

文章编号: 0258-7025(2010)02-0351-07

散热方式对激光晶体热畸变效应的影响

宋小鹿 过 振 李兵斌 王石语 蔡德芳 文建国

(西安电子科技大学技术物理学院, 陕西 西安 710071)

摘要 以激光二极管端面抽运 Nd:YAG 激光器为例,采用有限元法数值计算了不同散热条件下晶体的温度分布;比较了两种散热方法(铜热沉加半导体制冷(TEC)器散热法和晶体侧面水流散热法)对晶体温度分布的影响,并提出晶体热透镜球差效应。根据温度分布的结果,采用光线追迹理论,定量比较两种散热方式对晶体不同径向位置热透镜焦距的影响。结果表明,采用铜热沉加半导体制冷器散热法时,晶体不同径向位置热透镜焦距较短,焦距差较小,球差效应较弱;采用晶体侧面水流散热法时,不同径向位置热透镜焦距较长,不同径向位置焦距差也较大,球差效应明显。最后模拟了两种散热方式下,晶体散热不对称时热透镜畸变的结果。

关键词 固体激光器;散热方式;有限元法;热畸变

中图分类号 TN 248.1 文献标识码 A doi: 10.3788/CJL20103702.0351

Influences of Heat-Dissipation Methods on Thermal Distortion of Laser Rods

Song Xiaolu Guo Zhen Li Bingbin Wang Shiyu Cai Defang Wen Jianguo

(School of Technical Physics, Xidian University, Xian, Shanxi 710071, China)

Abstract In laser diode end-pumped Nd:YAG lasers, temperature distributions in rods under different heat-dissipation methods are calculated by the finite element method. Influences of two heat-dissipation methods, such as copper heat sink conduction method and water flow method on temperature of rods, are compared. Spherical aberration of thermal lens is presented. Based on the calculation results and ray-tracing theory, influences of two heat-dissipation methods on focal length of thermal lens distribution are compared quantitatively. Results show that the thermal lens focal length is smaller, focal length differences are shorter and spherical aberration is weaker, when using the heat-dissipation method with copper heat sink and TEC. And the thermal lens focal length is longer but focal length differences are larger and spherical aberration is more obvious, when using the water flow heat-dissipation method. Using the two heat-dissipation methods respectively, thermal lens distortion of a rod is simulated when the heat-dissipation is asymmetric.

Key words solid-state lasers; heat-dissipation method; finite element method; thermal lens distortion

1 引言

激光二极管(LD)端面抽运固体激光器因结构紧凑、可靠性高、寿命长和全固态等特点,得到了广泛的关注。在 LD 抽运过程中,由于存在量子差损等效应,导致了其输入的总能量中只有部分转化为激光输出,其余能量中大部分成为耗散热。由于受到抽运光不均匀分布和晶体周围散热系统的共同作

用,使得晶体温度分布不均匀,形成温度梯度,引发晶体的热透镜效应,直接影响了激光输出稳定性和光束质量^[1~12]。人们对激光晶体热透镜效应已经进行了较深入的研究,通常将晶体热透镜等效为一个理想的薄透镜,没有充分考虑散热条件对温度分布的影响,忽略了晶体热传导系数随温度变化的因素。

收稿日期: 2009-04-02; 收到修改稿日期: 2009-04-21

作者简介: 宋小鹿(1983-),女,博士研究生,主要从事固体激光器热效应方面的研究。E-mail: deer2001501@126.com

导师简介: 过 振(1946-),男,教授,博士生导师,主要从事固体激光器件与激光技术等方面的研究。

E-mail: zhguo@xidian.edu.cn

目前对激光晶体的散热方式有很多种,风冷、水冷、半导体制冷器(TEC)冷却等。晶体的温度分布受到抽运源和散热效果的共同影响,当抽运源参数选定后,晶体温度分布由散热条件决定,因此晶体热透镜球差效应也受到不同散热方式的影响。本文首先采用有限元分析软件 ANSYS,分别求解采用不同散热方式时晶体温度分布,分析热透镜球差效应的成因并进行了定量计算,比较晶体散热条件对球差效应的影响。最后以铜热沉夹持晶体传导散热和晶体侧面水冷散热为例,模拟了散热不对称情况对热透镜的影响。

2 热透镜的球差效应

在 LD 抽运固体激光器中,抽运光的空间分布以及晶体对抽运光的吸收,引发晶体内部不均匀的热耗。为了激光器持续工作,又需要及时散热,这两者共同引发了晶体的热效应,导致其内部不均匀的温度分布。近似计算时,温度分布函数是径向坐标的二次函数,因此折射率分布也是径向坐标的二次函数,由此计算得到的热透镜焦距是理想情况即可以用薄透镜等效,即焦距为常数。但是实际情况下,不均匀的抽运导致像差的产生,晶体棒中心区域的抽运光强度比边缘高,使得棒中心区域的焦距比边缘短,或者表述为晶体径向热致折射率分布函数中含有大于二次

