

文章编号: 0258-7025(2009)07-1754-05

基于边界对流传热的 LD 端面抽运圆柱形晶体的热效应

李 健 滑文强 黄春霞 张 玉 张海娟 陈 锋

(山东师范大学物理与电子科学学院现代光学实验室, 山东 济南 250014)

摘要 通过对激光二极管(LD)端面抽运棒状 Nd:YAG 晶体的热效应进行理论分析,考虑晶体内部抽运光束分布及连续抽运过程中晶体周边与冷却液之间的对流传热,建立了更为合理的边界条件,得出更符合实际的晶体温度分布场,同时计算了晶体半径以及晶体散热面积对热效应的影响。研究表明,考虑边界对流传热后,计算的晶体中心温度升高,晶体边界温度也相应升高,相应的晶体热焦距稍有增加;减小晶体半径,晶体中心与表面的温度差均减小,热焦距增大,晶体热效应降低;增大晶体散热面积虽然降低晶体内部温度场,但由于端面抽运的特点导致晶体中心附近温度变化率增加,反而使热焦距减小,加剧了晶体热效应。

关键词 激光器;热效应;对流传热;有限元法

中图分类号 TN248.1 文献标识码 A doi: 10.3788/CJL20093607.1754

Thermal Effect of LD End-Pumped Laser Crystal Rods Based on Convective Heat-Transfer about Side Surface

Li Jian Hua Wenqiang Huang Chunxia Zhang Yu Zhang Haijuan Chen Feng

(Laboratory of Modern Optics, College of Physics and Electronics, Shandong Normal University, Jinan, Shandong 250014, China)

Abstract The thermal effect of Nd:YAG crystal rods induced by laser diode-pumped is analyzed theoretically, the more rational boundary conditions are established considering the distribution of laser beam in the crystal and the heat convection between the side surface of the crystal and the coolant. As a result, the more actual temperature field in the crystal is obtained, and the influences of crystal radius and side surface area on thermal effect are calculated simultaneously. The results show that the temperature in the center and on the side surface of the crystal increases when the convective heat-transfer about the side surface is considered, the focal length of crystal increase a little bit correspondingly. As decreasing the crystal radius, the differences in temperature between the center and the side surface of the crystal decrease, the focal length of crystal increases and the thermal effect of the crystal reduces. As increasing the side surface area, the temperature of the crystal decreases, while the focal length of crystal decreases and the thermal effect aggravates, for the rate change of temperature nearby the crystal center increases for the feature of end-pumped.

Key words lasers; thermal effect; convective heat-transfer; finite element method

1 引 言

在激光抽运过程中,激光晶体吸收非辐射跃迁产生的热量导致晶体内部温度升高,与冷却系统的共同作用,在晶体中形成温度梯度,从而引起晶体的折射率以及热应力的变化,对腔内激光模式等特性

产生影响,即激光晶体的热效应。随着大功率激光二极管(LD)抽运全固态激光器的发展和广泛应用,热效应对激光器性能的影响越来越大,已成为阻碍全固态激光器获得更高指标的关键因素之一。研究并改善激光晶体热效应已经成为一个重要课题,而

收稿日期: 2009-04-06; 收到修改稿日期: 2009-05-13

作者简介: 李 健(1963—),男,教授,硕士生导师,主要从事全固态激光器件和非线性光学等方面的研究。

E-mail: lijian@sdnu.edu.cn

分析、解决热效应问题的关键是激光晶体内部温度场的准确计算^[1]。

LD 端面抽运固体激光器中,激光晶体的冷却结构一般都是通过循环水或者半导体致冷模块对包裹晶体的紫铜块进行冷却,紫铜块与激光晶体之间用铜箔紧密接触。目前有关研究热效应的文献^[1~7]在计算晶体内部温度分布时,均假设晶体与紫铜块接触良好,冷却系统致冷效果良好,而不考虑晶体表面与紫铜块之间的热量传递情况,直接假设晶体边界温度为相对温度 0 °C 或循环水温度。实际上由于激光晶体的局部热吸收非常强,晶体与紫铜块的导热系数的差异,往往导致晶体与紫铜块之间存在一定的温度差。

