

文章编号: 0258-7025(2008)08-1132-07

脉冲激光二极管端面抽运固体激光器中晶体的热弛豫时间

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 在脉冲激光二极管(LD)端面抽运固体激光器中,存在热效应瞬态过程,即晶体的温度分布具有时变性,晶体温度的时变过程受到热弛豫时间的影响。从热传导方程出发,采用解析法和数值法分别对晶体降温过程中温度的时变性进行计算;采用有限元方法,对晶体热弛豫时间及其影响因素进行数值计算,分析了晶体直径、密度、热传导系数和比热等热物性参数对热弛豫时间的影响;采用流体流动换热理论,充分考虑了冷却水流温度和速度对晶体温度分布的影响。结果表明,通过调整晶体尺寸、冷却系统可以实现对热弛豫时间的控制。根据有限元软件 ANSYS 的计算结果,分析了晶体抽运端面上径向温度的时变分布,晶体边缘与中心的温差和光程差;初步计算了晶体热透镜不同径向位置处的焦距差。结果表明,晶体冷却过程中,不同径向位置与中心的温差和相对光程差具有时变性,晶体热透镜的聚焦特性也是随时间变化的。

关键词 激光器;固体激光器;热效应;有限元法;热弛豫时间

中图分类号 TN 248.1 文献标识码 A doi: 10.3788/CJL20083508.1132

Thermal Relaxation Time of Crystal in Pulsed Laser Diode End-Pumped Solid-State Laser

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

(School of Technical Physics, Xidian University, Xi'an, Shaanxi 710071, China)

Abstract The process of transient thermal effect exists in pulsed laser diode (LD) end pumped solid state laser, which means that temperature distribution in laser crystal is changing with time. The process of time-varying temperature is influenced by thermal relaxation time. Based on the heat conduction equation, the characteristic of time-varying temperature in temperature declining process is calculated by analysis and numerical method. Based on the finite element method, the thermal relaxation time and its influencing factors are presented. The diameter, thermal parameters of crystal such as density, coefficient of heat conduction and specific heat are analyzed. Based on the theory of flow and heat transfer of water, influences of crystal temperature distribution such as temperature and velocity of cooling water are considered. The results show that thermal relaxation time can be controlled by changing diameter or cooling system. Based on the solution of ANSYS, time-varying temperature distribution, temperature difference and relative optical path difference between center and edge in pumped surface of crystal are analyzed. Focal length difference at different radii of the thermal lens is analyzed simply. The results indicate that in cooling process, temperature difference and relative optical path difference between center and other different radial positions are all changed with time; focus property of crystal thermal lens is also changed with time.

Key words lasers; solid-state laser; thermal effect; finite element method; thermal relaxation time

1 引 言

在脉冲激光二极管(LD)端面抽运固体激光器

中,晶体的温度分布以及热效应具有时变特性。在单个脉冲中,由于脉冲抽运源和冷却系统的共同作

收稿日期:2007-11-12;收到修改稿日期:2007-12-17

作者简介:宋小鹿(1983—),女,福建人,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,江苏人,教授,博士生导师,主要从事固体激光器件与激光技术方面的研究。

E-mail:zhguo@xidian.edu.cn

用, 晶体温度存在升降变化, 即热脉冲。热脉冲的上升沿主要取决于抽运源和晶体的热耗, 热脉冲的下降沿主要取决于冷却系统和晶体的热学性质。在此引入热弛豫时间的概念, 热弛豫时间定义为晶体端面中心温度下降到初始值 $1/e$ 所需的时间。当晶体的热弛豫时间远远大于脉冲周期时, 晶体温度变化缓慢, 此种情况的热效应时变过程对于脉冲输出影响可以忽略; 当热弛豫时间接近脉冲周期时, 热脉冲的周期性变化会引起晶体温度场在一定范围内周期性波动, 影响激光脉冲输出特性, 热效应的时变过程不容忽略。可见, 晶体冷却过程的热弛豫时间是影响热效应时变过程的重要参量。通常, 抽运光的空间分布特性导致晶体降温过程的初始温度分布呈现不均匀性, 所以首先要计算有抽运源存在的阶段中晶体的温度分布, 继而分析晶体的冷却过程。

本文采用解析和数值方法分析了 LD 端面抽运固体激光器的激光晶体在降温过程中温度的时变规律; 结合 ANSYS 软件, 分析了热弛豫时间的影响因素; 根据数据结果, 分析了晶体中心与边缘温差和相对光程差的时变性, 以及晶体热透镜并非理想透镜这一特点; 另外, 目前对晶体热效应的分析大多是不考虑水流换热、空气对流换热的近似计算, 本文在数值计算中, 充分考虑了水流的流速和温度以及周围环境对晶体热弛豫时间的影响。