方的项,不能简单地等效为理想薄透镜,而是在不同径向位置具有不同焦距的非理想透镜。A. M. Bonnefois 等^[5,6]的研究表明,实际的热透镜是在理想的透镜基础上增加了球差效应,即存在热透镜的球差效应。平行于光轴的光线通过理想透镜会汇聚于一点,若透镜存在像差,则平行于光轴但是不同高度的光线将会汇聚于不同的焦点,存在不同的焦距。如图 1 所示,以晶体边缘光线焦点作为参考,不同高度的入射光线各自焦点位置与边缘光线焦点之间存在间距 Δf ,即焦距差,也就是热透镜的球差效应。

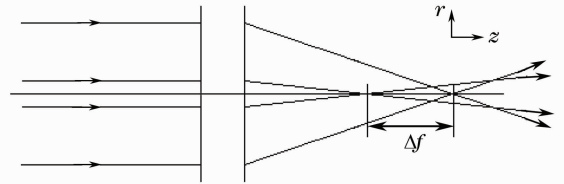


图 1 不同高度入射光线焦距差示意图

Fig. 1 Focal length difference between rays with different incidence heights

3 理论模型

3.1 系统结构

LD 端面抽运固体激光器结构如图 2 所示。该结构包括光纤耦合 LD、耦合透镜、激光晶体、冷却系统和输出镜。

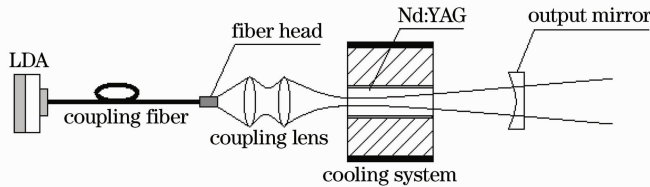


图 2 LD 端面抽运固体激光器结构示意图

Fig. 2 Sketch of LD end-pumped Nd:YAG laser

3.2 热传导方程

晶体内部的温度分布与抽运光产生的热耗、晶体的热物性参数、几何结构以及外部条件有关。计算中通常假设晶体热特性为各向同性,轴对称,因此柱坐标系稳态热传导方程为

$$k(T) \cdot \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + q_v(r, z) = 0, \quad (1)$$

其中 r 和 z 分别为晶体的半径和轴向坐标,以晶体抽运端面中心作为 r 和 z 的坐标零点; T 为晶体温度; $q_v(r, z)$ 为晶体内热源; $k(T)$ 为晶体的导热系数。本文考虑热传导系数随温度的变化, Nd:YAG 晶体热传导系数随温度的变化趋势为

$$k(T) = k_0 (T_0/T)^\xi, \quad (2)$$

其中 $\xi = 0.7$, $T_0 = 27^\circ\text{C}$ 时 $k_0 = 14 \text{ W}/(\text{m}\cdot^\circ\text{C})$ ^[5,13], 随着晶体温度升高,热传导系数逐渐减小。

抽运源采用的是光纤耦合 LD,输出光场近似用高斯分布表示,抽运源的空间分布形式决定了晶体的内热源的分布,因此,晶体单位体积内吸收的热量分布函数为^[14]

$$q_v(r, z) = \frac{2\alpha\eta P_{\text{in}}}{\pi\tau w^2(z)} \exp\left[\frac{-2r^2}{w^2(z)}\right] \exp(-\alpha z), \quad (3)$$

其中 P_{in} 为抽运光功率, α 为晶体对抽运光的吸收系数, η 为晶体生热系数, $w(z)$ 为抽运光束半径为

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

其中 w_0 为束腰半径, z_0 是束腰位置, θ 为光束发散角。

3.3 有限元法求解模型的建立

在抽运光分布、边界条件均具有对称结构的情况下,选取 Nd:YAG 晶体棒和散热装置的1/4 建立计算模型,可以减少运算量,晶体网格划分结果如图3所示,模拟采用参数如下:

1) Nd:YAG 晶体参数:直径 4 mm,长度 10 mm;晶体对抽运光的吸收系数为 0.5 mm^{-1} ;热转换系数 40%;热光系数^[13]为 $7.3 \times 10^{-6} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$ 。

