

# 激光二极管阵列端面抽运复合棒状激光器 热效应的有限元法分析

刘全喜<sup>†</sup> 钟 鸣

(西南技术物理研究所, 成都 610041)

(2009 年 12 月 4 日收到; 2010 年 5 月 26 日收到修改稿)

建立了激光二极管阵列(LDA)端面抽运棒状激光介质的数值模型. 考虑到介质与空气的对流换热和介质的热力学参数随温度的变化, 根据经典热传导方程和热弹性方程, 运用有限元法得出了复合棒状介质和未复合棒状介质内瞬态温度、热应力和应变的时空分布, 分析了温度、热应力和应变随抽运功率、换热系数和时间的变化规律. 结果表明, 复合棒的最高温度、最大张应力和最大轴向应变的位置与未复合棒不同, 并且数值分别为未复合棒的 73%, 60% 和 33%. 由此可知, 利用复合棒可极大地减小热效应的影响. 理论分析结果可为 LDA 抽运固体激光器的结构优化设计和实验研究提供理论参考.

**关键词:** 复合棒状激光器, 激光二极管阵列端面抽运, 有限元法, 热效应

**PACC:** 4255B, 4255R, 4260

## 1. 引 言

激光二极管阵列(LDA)端面抽运固体激光器具有效率高、频率稳定、谱线窄、寿命长、横模选择能力强、抽运面积大、可制成小体积全固化器件等优点, 已成为研究的热点之一. 当高功率端面抽运激光晶体时, LDA 端面抽运固体激光器会产生端面形变、热应力双折射和热透镜等热效应, 严重影响激光器的输出功率、稳定性、光-光转换效率和光束质量等<sup>[1-4]</sup>. 如何降低晶体介质中的温度梯度及改善其热效应已成为激光器研究的重要内容. 将不掺杂晶体与同基质掺杂晶体利用热键合技术键合在一起, 形成复合晶体, 可有效地改善晶体的温度梯度, 减小由端面变形引起的热透镜等热效应, 有利于激光器稳定及高功率的输出<sup>[5,6]</sup>. 因此, 研究端面抽运复合晶体激光器的热效应具有重要的意义.

2003 年, 郑义等<sup>[3]</sup>研究了激光二极管(LD)端面抽运截面为正方形的激光介质的温度分布. 2007 年, 宋小鹿等<sup>[4]</sup>对脉冲 LD 端面抽运全固态激光器的温度分布做了研究. 2007 年, 李明真等<sup>[6]</sup>对 LD 端面抽运截面为正方形的 Nd:YVO<sub>4</sub>/YVO<sub>4</sub> 复合晶体的温度和热焦距进行了研究. 目前有关热效应的研

究多数只是给出晶体内的温度分布, 且模型简单. 本文建立了 LDA 端面抽运复合棒状激光晶体的三维数值模型, 考虑到晶体介质热力学参数随温度的变化和介质与空气的对流换热, 以热传导方程和热弹性方程为基础, 采用有限元分析方法对复合棒状晶体和未复合棒状晶体中的瞬态温度、热应力和应变进行了详细的模拟计算和比较, 并分析了换热系数、抽运功率等参数对温度、热应力和应变的影响规律. 计算结果可以为 LDA 抽运固体激光器设计提供参考.

## 2. 理论模型

### 2.1. 端面抽运复合棒状激光器的抽运结构

图 1 为端面抽运复合棒状激光器的结构示意图. LDA 发出的抽运光经光束整形耦合系统后, 先进入没有掺杂的棒状激光晶体, 再进入掺杂的激光晶体. 晶体介质外表面置于水冷装置中散热, 前后表面和空气对流散热.

### 2.2. 温度场分析

激光晶体中的温度分布不仅与晶体的热物性

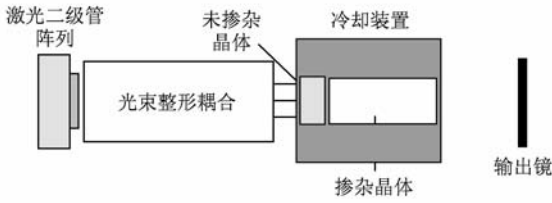


图1 端面抽运复合棒状激光器结构示意图

参量、几何结构有关,还与外部环境条件有关,并且还会随时间发生变化.由于对称性,只需分析轴向截面的一半,如图2所示.

