher T, Hanus M 2017 *Optica* **4** 438
- [7] Goncalves T, Albach D, Vincent B, Arzakantsyan M, Chanteloup J C 2013 *Opt. Express* **21** 855
- [8] Liu T, Sui Z, Chen L, Li Z, Liu Q, Gong M, Fu X 2017 *Opt. Express* **25** 21981
- [9] Jiang X, Wang Z, Yan X, Xue Q, Dai W, Wu W, Yao K 2019 *Proc. SPIE* **11333** 113330M
- [10] Vanda J, Muresan M G, Bilek V, Sebek M, Hanus M 2017 *Proc. SPIE* **10447** 104471A
- [11] Rostohar D, Koerner J, Boedefeld R, Lucianetti A, Mocek T 2017 *IEEE 3rd International Forum on Research and Technologies for Society and Industry (RTSI)* Modena, Italy, September 11–13, 2017 p17256709
- [12] Sawicka M, Divoky M, Slezak O, Vido M D, Lucianetti A, Mocek T 2019 *IEEE J. Quantum Electron.* **55** 1
- [13] Chi H, Baumgarten C M, Jankowska E, Dehne K A, Murray G, Meadows A R, Berrill M, Reagan B A, Rocca J J 2019 *J. Opt. Soc. Am. B* **36** 1084
- [14] Cini L, Mackenzie J I 2017 *Appl. Phys. B* **123** 273
- [15] Dindarlu M H, Tehrani M K, Saghaififar H, Maleki A 2016 *Laser Phys.* **26** 055001
- [16] Huang W F, Li X C, Wang J F, Lu X H, Zhang Y Q, Fan W, Lin Z Q 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 087801 (in Chinese) [黄文发, 李学春, 王江峰, 卢兴华, 张玉奇, 范薇, 林尊琪 2015 物理学报 **64** 087801]
- [17] Shen Y, Bo Y, Zong N, Guo Y D, Peng Q J, Li J, Pan Y B, Zhang J Y, Cui D F, Xu Z Y 2015 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **21** 1602408
- [18] Li C, Feng G Y, Yang H M 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 054204 (in Chinese) [李策, 冯国英, 杨火木 2016 物理学报 **65** 054204]
- [19] Mason P D, Fitton M, Lintern A, Banerjee S, Ertel K 2015 *Appl. Opt.* **54** 4227
- [20] Li P L, Fu X, Liu Q, Gong M L 2013 *J. Opt. Soc. Am. B* **30** 2161
- [21] Wang J R, Min J C, Song Y Z 2006 *Appl. Therm. Eng.* **26** 549
- [22] Yang H M, Feng G Y, Wei Y T, Mu J, Wang S T, Wang S P, Tang C, Zhou S H 2013 *Chin. J. Las.* **40** 0902004 (in Chinese) [杨火木, 冯国英, 魏泳涛, 母健, 王树同, 王绍朋, 唐淳, 周寿桓 2013 中国激光 **40** 0902004]
- [23] Wang F J 2004 *Computational Fluid Dynamics Analysis: Principle and Application of CFD Software* (Beijing: Tsinghua University Press) pp126–131 (in Chinese) [王福军 2004 计算流体动力学分析: CFD软件原理与应用 (北京: 清华大学出版社) 第126–131页]
- [24] Fan T Y 1993 *IEEE J. Quantum Electron.* **29** 1457
- [25] Yan X W, Yu H W, Cao D X, Li M Z, Jiang D B 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4230 (in Chinese) [严雄伟, 於海武, 曹丁象, 李明中, 蒋东宾 2009 物理学报 **58** 4230]
- [26] Aggarwal R L, Ripin D J, Ochoa J R, Fan T Y 2005 *J. Appl. Phys.* **98** 103514

Temperature characteristics of high repetition rate water-cooled Nd:YAG active mirror amplifier*

Xiao Kai-Bo¹⁾²⁾ Zheng Jian-Gang¹⁾²⁾³⁾ Jiang Xin-Ying^{1)2)†}
Jiang Xue-Jun¹⁾ Wu Wen-Long¹⁾ Yan Xiong-Wei¹⁾²⁾
Wang Zhen-Guo¹⁾²⁾ Zheng Wan-Guo¹⁾²⁾³⁾

1) (*Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*)

2) (*Key Laboratory of Science and Technology on High Energy Laser, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*)

3) (*Collaborative Innovation Center of IFSA, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China*)

(Received 1 July 2020; revised manuscript received 7 September 2020)

Abstract

In order to deal with the thermal management problem of high-energy high-repetition rate laser amplifiers, the efficient heat removal in water-cooled Nd:YAG active mirror amplifiers is investigated in detail through numerical modeling and experimental analysis. According to the low Reynolds number $k-\varepsilon$ turbulence model, a full fluid-solid conjugate heat transfer model is established to give a comprehensive model of flow and thermal characteristics in three dimensions. The thermal distributions obtained from the model are then used to calculate all mechanical stresses in the laser medium and thermally-induced wavefront distortions. In comparison with the standard $k-\varepsilon$ turbulence model, the influences of the near-wall treatments of the above model on the process of fluid flow, convection diffusion and heat conduction, and temperature distributions are analyzed. Meanwhile, the effects of coolant flow rate and pump parameter on the flow field characteristics, temperature and wavefront distributions of the YAG disk are also studied. Numerical simulation results reveal that the temperature distribution of the laser medium is closely related to the viscous effect in the solid-liquid boundary layer. Although the heat deposition distribution of the laser medium is symmetrical, the temperature profile is asymmetrical as a result of the increasing water temperature along the water flow. The maximum temperature rise of the disk is at the outlet end, and the position remains almost unchanged. The front-surface temperature distributions and wavefront profiles of Nd:YAG vary nonlinearly with the coolant flow rates, but linearly with the pump parameter. Model predictions show that when the laser amplifier operates at a repetition rate of 50 Hz, the thermal diffusion of the coolant mainly occurs in a range of 100 μm , and the maximum temperature difference of the coolant reaches up to 10.85 $^{\circ}\text{C}$. Correspondingly, the maximum temperature variation over the front-surface active region is less than 4 $^{\circ}\text{C}$, with an average temperature of 49.62 $^{\circ}\text{C}$, which leads to a total peak-to-valley wave front distortion of 7.27 λ . The experimentally measured temperature distributions are in reasonable agreement with numerical simulations. The research results are beneficial to designing and optimizing the high-energy, high-repetition rate water-cooled Nd:YAG active mirror amplifiers.

Keywords: active mirror amplifier, low Reynolds number $k-\varepsilon$ model, fluid-solid conjugate heat transfer, temperature distribution

PACS: 42.55.Rz, 42.60.By, 78.20.Bh, 44.20.+b

DOI: 10.7498/aps.70.20201042

* Project supported by the Key Laboratory of Science and Technology on High Energy Laser, CAEP (Grant No. 2020HEL05-2).

† Corresponding author. E-mail: noveltymm@126.com