2) 无氧铜(OFC)热沉参数:体积 $30 \text{ mm} \times 30 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$;热传导系数 $391 \text{ W}/(\text{m} \cdot ^{\circ}\text{C})$ 。

3) 抽运光参数:抽运光功率 10 W;束腰半径 0.5 mm,束腰位于晶体抽运端面;发散角 0.15 rad。

4) 室内空气自然对流换热系数较低,大约 $5 \sim 10 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot ^{\circ}\text{C})$,假设空气对流换热系数 $10 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot ^{\circ}\text{C})$,环境温度 $20 \text{ }^{\circ}\text{C}$ 。水的密度 $1000 \text{ kg}/\text{m}^3$,比热 $4183 \text{ J}/(\text{kg} \cdot ^{\circ}\text{C})$,流速 $1.2 \text{ m}/\text{s}$,入口段水流温度 $15 \text{ }^{\circ}\text{C}$ 。

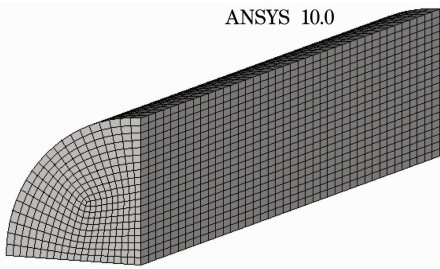


图3 晶体网格划分结果

Fig. 3 Mesh model of 1/4 rod

3.4 热透镜球差的计算

如图4所示,根据光线追迹理论和三角公式,可知^[15]

$$[f(r) + \xi(r)]^2 = f^2(r) + r^2, \quad (5)$$

其中 $\xi(r)$ 为某径向位置 r 相对于中心($r = 0$) 参考位置的光程差, $f(r)$ 为该径向位置相应的焦距。由于 $\xi(r)$ 通常远小于晶体半径和热透镜焦距,因此忽略(5)式展开式中的 $\xi^2(r)$,由此得到某径向位置光程差与该位置焦距的关系为

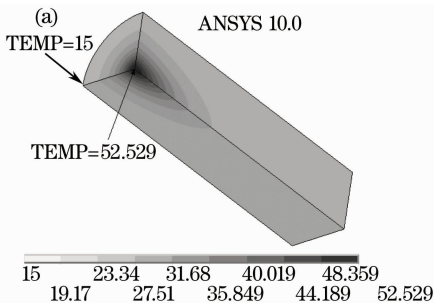


图5 铜热沉加半导体制冷器散热法。(a)晶体温度分布图;(b)晶体不同径向位置热透镜焦距

Fig. 5 Heat-dissipation method with copper heat sink and TEC. (a) Temperature of the rod;

(b) thermal lens focal length versus. radius

$$\xi(r) = r^2/2f(r). \quad (6)$$

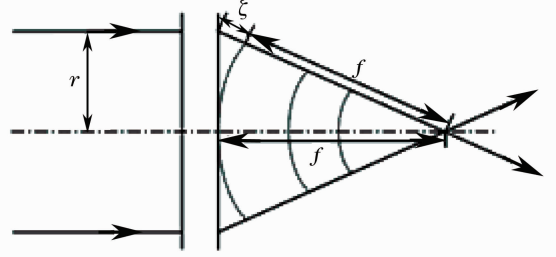


图4 透镜焦距的计算

Fig. 4 Calculation of lens focal length

根据图3对晶体网格的划分结果,将1/4晶体径向划分为20个小单元,引入21个节点,令节点编号为 i ;轴向划分为40个单元,引入41个节点,令节点编号为 j ,晶体端面中心位置的节点编号为 $i=1, j=1$ 。每一个小单元内晶体沿着径向和轴向的温度变化可以忽略不计,代入数值计算结果,单元内的折射率为

$$\Delta n(r_i, z_j) = [T_{1,j}(r_i, z_j) - T_{i,j}(r_i, z_j)] \frac{dn}{dT}. \quad (7)$$

由于晶体热光系数的存在,晶体内部径向温度梯度引起折射率的变化如(7)式。

由此引起通过晶体的平面光波,不同径向位置透射光线的光程与中心光线光程之差(OPD)为

$$\text{OPD}(r_i) = \sum_{j=1}^{40} \Delta n(r_i, z_j) \cdot (z_{j+1} - z_j). \quad (8)$$