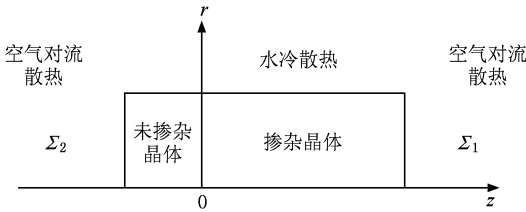


图2 数值分析模型

在柱面坐标系中,热传导方程可描述为<sup>[2,7-9]</sup>

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} - k(T) \left[ \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] = q. \quad (1)$$

初始条件和边界条件分别为

$$\begin{aligned} T|_{t=0} &= T_0, \\ -k(T) \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{\Sigma_1, \Sigma_2} &= h_1(T - T_a), \\ -k(T) \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R} &= h_2(T - T_c). \end{aligned} \quad (2)$$

这里  $T$  为温度,  $t$  为时间,  $k(T)$  为材料热导率,  $\rho$  为密度,  $c_p$  为质量定压热容,  $T_0$  为初始温度,  $\Sigma_1$  和  $\Sigma_2$  分别为介质的前表面和后表面,  $T_a$  为外界空气的温度,  $h_1$  为介质和空气的对流换热系数,  $T_c$  为冷却剂的温度,  $h_2$  为介质和冷却装置的对流换热系数,  $R$  为激光晶体介质的半径,  $q$  为内热源强度. 未掺杂晶体不吸收抽运光能量,内热源强度为零.

LDA 发出的抽运光经光束整形耦合系统进入介质内的光场分布可近似用高斯分布表示,其归一化分布函数为<sup>[3,4]</sup>

$$\begin{aligned} I(r, z) &= \frac{2P\eta}{\pi w(z)^2 [1 - \exp(-\alpha l)]} \\ &\times \exp \left[ -2 \left( \frac{r^2}{w(z)^2} \right) - \alpha z \right]. \end{aligned} \quad (3)$$

聚焦后的光斑半径可表示为

$$w(z) = w_0 + \theta |z - z_0|. \quad (4)$$

内热源强度  $q$  可表示为

$$q = \gamma \alpha I(r, z). \quad (5)$$

这里  $P$  为 LDA 发出的抽运光总功率,  $\eta$  为耦合效率,  $\alpha$  为介质的吸收系数,  $l$  为介质长度,  $w_0$  为束腰半径,  $\theta$  为发散角,  $z_0$  为束腰位置,  $\gamma$  为由荧光量子效应和内损耗决定的热转换系数,表示吸收的抽运光中转化为热能的份额.

运用有限元法,将空间域离散为有限多个单元体,单元体内的温度可近似用结点温度插值得到,利用 Galerkin 方法选择权函数,时间域上采用后差分格式可得介质内的温度分布.

### 2.3. 热应力、应变分析

介质内温度场发生非均匀变化,必然产生热应变和热应力,热弹性方程可描述为<sup>[7-9]</sup>

$$\nabla^2 u_r - \frac{u_r}{r^2} + \frac{1}{1-2\nu} \frac{\partial e}{\partial r} - \frac{2(1+\nu)}{1-2\nu} \alpha_T \frac{\partial T}{\partial r} = 0, \quad (6)$$

$$\nabla^2 u_z + \frac{1}{1-2\nu} \frac{\partial e}{\partial z} - \frac{2(1+\nu)}{1-2\nu} \alpha_T \frac{\partial T}{\partial z} = 0, \quad (7)$$

式中  $u_r, u_z$  分别是  $(r, z)$  点的位移在  $r, z$  方向上的分量,  $\nu$  为材料的泊松比,  $e$  为体应变,  $\alpha_T$  为材料的热膨胀系数.

取自由边界条件,对包括边界条件在内的全部求解域进行有限元离散,根据位移、应变、应力之间的弹性力学关系,由位能原理的泛函表达式得出确定结点位移的矩阵方程,在介质内温度场分布已知的条件下,即可用有限元法求得介质内的热应力和应变.