本文通过对 LD 端面抽运棒状 Nd:YAG 晶体的热效应进行理论分析,考虑晶体内部抽运光束分布及连续抽运过程中晶体周边与冷却液之间的对流传热,建立了更为合理的边界条件,得出更符合实际的晶体温度分布场,同时计算了晶体半径以及晶体散热面积对热效应的影响。

2 建立热模型

针对圆柱形 Nd:YAG 激光晶体工作特点,建立圆柱型激光晶体致冷模型如图 1 所示。

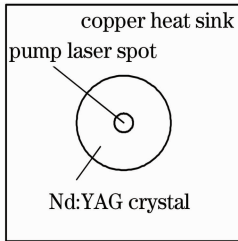


图 1 圆柱形晶体热模型简图

Fig.1 Schematic diagram of cylindrical laser crystal thermal model

由于激光晶体内部有热源,则其内部遵循热传导泊松方程

$$\rho c \frac{\partial u}{\partial t} = k \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) + q_v \quad (1)$$

$$q_v = \frac{2\eta P_{in} \alpha}{\pi \omega^2 [1 - \exp(-\alpha l)]} \times \exp\left(-2 \frac{r^2}{\omega^2}\right) \exp(-\alpha z), \quad (2)$$

式中 q_v 为热沉积,即单位时间在单位体积中产生的热量, l 为激光晶体的长度, α 为晶体的吸收系数, k 为晶体的导热系数, u 为晶体内部温度场, η 为由荧光量子效应和热损耗决定的热转换系数, $\eta = 1 -$

$\lambda_{in}/\lambda_{out}$, $\lambda_{in} = 808 \text{ nm}$, $\lambda_{out} = 1064 \text{ nm}$, P_{in} 为抽运输入功率,聚焦后晶体内光的束腰半径可以表示为^[7]

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z - z_p}{z_0} \right)^2}, \quad z_0 = \frac{n_0 \omega_0^2 \pi}{\lambda_{in}}$$

式中 ω_0 为光束在 z_p 处的高斯半径。在热模型中,由于 LD 端面抽运全固态激光器的激光晶体对抽运光强烈吸收,考虑到抽运光功率密度的充分利用、激光表面膜系抗损伤阈值以及抽运光和激光的模式匹配,抽运光的光腰一般在激光晶体的表面内侧,此时端面处抽运光半径与光腰差别很小,可以认为与光腰相等,所以计算时取抽运光光腰位置在晶体表面上^[3],即考虑 $z_p = 0$, ω_0 为光纤耦合输出的光腰半径, n_0 为激光晶体的折射率。

由于 Nd:YAG 激光晶体各向同性,抽运光源及其在晶体内部产生的内热源具有轴对称性,即与 φ 无关,激光器稳定运转时激光晶体内部温度是稳态场分布的,温度场分布与时间无关, $T(r, \varphi, z, t) = T(r, z)$ 。(1)式可以变为

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \frac{q_v}{k} = 0 \quad (3)$$

激光晶体的边界条件:

1) 激光晶体的两个通光端面与空气接触,热交换的热量远远小于晶体侧面热交换流出的热量,可以假设晶体两个端面绝热,所以前后端面的边界条件为^[1~7]

$$\left. \frac{\partial u(r, z)}{\partial r} \right|_{z=0} = 0; \quad \left. \frac{\partial u(r, z)}{\partial r} \right|_{z=l} = 0; \quad (4)$$