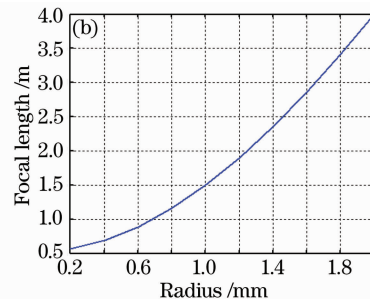
根据上面网格划分结果,不同径向位置的热透镜焦距可以近似表示为

$$f(r_i) = \frac{r_i^2}{2\text{OPD}(r_i)} \quad (i \geq 2). \quad (9)$$

4 不同散热方式对晶体热透镜球差效应的影响

4.1 铜热沉加半导体制冷器散热法

该散热结构采用无氧铜(OFC)热沉夹持Nd:YAG



晶体,将两个半导体制冷器分别紧贴于无氧铜的上下表面进行强制散热,可假设热沉上下表面的温度恒定为 15 °C,其他参数如 3.3 节所述,根据(2)式,考虑 Nd:YAG 晶体热传导系数随温度的变化,稳态的晶体温度分布如图 5(a)所示,可见晶体抽运端面中心温度最高 52.5 °C,且沿着径向和轴向均存在温度梯度,端面中心和边缘温差较大,约 37.5 °C。这种散热方式下,晶体内部不同径向位置热透镜的焦距如图 5(b)所示,可见,焦距值呈现从中心向边缘逐渐增大的趋势且不为常数。

4.2 晶体侧面水流散热法

该结构采用水流对晶体侧面进行散热,使用 ANSYS 软件模拟时,首先要对水流进行分析,对流体的流动进行分析必须区分流动是层流还是紊流,一般采用雷诺数 Re 来衡量^[16]

$$Re = \frac{\rho u_{av} L_c}{\mu}, \quad (10)$$

其中 ρ 为流体密度, u_{av} 为平均流速,即流量与横截面积之比, L_c 为流动几何特征尺度, μ 为粘度。雷诺数小于 2300 为层流,大于 4000 为紊流,介于 2300 和 4000 为临界状态。水的密度为 1000 kg/m³,水的粘度为 9.754 × 10⁻⁴ kg/(m · s),水管内径为 4 mm,在实验中测得水的流量为 15 cm³/s,即流速约为 1.2 m/s,计算得到雷诺数约为 4921。根据 Petukhov 和 Popov 得到的圆管内紊流换热问题的分析解^[16],努谢尔特数 Nu 为

$$Nu = \frac{(f/8) \times Re \times Pr}{1.07 + 12.7 \sqrt{f/8} (Pr^{2/3} - 1)}, \quad (11)$$

式中 Pr 为普朗特数,对于 20 °C 的水而言,该值约为 7.0;摩擦因子 f 由 Filonenko 方程计算

$$f = \frac{1}{(1.82 \lg Re - 1.64)^2}, \quad (12)$$

根据以上结果可以计算液固之间对流换热系数为^[16]

$$h = \frac{k \times Nu}{D}, \quad (13)$$

其中 D 为水管内直径 4 mm, k 为水的热传导系数,大约为 0.6 W/(m · °C),计算得到本文中冷却水强制对流换热系数近似为 7318 W/(m² · °C)。为了与 4.1 节所述散热方式进行比较,调整抽运光功率为 7.38 W,此时晶体抽运端面中心的温度为 52.5 °C 与图 5(a)的结果相同,其他参数仍如 3.3 节所述,得到晶体温度分布如图 6(a)所示,此时晶体端面中心和边缘温差较小约 29.5 °C。这种散热方式下,晶体内部不同径向位置热透镜的焦距如图 6(b)所示,与铜热沉加半导体制冷器散热法相比较,采用此种散热方式,不同径向位置的热透镜焦距较长,焦距差较大。当抽运光功率为 7.38 W 时,只改变晶体侧面冷却水的温度,热透镜焦距分布趋势如图 7 所示,随着水温的升高,晶体中心和边缘的温差依然存在,热透镜焦距逐渐缩短,但是不同径向位置的焦距差逐渐缩小。

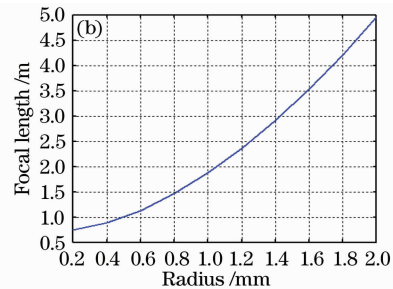
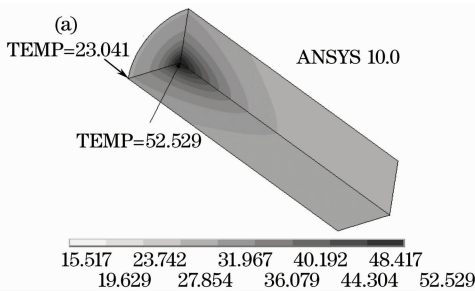