### 3. 模拟计算结果

运用上述理论分析,对 LDA 端面抽运复合棒状介质 YAG/Nd:YAG 晶体的温度、热应力和应变分布进行了数值模拟,并和未复合棒 Nd:YAG 做了对比.复合介质的尺寸为  $\phi 9.6 \text{ mm} \times 24 \text{ mm}$ ,未掺杂晶体长度为  $4 \text{ mm}$ ,掺杂晶体长度为  $20 \text{ mm}$ ,未复合介质的尺寸为  $\phi 9.6 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$ ,掺杂晶体的吸收系数  $\alpha = 0.131 \text{ mm}^{-1}$ ,  $\eta = 80\%$ ,  $\gamma = 32\%$ .设冷却水温度、介质的初始温度和室内空气温度均为  $293 \text{ K}$ ,换热系数  $h_1$  和  $h_2$  分别为  $0.00005$  和  $0.01 \text{ W/mm}^2\text{K}$ ,LDA 发出的连续抽运光总功率为  $300 \text{ W}$ ,  $w_0 = 2.4 \text{ mm}$ ,  $\theta = 0.1 \text{ rad}$ ,  $z_0 = 0$ ,抽运冷却同时进行,连续抽运时间为  $6 \text{ s}$ ,抽运结束后再继续冷却  $4 \text{ s}$ .表 1 给出了晶体的部分热力学参数<sup>[10,11]</sup>,  $E$  为杨氏模量,热

导率和热膨胀系数随温度的变化比较明显, 分别为<sup>[11]</sup> $k(T) = 1.9 \times 10^8 [\ln(5.33 \times T)^{-7.14}] - 33100/T \text{ W/m} \cdot \text{K}$  和  $\alpha_T = 3.3 \times 10^{-8} T - 1.78 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ .

表1 Nd:YAG 晶体的部分热力学参数

$\rho/\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$	$c_p/\text{J} \cdot \text{g}^{-1} \text{K}^{-1}$	$E/\text{GPa}$	$\nu$
4.56	0.59	300	0.3

### 3.1. 温度场分布模拟

图3为 $t=6 \text{ s}$ 时刻复合棒和未复合棒轴向截面内温度场的三维分布. 由图3可以看出, 复合棒介质最高温度出现在复合面( $z=0$ )中心点后侧附近的掺杂晶体内, 并不在复合面的中心, 温度从最高点

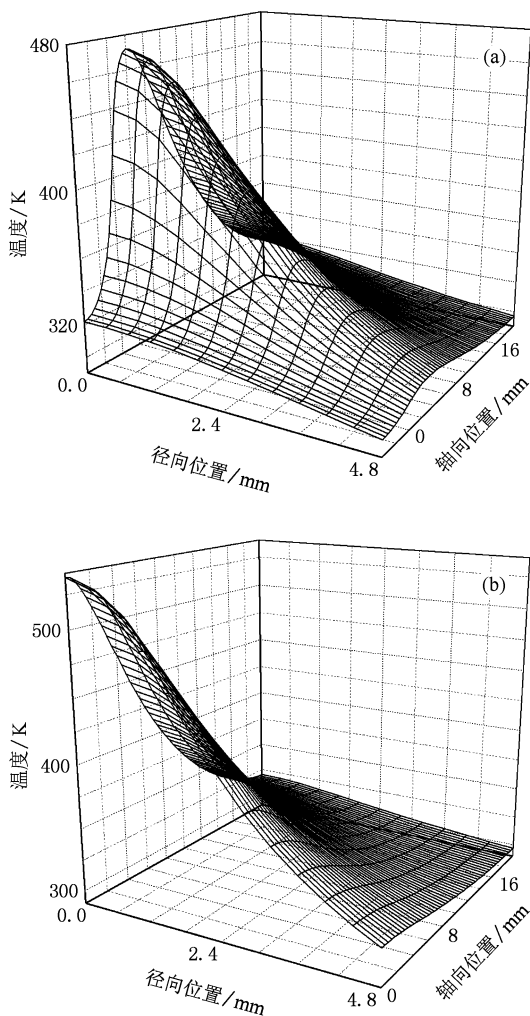


图3  $t=6 \text{ s}$ 时刻轴向截面内温度场的三维分布 (a)复合棒, (b)未复合棒

向四周降低. 这是因为未掺杂的晶体没有热负载, 增加了散热的效果, 故复合面中心点不是最高温度点. 未复合棒前表面中心的温度最高, 沿径向、轴向逐渐降低, 前端面光斑外侧附近温度梯度较大. 复合棒的最高温度是未复合棒最高温度的73%, 温度降低明显.