2) 把晶体包裹放置在紫铜块中并通恒温循环水对其进行冷却,考虑到晶体周边与冷却系统之间的对流传热,以晶体侧表面的温度 $T(r_0)$ 表示 $r = r_0$ 的边界条件, r_0 为棒的半径,考虑到紫铜的热传导系数很大,紫铜温度与循环水相同,相当于循环水直接从晶体侧面带走热量。由于晶体热传导系数较小,晶体与循环水之间的对流传热使晶体表面与紫铜之间出现温差^[8],当单位时间内晶体内部吸收的总热量 Q 等于循环水从晶体表面带走的热量时,就达到稳态: $Q = 2\pi \cdot r_0 l h [T(r_0) - T_F]$ 。在端面抽运中晶体内部各处产生的热量 Q 具有很强的局域性,即 $Q = Q(z)$,将晶体纵向按小块 d 划分,然后对每一块晶体的热源 q_v 进行体积分,可以求出每一小块的晶体内部产生的热量

$$Q(z) = \frac{\eta P_{in}}{1 - \exp(-\alpha l)} \left[1 - \exp\left(-2 \frac{r_0^2}{\omega^2}\right) \right] \times \{ \exp(-\alpha z) - \exp[-\alpha(z + d)] \}, \quad (5)$$

在晶体 z 处的小块体积内的热量从其侧面积 $2\pi \cdot r_0 d$

流出,所以晶体侧面的边界条件为

$$T(r_0, z) = T_F + \frac{Q(z)}{2\pi r_0 dh}, \quad (6)$$

式中 h 为晶体边界冷却液对流换热系数,其取值为 $3500 \sim 6000 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{C})$ ^[4]。

3 数值计算

3.1 晶体内部温度分布

计算中取 Nd:YAG 激光晶体的掺杂原子数分数为 1.0%,其吸收系数为 9.1 cm^{-1} ,热传导系数为 $k=13 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$,激光晶体半径 $R=1.5 \text{ mm}$,通光长度 $l=5 \text{ mm}$,晶体的折射率 $n_0=1.82$,LD 抽运功率 $P_{in}=10 \text{ W}$,晶体边界冷却液对流交换系数 $h=6000 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{C})$,抽运光的高斯半径 $\omega_0=320 \mu\text{m}$ 。Nd:YAG 激光晶体内部温度场的三维分布如图 2 所示。从图中可以看出晶体表面温度并不是以往文献中假设的相对温度 0 C 或循环水温度,而是一个高于循环水温度并且前端高后端低的温度分布,这是考虑了晶体表面与冷却系统之间的对流传热的结果。