图 6 晶体侧面水流散热法。(a)晶体温度分布图;(b)晶体不同径向位置的热透镜焦距

Fig. 6 Heat-dissipation method with water flow. (a) Temperature of the rod; (b) thermal lens focal length versus radius

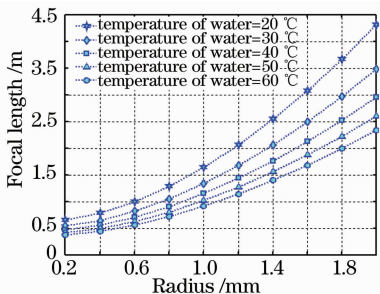


图 7 改变水流温度对热透镜焦距的影响

Fig. 7 Influences of water temperature on thermal lens focal length

5 散热不对称引起的晶体热透镜畸变

5.1 铜热沉加半导体制冷器散热法

以上讨论了两种散热方式下,晶体热透镜并非理想透镜的问题,这是基于热透镜是轴对称的情况。图 8 所示的传导散热结构是目前端面抽运情况下最常用的散热方式,如果受到加工精度的限制,导致晶体和上下两半热沉之间的配合程度有所差异导致接触热阻不同,可能引起散热不对称的情况。图 8(a),(b)分别是热沉夹持晶体的装配图和结构图,上

下热沉通过螺钉紧密连接在一起,图 8(c)是当晶体侧壁上表面与热沉之间存在空气间隙时,对晶体和部分热沉的局部放大图,图 8(d)是当晶体侧壁左上和右下表面与热沉之间存在间隙的示意图,间隙空气层最厚处为 $70\ \mu\text{m}$,由于静止的空气热传导系数较低,导致晶体与热沉没有紧密接触的位置存在较高的热阻,这里假设空气夹层的热传导系数为 $0.2\ \text{W}/(\text{m}\cdot\text{C})$;当其他参数如 3.3 节所述时,其

温度分布和相应的热透镜焦距分布如图 9(a)~(d)所示。图 9(a)反映的是当上下两侧散热不对称时晶体温度的分布,图 9(b)反映了当对角散热不对称时晶体温度的分布。针对上述两种散热不对称的情况,热透镜在不同径向位置焦距分布如图 9(c)和 (d)所示,此时,不同径向位置热透镜的焦距也呈现非对称分布,晶体存在热畸变效应。

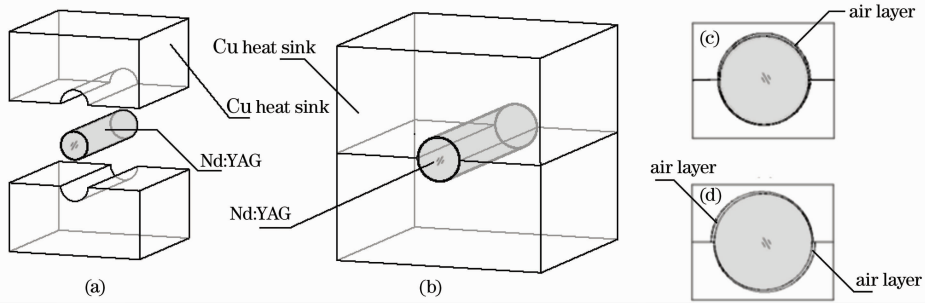


图 8 激光晶体热沉结构图。(a)装配图;(b)整体结构图;(c)上下表面散热不对称;(d)对角散热不对称
Fig. 8 Heat sinks of laser rods. (a) Assembly diagram; (b) overall structure; (c) top and bottom asymmetric; (d) diagonal asymmetric