图4为抽运功率分别为150和300 W时复合棒最高温度随时间的变化关系. 由图4可以看出: 最高温度随抽运时间增加很快, 而后增加速率越来越小, 逐渐达到稳态; 抽运结束后, 温度快速减小直至恢复到初始温度附近; 抽运功率越高, 最后的稳态温度越高, 达到稳定所需的上升时间(定义为温度增加到最高温度的98%时所需要时间)也略大一些, 但相差不大, 即上升时间随抽运功率的变化不太明显, 热恢复时间随抽运功率的变化也不太明显; 稳态的最大温升不随抽运功率的增加而线性增加, 抽运功率为300 W时的稳态最大温升为抽运功率为150 W时的2.1倍, 这是由于材料的热导率随温度的增加而减小所致.

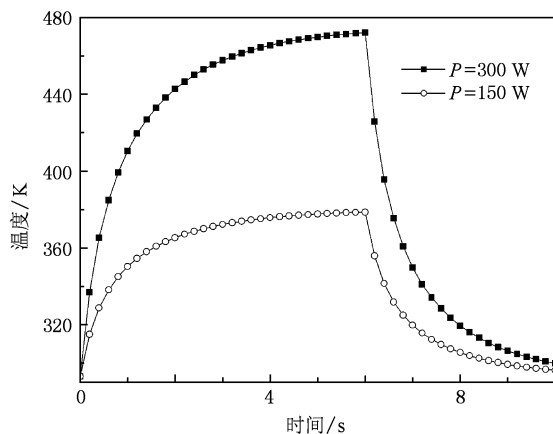


图4 抽运功率分别为150和300 W时最高温度随时间的变化

图5为换热系数 $h_2$ 分别为0.01, 0.02和0.03  $\text{W}/\text{mm}^2 \text{K}$ 时复合棒最高温度随时间的变化关系. 由图5可以看出, 换热系数 $h_2$ 越大, 达到稳态的时间就越短, 上升时间越小, 稳态温度越低, 抽运结束后温度下降也快, 热恢复时间也短; 随着换热系数的增加, 稳态温度、上升时间和恢复时间的变化逐渐减小. 因此, 存在一个最佳的有效换热系数, 当换热系数 $h_2$ 大于最佳有效换热系数后冷却效果改善不明显. 换热系数 $h_2$ 的取值与冷却水的流速、体积等参量有关, 具体数值需通过测量获得.

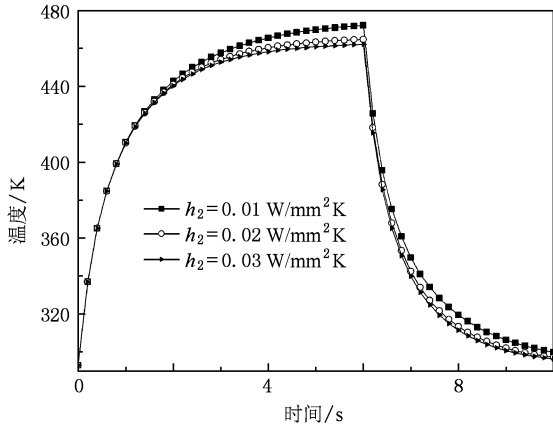


图5 换热系数  $h_2$  分别为 0.01, 0.02 和 0.03  $W/mm^2 K$  时最高温度随时间的变化

### 3.2. 热应力分布模拟

图6为  $t=6\text{ s}$  时刻复合棒和未复合棒轴向截面内环向应力的三维分布. 由图6可以看出: 复合面中心为压应力, 沿径向逐渐变为张应力, 复合棒的最大压应力位置和最高温度位置一样, 都在复合面中心点的后方, 最大张应力在复合面后侧掺杂晶体外边缘处. 一般材料的抗压强度均远大于其抗拉强度, 所以若是应力损伤, 则应是张应力的拉伸破裂. Nd: YAG的抗张强度为<sup>[10]</sup> 180—210 MPa, 此时复合棒的最大环向张应力为 170 MPa, 已经接近最大抗张强度的下限 (180 MPa). 未复合棒前表面环向应力为张应力, 沿径向先增大后减小, 在光斑外侧附近达到最大值, 这样会使前表面膨胀向外凸起, 产生热透镜效应, 环向应力在前表面中心沿轴向由张应力快速地变为压应力, 达到最大压应力后再逐渐减小, 最大压应力位置在前表面中心点后方. 此时未复合棒的最大环向张应力为 284 MPa, 已经远远超过最大抗张强度的上限 (210 MPa). 复合棒的最大张应力是未复合棒的 60%, 热应力的改善效果比温度要明显.