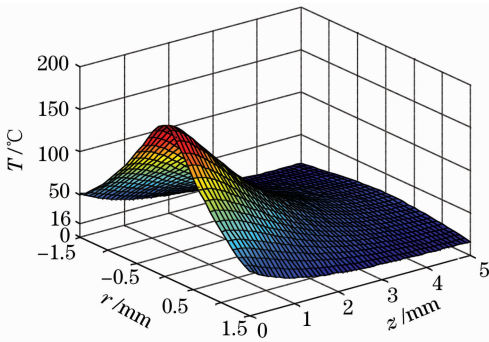


图 2 晶体内部温度场

Fig. 2 Temperature field distribution diagram

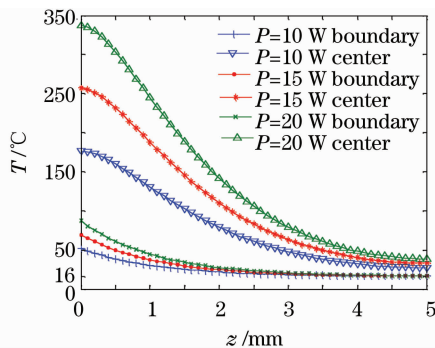


图 3 晶体中心轴及侧表面上温度随抽运功率的变化

Fig. 3 Thermal distortion of crystal center and side surface versus input power

进一步考虑边界对流传热和不考虑边界对流传热时,激光晶体在相同条件下中心轴及表面温度随

抽运功率的变化,计算结果如图 3 和 4 所示。

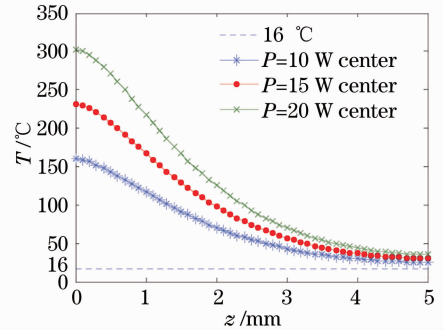


图 4 不考虑边界对流传热时晶体中心轴温度分布

Fig. 4 Thermal distortion of crystal center and side surface versus input power when not considering the heat convection between the side surface and the coolant

从图 3 中可以看出考虑边界对流传热后,随着抽运功率的增加晶体内部和表面温度都在提高,晶体中心与表面的温差也在增大。

抽运光通过激光晶体产生的光程差(OPD) d_{OPD} 的表达式为

$$d_{OPD}(x, y, z) = \int_0^l \frac{\partial n}{\partial T} T(x, y, z) dz + (n_0 - 1) \sigma \int_0^c \Delta T(x, y, z) dz + \sum_{i,j=1}^3 \frac{\partial n}{\partial \epsilon_{i,j}} \epsilon_{i,j}(x, y, z) dz, \quad (7)$$

式中 n 和 n_0 分别是激光晶体在温度 T 和初始温度 (16 C) 时的折射率, σ 为激光晶体的热膨胀系数, $\Delta T(x, y, z)$ 是激光晶体相对于初始状态的温度改变量, $\epsilon_{i,j}$ 为晶体的热应力张量。(7) 式第一项是由折射率变化引起的光程差,第二项是由于晶体端面形变产生的光程差,第三项则是应力双折射的影响,对于 Nd:YVO₄ 晶体最后一项对光程差的影响很小,可以忽略。当抽运光通过激光晶体时,通过不同位置产生不同的光程差,在抽运光范围内可以近似通过一个焦距为 f 的球面透镜,由球面透镜焦距和光程差的关系,激光晶体的热焦距可表示为^[3]

$$f(x, y) = \frac{(x^2 + y^2)}{2[d_{OPD,0} - d_{OPD}(x, y)]} \quad (8)$$

其中, x, y 为相对于抽运光中心的坐标, $d_{OPD,0}$ 为抽运中心处的光程差。

计算中取激光晶体的热膨胀系数 $\sigma=7.5 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$; $\partial n/\partial T=7.3 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ 。计算结果如表 1 所示。

表 1 不同抽运功率下,考虑和不考虑边界对流传热时热焦距的计算结果

Table 1 Calculated thermal focal length versus different input power

| Input power /W | Considering the convective heat-transfer | | Not considering the convective heat-transfer | |
|----------------|--|--|--|--|
| | about the side surface /mm | | about the side surface /mm | |
| 10 | 207.9614 | | 207.8820 | |
| 15 | 138.6365 | | 138.5845 | |
| 20 | 103.9765 | | 103.9370 | |

从表 1 中可以看出考虑边界对流传热的情况时,计算出的热焦距要比不考虑时要大,这是因为考虑边界对流传热时,虽然晶体中心温度升高,但温度梯度减小,从而导致热焦距增大使得热效应减小。

3.2 晶体半径对热效应的影响

考虑到改变激光晶体半径可以改变传热距离,应该对晶体内部温度分布和晶体热效应有一定影响,因此计算了不同晶体半径时激光晶体内部的温度分布,得到的结果如图 5 和图 6 所示。

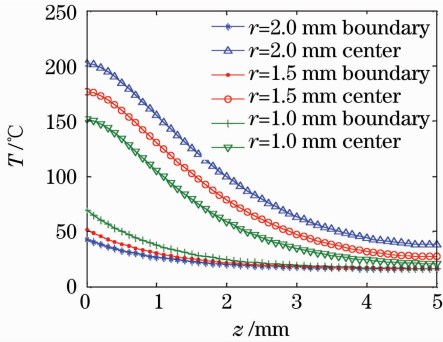


图 5 晶体中心轴及侧表面上温度随晶体半径的变化
Fig. 5 Thermal distortion of crystal center and side surface versus crystal radii