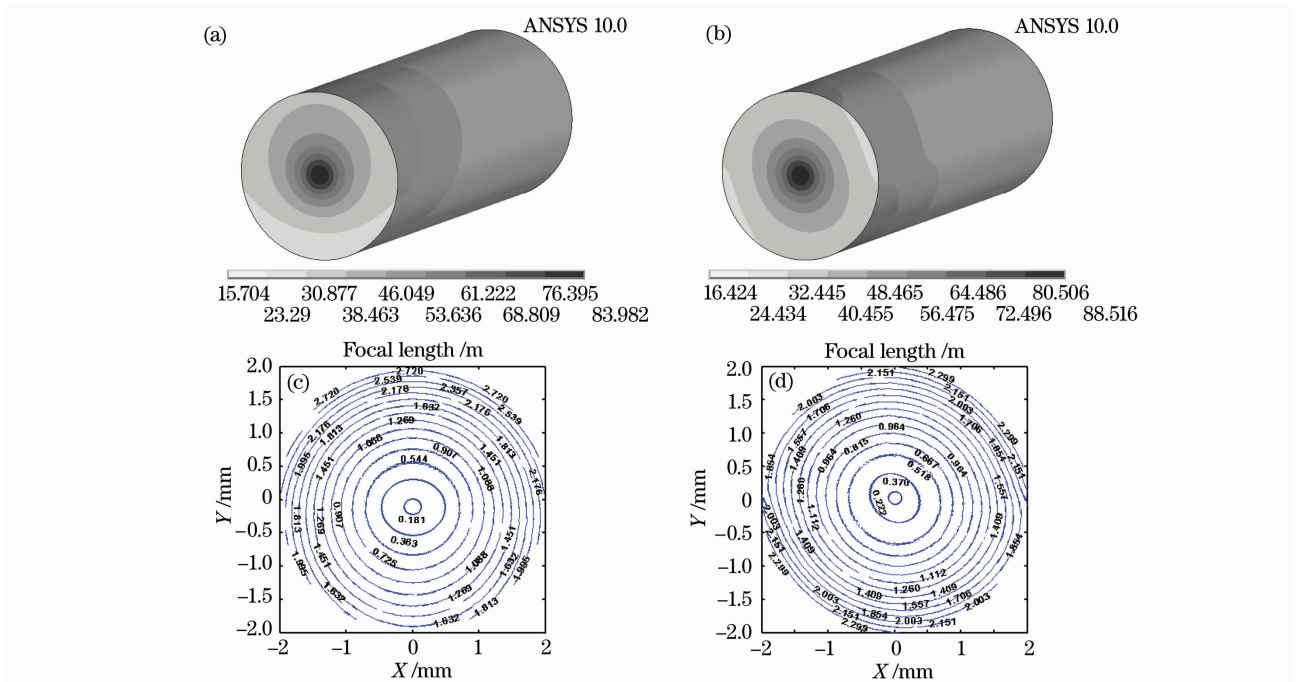


图 9 铜热沉加半导体制冷器散热法。(a)上下散热不对称时的温度分布;(b)对角散热不对称时的温度分布;
(c)上下散热不对称时热透镜的焦距分布;(d)对角散热不对称时热透镜的焦距分布

Fig. 9 Heat-dissipation method with copper heat sink and TEC. (a) Temperature distribution when top and bottom asymmetric;(b) temperature distribution when diagonal asymmetric; (c) focal length distribution when top and bottom asymmetric; (d) focal length distribution when diagonal asymmetric

5.2 晶体侧面水流散热法

如果考虑通冷却水管道直径和管道壁的粗糙度等因素,水流对晶体侧面的对流换热系数不是常数,与 5.1 节类似,当晶体上下表面对流换热系数分别

为 $8000\ \text{W}/(\text{m}^2\cdot\text{C})$ 和 $1000\ \text{W}/(\text{m}^2\cdot\text{C})$,水温 $15\ \text{C}$,其他条件如 3.3 节所述,此时晶体温度分布如图 10 (a),热透镜在不同径向位置焦距分布如图 10 (c)所示。当晶体左下和右上两侧对流换热系数

为 $1000 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ 时,左上和右下两侧对流换热系数为 $8000 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$,水温 15°C ,晶体温度分布如图 10 (b),热透镜焦距分布如图 10 (d) 所示。