图7为抽运功率分别为 150 和 300 W 时复合棒的最大环向张应力随时间的变化. 由图7可以看出, 对于复合棒, 抽运功率越大, 稳态的环向应力就越大, 上升时间和热恢复时间随抽运功率的提高稍有增加但不明显, 抽运功率为 300 W 时的稳态最大环向张应力为抽运功率为 150 W 时的 2.3 倍. 这是由于材料的热导率随温度的增加而减小和热胀系数随温度的增加而增大所致.

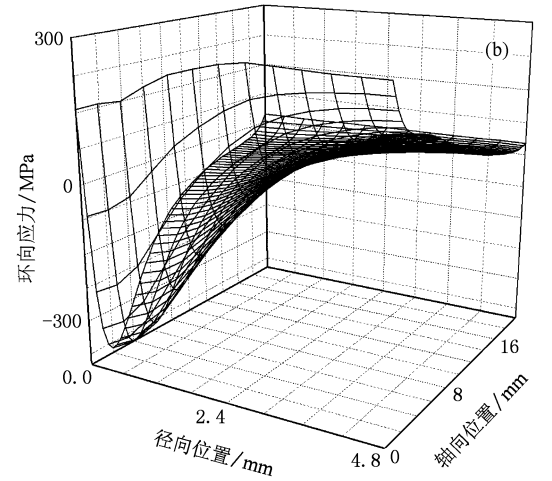
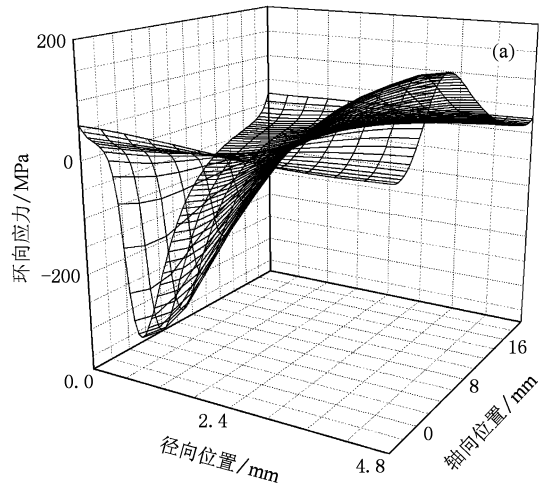


图6  $t=6\text{ s}$  时刻轴向截面内环向应力的三维分布 (a) 复合棒, (b) 未复合棒

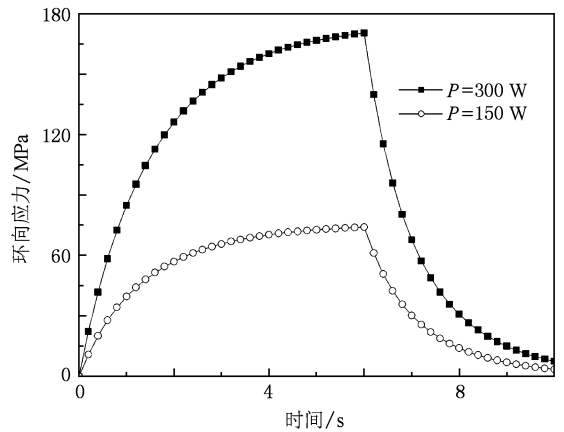


图7 抽运功率分别为 150 和 300 W 时最大环向张应力随时间的变化

图8为换热系数  $h_2$  分别为 0.01, 0.02 和 0.03

$W/mm^2K$  时复合棒最大环向张应力随时间的变化关系. 由图 8 可以看出, 换热系数越大, 稳态的最大环向应力就越小, 上升时间和恢复时间也越小, 这与换热系数对温度的影响相同. 复合棒随着换热系数的增加也存在一个最佳的有效换热系数, 大于最佳有效换热系数后应力变化不明显, 所以不能靠换热系数的改变来消除热应力的影响.