表 2 不同半径下,考虑和不考虑边界对流传热时晶体热焦距的计算结果

Table 2 Calculated thermal focal length versus different crystal radii

| Crystal radii /mm | Considering the convective heat-transfer | | Not considering the convective heat-transfer | |
|-------------------|--|--|--|--|
| | about the side surface /mm | | about the side surface /mm | |
| 2.0 | 206.2814 | | 206.2540 | |
| 1.5 | 207.9614 | | 207.8820 | |
| 1.0 | 211.3178 | | 211.0835 | |

从表 2 中可以看出,随着晶体半径的减小,晶体热焦距增加,可以减小晶体热效应。而在考虑边界对流传热时,热焦距稍有增加。这是由于晶体半径减小,晶体内部温度降低,中心温度梯度降低的缘故。

3.3 晶体散热面积对热效应的影响

文献[9]在侧抽运 Nd:YAG 晶体时采用了表面刻螺纹的晶体,降低了热效应。为此我们针对端面抽运进行了相应的计算,结果如图 7 和表 3 所示。

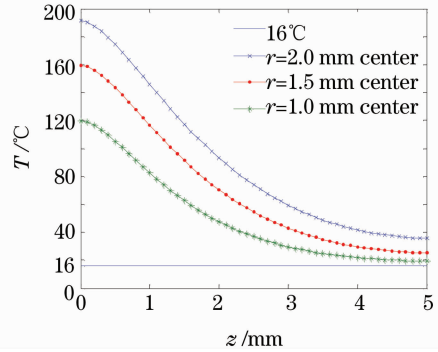


图 6 不考虑边界对流传热时晶体中轴线温度分布随晶体半径的变化

Fig. 6 Thermal distortion of crystal center and side surface versus crystal radii when not considering the heat convection between the side surface and the coolant

从图 5 和图 6 中可以看出晶体中心轴上温度随晶体半径的减小而降低,所以采用小半径的激光晶体可以有效降低晶体内部温度场的分布。根据得到的温度场计算并比较了考虑和不考虑边界对流传热对应不同晶体半径时晶体的热焦距,如表 2 所示。

表 3 考虑增大侧表面积时晶体热焦距的计算结果

Table 3 Calculated thermal focal length versus different crystal side surface area

| Crystal side surface area | Thermal focal length /mm |
|---------------------------|--------------------------|
| Original area | 207.9614 |
| 1.5 times area | 207.9354 |
| 2 times area | 207.9223 |

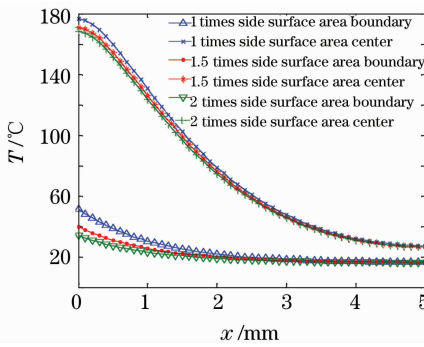


图7 晶体中心轴及侧表面上温度随表面积的变化

Fig.7 Thermal distortion of crystal center and side surface versus crystal side surface area

从图7和表3中可以看出,端面抽运虽然能够降低晶体内部温度,却得到晶体热效应反而增加的结论。分析原因,端面抽运时抽运功率集中在晶体的中心,加大散热面积使得晶体中心附近温度梯度增大,从而使得热焦距减小,晶体热效应增大。