根据图 10 结果,当采用水流散热方式时,如果散热不对称,晶体内部同样存在温度和热透镜焦距分布非对称的现象,晶体存在热畸变。

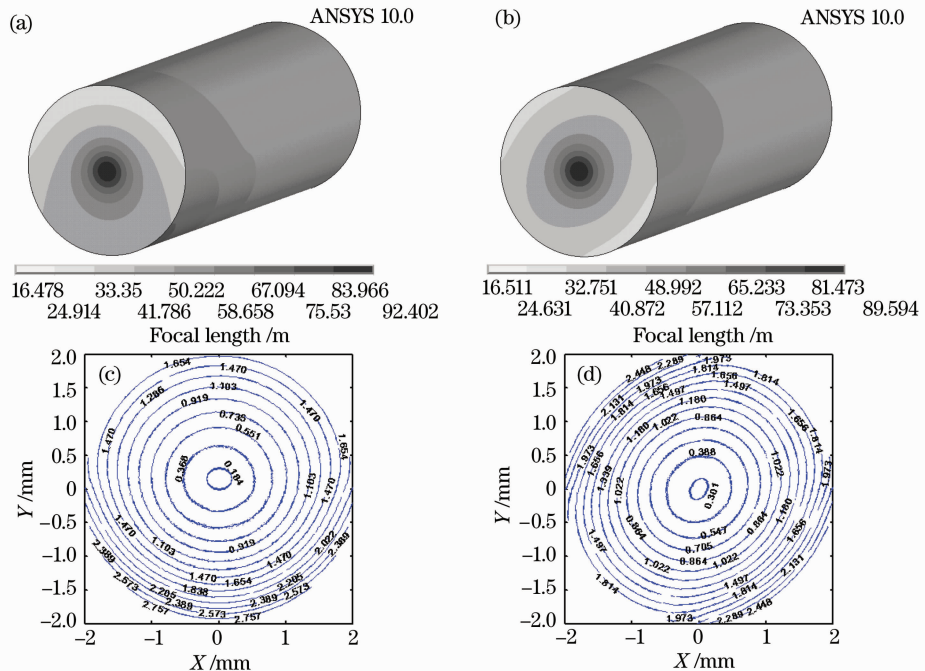


图 10 晶体侧面水流散热法。(a)上下散热不对称时的温度分布;(b)对角散热不对称时的温度分布;(c)上下散热不对称时热透镜的焦距分布;(d)对角散热不对称时热透镜的焦距分布

Fig. 10 Heat-dissipation method with water flow. (a) Temperature distribution when top and bottom asymmetric; (b) temperature distribution when diagonal asymmetric; (c) focal length distribution when top and bottom asymmetric; (d) focal length distribution when diagonal asymmetric

6 结 论

采用有限元分析软件 ANSYS 并结合 MATLAB 的数据处理功能,首先对 LD 端面抽运固体激光器中,采用两种散热方式(铜热沉加 TEC 散热法和晶体侧面水流散热法)时晶体的温度分布进行了数值计算;在此基础上,根据温度分布结果定量计算晶体的热透镜焦距并分析了球差效应,比较晶体散热条件对球差效应的影响。结果表明,在 LD 端面抽运固体激光器中,由于存在抽运源的空间分布不均匀、散热条件非理想和晶体热物性参数随温度变化等因素,导致晶体热透镜不能简单地采用理想薄透镜等效,在晶体不同径向位置处的热透镜焦距各不相同,越靠近晶体边缘,焦距越长。不同散热方式对热透镜球差效应也有影响;采用铜热沉加 TEC 散热法时,不同径向位置的热透镜焦距较短,焦距差较小,球差效应较弱;采用晶体侧面水流散热法时,不同径向位置的热透镜焦距较长,焦距差较大。最后通过模拟计算,得到了散热不对称时晶体的温度分布,不论采用何种散热方式,

当抽运光分布轴对称且激光晶体散热不均匀时,其温度分布呈现非轴对称趋势,由温度梯度引起的晶体热透镜存在畸变。

参 考 文 献

- 1 T. Y. Fan, R. L. Byer. Diode laser-pumped solid-state lasers [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1988, **QE-24**(6): 895~912
- 2 Y. F. Chen, T. M. Huang, C. F. Kao *et al.*. Optimization in scaling fiber-coupled laser-diode end-pumped lasers to higher power: influence of thermal effect [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1997, **33**(8): 1424~1429
- 3 S. C. Tidwell, J. F. Seamans, M. S. Bowers *et al.*. Scaling CW diode-end-pumped Nd:YAG lasers to high average powers [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1992, **28**(4): 997~1009
- 4 S. Chenais, F. Balembois, F. Druon *et al.*. Thermal lensing in diode-pumped ytterbium lasers-part II: evaluation of quantum efficiencies and thermo-optic coefficients [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 2004, **40**(9): 1235~1242
- 5 A. M. Bonnefont, M. Gilbert, P. Y. Thro *et al.*. Thermal lensing and spherical aberration in high-power transversally pumped laser rods [J]. *Opt. Commun.*, 2006, **259**(1): 223~235
- 6 N. Hodgson, H. Weber. Influence of spherical aberration of the active medium on the performance of Nd:YAG lasers [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1993, **29**(9): 2497~2507
- 7 S. Chénais, S. Forget, F. Druon *et al.*. Direct and absolute temperature mapping and heat transfer measurements in diode-