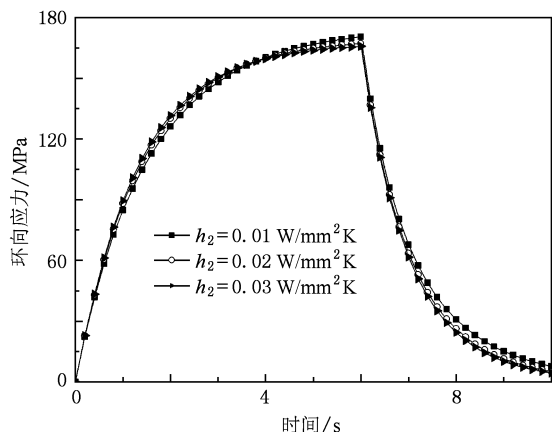


图 8 换热系数  $h_2$  分别为 0.01, 0.02 和 0.03  $W/mm^2K$  时最大环向张应力随时间的变化

图 9 为  $t=6$  s 时刻复合面径向应力、环向应力和轴向应力的径向分布. 由图 9 可以看出: 在中心处径向应力、环向应力和轴向应力均为压应力. 这是由于未掺杂晶体阻止了掺杂的抽运面在  $z$  轴上的扩展, 这样表面应变就小. 径向应力沿径向逐渐减小到零, 环向应力和轴向应力沿径向逐渐变为张应力, 在边缘达到最大. 所以, 若是应力损伤, 则应是边缘处的环向张应力和轴向应力引起的拉伸破裂.

### 3.3. 应变分布模拟

图 10 为  $t=6$  s 时刻复合面径向应变、环向应变和轴向应变的径向分布. 由图 10 可以看出, 复合面中心处应变较大, 沿径向逐渐减小, 中心和边缘的应变差值为径向应变最大, 轴向应变最小.

图 11 为  $t=6$  s 时刻复合棒和未复合棒轴向截面内轴向应变的三维分布. 由图 11 可以看出: 复合棒中最大轴向应变的位置和最高温度的位置相同, 不在复合面的中心, 应变从最高点向四周降低, 沿径向先减小到外侧附近后又缓慢增加. 未复合棒最大轴向应变点也是最高温度点, 在前表面中心, 应变值由最大沿径向和轴向逐渐降低. 复合棒的最大

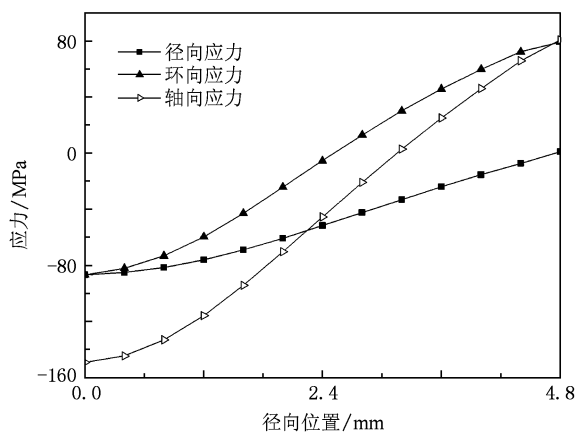


图 9  $t=6$  s 时刻复合面应力的径向分布

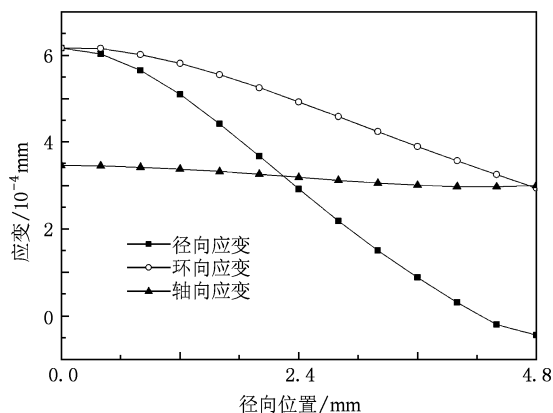


图 10  $t=6$  s 时刻复合面应变的径向分布

轴向应变是未复合棒的 33%, 相对于温度和应力, 最大轴向应变降低最明显, 这样就大大减小了热透镜效应的影响.

图 12 为抽运功率分别为 150 和 300 W 时复合棒最大轴向应变随时间的变化关系. 由图 12 可以看出, 最大轴向应变随抽运功率的变化和温度随抽运功率的变化一样. 图 12 中抽运功率为 300 W 时的稳态最大轴向应变为抽运功率为 150 W 时的 2.34 倍.

图 13 为换热系数  $h_2$  分别为 0.01, 0.02 和 0.03  $W/mm^2K$  时复合棒最大轴向应变随时间的变化关系. 由图 13 可以看出, 换热系数  $h_2$  越大, 上升时间越小, 稳态应变越低, 抽运结束后应变下降越快, 热恢复时间也越短. 存在一个最佳的有效换热系数, 大于最佳有效换热系数后稳态应变、上升时间和恢复时间的变化就很小.