4 结 论

针对圆柱形晶体建立热模型,考虑了晶体内部作为热源的抽运光束分布及连续抽运过程中晶体周边与冷却液之间的对流传热,建立了更为合理的边界条件,通过对泊松方程的有限元分析,用 Matlab 编程求解得出了晶体的温度分布场,得出晶体侧表面温度是一个高于冷却液温度并且前端高后端低的分布,并和不考虑边界对流传热时进行了比较。考虑边界对流传热时,计算得出的温度分布场和热焦距都更符合实际情况。考虑边界对流传热后,减小晶体半径晶体中心与表面的温度差均减小,热焦距增大,晶体热效应降低;增大晶体散热面积虽然降低晶体内部温度场,但与端面抽运中增加侧面积也可以有效地降低晶体内部温度场不同,由于端面抽运的特点导致晶体中心附近温度变化率增加,反而使

热焦距减小,加剧了晶体热效应。

参 考 文 献

- 1 Sun Yao, Li Tao, Yu Guolei *et al.*. The characteristics of laser diode end-pumped laser crystal on thermal effect and second harmonic generation [J]. *Chinese J. Lasers*, 2007, **34**(3): 359~363
孙尧,李涛,于果蕾等. 激光二极管端面抽运 Nd:GdYVO₄ 晶体热效应分析及倍频研究[J]. *中国激光*, 2007, **34**(3): 359~363
- 2 M. Sovizia, R. Massudia. Thermal distribution calculation in diode pumped Nd:YAG laser rod by boundary element method [J]. *Optics & Laser Technology*, 2007, **39**: 46~52
- 3 Zhang Shuaiyi, Huang Chunxia, Yu Guolei *et al.*. Thermal effect of laser crystal by laser diode end-pumped [J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(3): 333~337
张帅一,黄春霞,于果蕾等. 激光二极管端面抽运激光晶体的热效应[J]. *中国激光*, 2008, **35**(3): 333~337
- 4 Song Xiaolu, Li Bingbin, Wang Shiyu *et al.*. Transient thermal effect in pulsed laser diode end-pumped solid-state laser [J]. *Chinese J. Lasers*, 2007, **34**(11): 1476~1482
宋小鹿,李兵斌,王石语等. 脉冲激光二极管端面抽运全固态激光器热效应瞬态过程[J]. *中国激光*, 2007, **34**(11): 1476~1482
- 5 Peng Shi, Wen Chen, Long Li *et al.*. Semianalytical thermal analysis on a Nd:YVO₄ crystal[J]. *Appl. Opt.*, 2007, **46**(19): 4046~4051
- 6 Gan Ansheng, Li Long, Shi Peng. Thermal effect of Yb:YAG slice laser by diode laser end-pumped[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2008, **37**(4): 631~635
甘安生,李隆,史彭. 激光二极管端面泵浦 Yb:YAG 薄片激光器的热效应[J]. *光子学报*, 2008, **37**(4): 631~635
- 7 Shi Peng, Chen Wen, Li Long *et al.*. Influence of laser distribution on thermal effect of Nd:YVO₄ crystal[J]. *Optics and Precision Engineering*, 2008, **16**(2): 197~201
史彭,陈文,李隆等. 激光分布对抽运 Nd:YVO₄ 晶体热效应的影响[J]. *光学精密工程*, 2008, **16**(2): 197~201
- 8 Walter Koechner. *Solid-State Laser Engineering* [M]. Sun Wen, Jiang Zewen, Cheng Guoxiang Transl. Beijing: Science Press, 2002, 357~358
W. 克希耐尔. *固体激光工程* [M]. 孙文,江泽文,程国祥译. 北京:科学出版社,2002,357~358
- 9 Gao Yanwei, Liu Xiaofeng, Sun Nianchun *et al.*. The experimental investigation of Nd:YAG grooved rods thermal focal distance[J]. *Laser Journal*, 2008, **29**(3): 6~7
高彦伟,刘晓峰,孙年春等. 刻螺紋对 Nd:YAG 晶体棒的热透镜效应影响实验研究[J]. *激光杂志*, 2008, **29**(3): 6~7