- end-pumped Yb: YAG [J]. *Appl. Phys. B*, 2004, **79**(6): 221~224
- 8 Shi Peng, Li Jinping, Li Long *et al.*. Influence of pump light distribution on thermal effects within Nd: YAG microchip laser [J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(5): 643~646
史 彭, 李金平, 李 隆 等. 抽运光分布对 Nd: YAG 微片激光器热效应的影响[J]. *中国激光*, 2008, **35**(5): 643~646
- 9 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
- 10 Shi Peng, Li Long, Gan Ansheng *et al.*. Thermal effect research of end-pumped rectangle Nd: GdVO₄ crystals [J]. *Chinese J. Lasers*, 2005, **32**(7): 923~928
史 彭, 李 隆, 甘安生 等. 端面抽运矩形截面 Nd: GdVO₄ 晶体热效应研究[J]. *中国激光*, 2005, **32**(7): 923~928
- 11 Shi Peng, Li Long, Gan Ansheng *et al.*. Research on thermal distortion of Nd: GdVO₄ crystal with laser diode end-pumped circular section [J]. *Chinese J. Lasers*, 2006, **33**(10): 1324~1328
史 彭, 李 隆, 甘安生 等. 激光二极管端面抽运圆形截面 Nd: GdVO₄ 晶体的热形变[J]. *中国激光*, 2006, **33**(10): 1324~1328
- 12 Song Xiaolu, Li Bingbin, Wang Shiyu *et al.*. Comparison of different cooling methods in DPL [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2008, **37**(1): 73~76
宋小鹿, 李兵斌, 王石语 等. DPL 中晶体散热效果的比较[J]. *红外与激光工程*, 2008, **37**(1): 73~76
- 13 W. Koechner. *Solid-state Laser Engineering* [M]. Sun Wen, Jiang Zewen, Cheng Guoxiang Transl.. Beijing: Science Press, 2002. 40~42
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. 40~42
- 14 Yu Jin, Tan Huiming, Qian Longsheng *et al.*. Theoretical study on thermal beam focusing in longitudinally-pumped solid-state laser rods [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2000, **12**(1): 27~31
余 锦, 檀慧明, 钱龙生 等. 纵向泵浦固体激光介质热透镜效应的理论研究[J]. *强激光与粒子束*, 2000, **12**(1): 27~31
- 15 D. Marcuse. *Light Transmission Optics* [M]. New York: Van Nostrand Reinhold Company, 1972. 129~137
- 16 B. V. Karlekar, R. M. Desmond. *Engineering Heat Transfer* [M]. Liu Jixuan Transl.. Beijing: People Education Press, 1981. 279~308
B. V. 卡里卡, R. M. 戴斯蒙德. *工程传热学*[M]. 刘吉萱译. 北京: 人民教育出版社, 1981. 279~308

《光学学报》“发光材料”专题 征 稿 启 事

近年来,发光材料以其独特的优越性,已成为我国光学材料研究领域的的主流方向之一,被广泛应用在显示、通信、卫星、生物、光学计算机等高科技领域。发光材料作为一门发展十分迅速的新兴技术科学,所提出的新原理、新方法和新技术已取得多项重大研究成果。《光学学报》计划于 2010 年 7 月正刊(EI 核心收录)上推出“发光材料”专题栏目,现特向国内外广大专家学者征集“发光材料”方面原创性的研究论文,旨在集中反映该方面最新的研究成果及研究进展。

征稿范围包括:

- 光致发光材料: 灯用材料、长余辉材料、紫外发光材料、红外线发光材料、荧光染料、颜料材料等;
- 电致发光材料: 高场发光材料(直流粉末 DCEL, 交流粉末 ACEL, 薄膜发光, 厚膜发光, 有机发光)、低场发光材料(发光二极管(LED), 有机发光(OEL-OLED), 硅基发光, 半导体激光)等;
- 阴极射线发光材料: 彩色电视发光材料、黑白电视发光材料、像素管材料、低压荧光材料、超短余辉材料等;
- 辐射发光材料: α 射线发光材料、 β 射线发光材料、 γ 射线发光材料、 μ 放射发光材料、闪烁晶体材料、X 射线发光材料、X 射线存储发光材料、X 射线增感发光材料、CT 扫描发光材料等;
- 摩擦发光材料: 单晶发光材料、微晶发光材料等;
- 化学发光材料: 有机化合物发光材料(荧光染料)、液体发光材料、有机稀土发光材料等;
- 生物发光材料: 酶发光材料, 有机发光材料等;
- 反射发光(几何光学)材料: 光学镀膜反射材料、玻璃微珠反射材料等;
- 其他

特邀组稿专家: 郭太良 教授 福州大学

截稿日期: 2010 年 4 月 20 日

投稿方式以及格式: 可通过中国光学期刊网网上投稿系统直接上传稿件(主题标明“发光材料”投稿), 详情请参见 <http://www.opticsjournal.net/gxxb.htm>。本专题投稿文体为中文, 其电子版请使用 MS-word 格式, 有任何问题请咨询马沂编辑, E-mail: CJL@siom.ac.cn; 电话: 021-69918427。