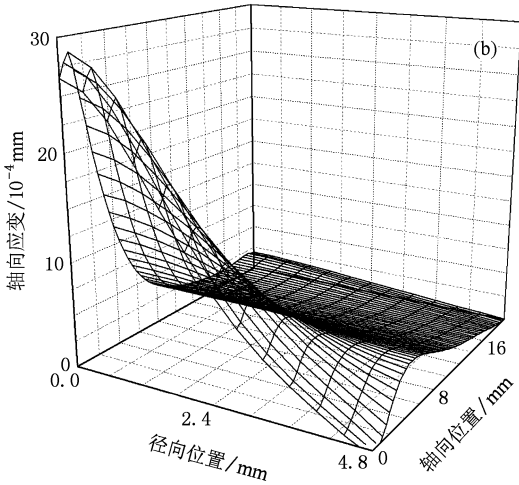
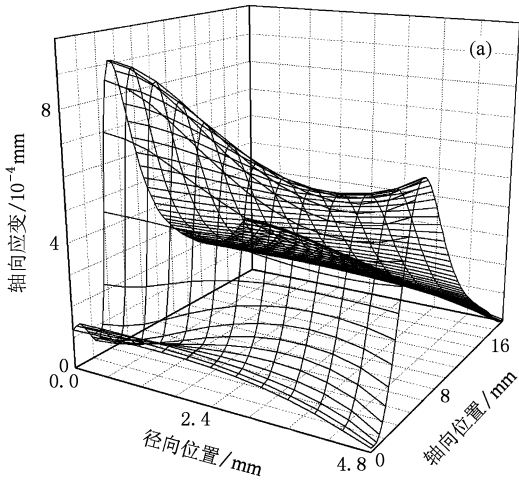


图 11  $t=6\text{ s}$  时刻轴向截面内轴向应变的三维分布 (a) 复合棒, (b) 未复合棒

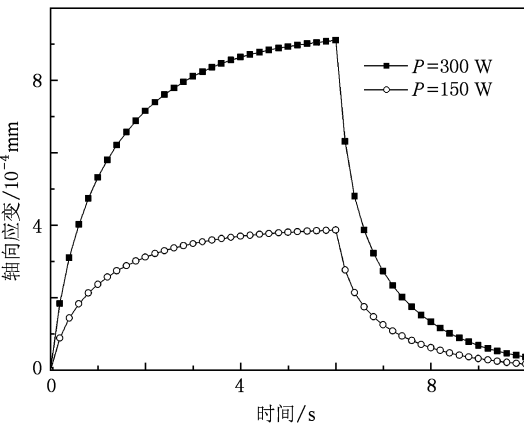


图 12 抽运功率分别为 150 和 300 W 时最大轴向应变随时间的变化

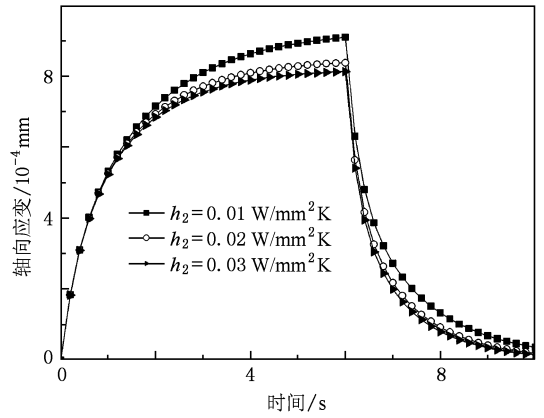


图 13 换热系数  $h_2$  分别为 0.01, 0.02 和 0.03  $\text{W}/\text{mm}^2\text{K}$  时最大轴向应变随时间的变化

### 4. 结 论

建立了 LDA 端面抽运棒状固体激光介质的轴对称数值模型. 考虑到介质与空气的对流换热和介质材料的热力学参数随温度的变化, 根据经典热传导方程和热弹性方程, 运用有限元法得出了复合棒状介质和未复合棒状介质内温度、热应力和应变的时空分布, 分析了温度、热应力和应变与抽运功率、换热系数和时间的变化规律. 结果表明: 复合棒的最高温度、最大张应力和最大压应力的位置和未复合棒不同, 并且数值分别为未复合棒的 73%, 60% 和 33%. 由此可知, 利用复合棒大大改善了激光晶体热效应的影响. 抽运功率越大, 复合棒的稳态温度、热应力和应变也越大, 上升时间和热恢复时间随抽运功率的增加稍有增加但不太明显, 达到稳态的最大温度、热应力和应变随抽运功率的增加并不是呈线性关系, 这是由于材料的热导率随温度的增加而减小和热胀系数随温度的增加而增大所致. 复合棒的稳态温度、热应力和应变的稳态值、上升时间和热恢复时间随换热系数的增大而减小, 但都存在一个最佳的换热系数, 随着换热系数的增加, 温度、热应力和应变的变化越来越不明显. 本文所得相关规律与文献[10]相符. 文中的有限元方法还可以用于分析脉冲激光器和热熔激光器等激光器的热效应, 计算结果可为 LDA 抽运固体激光器的结构优化设计和实验研究提供理论参考.

- [1] He W J, Yao B Q, Wang Y Z, Ju Y L 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 3240 (in Chinese) [贺万骏、姚宝权、王月珠、鞠有伦 2007 物理学报 **56** 3240]
- [2] Wu J, Summers H D 2009 *Chin. Phys. B* **18** 4912
- [3] Zheng Y, Gao M Y, Yao J Q 2003 *J. Optoelectron Laser* **14** 1094 (in Chinese) [郑义、高明义、姚建铨 2003 光电子·激光 **14** 1094]
- [4] Song X L, Li B B, Wang S Y, Cai D F, Wen J G, Guo Z 2007 *Chin. J. Lasers* **34** 1476 (in Chinese) [宋小鹿、李兵斌、王石语、蔡德芳、文建国、过振 2007 中国激光 **34** 1476]
- [5] Masaki T, Noboru T, Tadashi K 1996 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **3** 9
- [6] Li M Z, Zhu Z S 2007 *J. Dongguan Univ. Techn.* **14** 33 (in Chinese) [李明真、朱占收 2007 东莞理工学院学报 **14** 33]
- [7] Liu M Q, Li B C 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3402 (in Chinese) [刘明强、李斌成 2008 物理学报 **57** 3402]
- [8] Liu Q X, Zhong M, Jiang D, Qi W Z, Cai B W, Hao Q L, Zhao F D 2006 *Laser Infrared* **36** 670 (in Chinese) [刘全喜、钟鸣、江东、齐文宗、蔡邦维、郝秋龙、赵方东 2006 激光与红外 **36** 670]
- [9] Song X L, Guo Z, Li B B, Wang S Y, Cai D F, Wen J G 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1700 (in Chinese) [宋小鹿、过振、李兵斌、王石语、蔡德芳、文建国 2009 物理学报 **58** 1700]
- [10] Koechner W 2002 *Solid-State Laser Engineering* (Beijing: Science Press) p405 (in Chinese) [克希耐尔 W 2002 固体激光工程(中译本)(北京:科学出版社)第405页]
- [11] Brown D C 1998 *IEEE J. Quantum Electron.* **34** 2383

## Analysis on thermal effect of laser-diode array end-pumped composite rod laser by finite element method

Liu Quan-Xi<sup>†</sup> Zhong Ming

(Southwest Institute of Technical Physics, Chengdu 610041, China)

(Received 4 December 2009; revised manuscript received 26 May 2010)

### Abstract

A numerical model of the rod laser medium pumped by laser-diode array (LDA) end is set up. Considering the influence of temperature correlation of the thermodynamic parameters of the material and heat transfer coefficient between air and medium, using the thermal conduction equations and the thermal-elastic equations, the transient distributions of temperature and thermal stress and strain in the composite rod medium and un-composite rod medium are calculated by the finite element analysis method. The effects of pump power and heat transfer coefficient and time on transient distributions of temperature and thermal stress and strain in the medium are analyzed. The results indicate that the positions of maximal temperature maximal tensile stress and maximal axial strain of the composite rod are different from those of the un-composite rod. And the maximal temperature, maximal tensile stress and maximal axial strain of the composite rod are respectively 73 per cent, 60 per cent, and 33 per cent of the corresponding values of the un-composite rod. It is obvious that the thermal effect of the composite rod is greatly reduced. The theoretical results provide theoretical reference for the design of solid laser pumped by LDA and experimental study.

**Keywords:** composite rod laser, laser-diode array end-pumping, finite element method, thermal effect

**PACC:** 4255B, 4255R, 4260

<sup>†</sup> E-mail: liquanxi234@sohu.com