2 热传导方程及其求解

LD 端面抽运固体激光器结构如图 1 所示, 包括光纤耦合 LD, 圆柱状激光晶体, 耦合透镜, 冷却系统和输出镜。

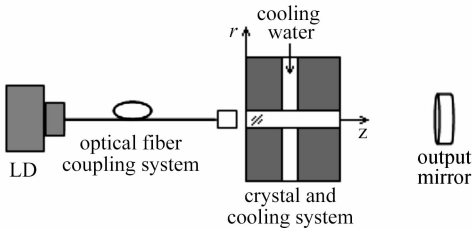


图 1 LD 端面抽运 Nd:YAG 激光器结构示意图

Fig. 1 Sketch of LD end-pumped Nd:YAG laser

通常在计算中假设晶体各向同性、轴对称, 因此柱坐标系非稳态热传导方程为^[1]

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

式中 r 和 z 分别为晶体的径向和轴向坐标, 如图 1 所示, 以晶体抽运端面的中心作为 r 和 z 的坐标零点,

T 为晶体温度, t 为时间, k, ρ, c 分别为晶体的导热系数、密度、比热, $q_v(r, z, t)$ 为内热源。主要讨论晶体降温过程的热弛豫时间及其影响因素, 但是由于抽运光的空间分布特性导致晶体降温过程的初始温度分布呈现不均匀性, 所以首先要计算抽运阶段, 即有抽运源存在的阶段, 达到稳态时晶体的温度分布, 继而分析撤除抽运源后, 晶体的冷却过程。

2.1 抽运阶段晶体温度分布

解析计算中, 可进行近似: 端面抽运情况下, 激光晶体一般采用侧面强制冷却, 因此热量主要沿着晶体的径向向外传导, 忽略轴向的热传导; 晶体在主动冷却环境下, 侧面的温度近似保持恒定, 在数学处理中, 可以假设晶体边界为相对 0°C ^[1]。因此, 热传导方程及边界条件为

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 T_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_1}{\partial r} = -\frac{1}{k} q_v(r, z), \\ T_1|_{r=r_0} = 0 \end{cases} \quad (0 \leq r < r_0, 0 \leq z \leq l) \quad (2)$$

晶体内热源函数为^[2]

$$q_v(r, z) = \frac{2\alpha\eta_{\text{heat}} P_{\text{in}}}{\pi\omega^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega^2}\right) \exp(-\alpha z), \quad (3)$$

式中 T_1 为抽运阶段晶体温度, r_0 为晶体半径, l 为晶体长度, α 为晶体对抽运光的吸收系数, P_{in} 为入射抽运光功率, ω 为抽运光束腰半径, η_{heat} 为晶体的生热效率。将(3)式代入(2)式, 并将其中的 $\exp(-2r^2/\omega^2)$ 展开为泰勒级数, 对热传导方程进行两次积分并代入边界条件得到端面抽运情况下, 晶体温度分布为

$$T_1(r, z) = \frac{\alpha\eta_{\text{heat}} P_{\text{in}}}{4\pi k} \exp(-\alpha z) \times \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^m}{m \cdot m!} \left(\frac{2r_0^2}{\omega^2}\right)^m \left[\left(\frac{r}{r_0}\right)^{2m} - 1\right]. \quad (4)$$

2.2 冷却阶段晶体温度分布

如果将抽运阶段的温度分布结果作为冷却阶段的初始条件, 当晶体处于冷却阶段, 非稳态热传导方程、边界条件和初始条件为

$$\begin{cases} \rho c \frac{\partial T_2}{\partial t} = k \left(\frac{\partial^2 T_2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_2}{\partial r} \right), \\ T_2|_{r=r_0} = 0 \\ T_2|_{t=0} = T_1(r, z) \end{cases} \quad (0 \leq r < r_0) \quad (5)$$

式中 T_2 为冷却阶段晶体的温度。

令 $a = k/\rho c$, 采用分离变量法可以得到方程(5)的解为

$$T_2 = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \exp(-a\lambda t) J_0\left(\frac{\mu_n^{(0)}}{r_0} r\right), \quad (6)$$

式中 $\lambda = (\mu_n^{(0)}/r_0)^2$, $\mu_n^{(0)}$ 表示零阶第一类贝塞耳函数 $J_0(x)$ 的正零点。根据初始条件以及贝塞耳函数正交性,可求得待定系数 A_n 为

$$A_n = \frac{2}{r_0^2 J_1^2(\mu_n^{(0)})} \int_0^{r_0} r' J_0\left(\frac{\mu_n^{(0)}}{r_0} r'\right) T_1(r', z) dr', \quad (7)$$

式中 $J_1(\mu_n^{(0)})$ 为一阶第一类贝塞耳函数。

3 晶体热弛豫时间的数值计算

3.1 数值计算结果可靠性验证

采用有限元分析软件 ANSYS 对晶体温度分布以及热弛豫时间进行数值计算,首先需验证数值计算结果的可靠性。根据参考文献[3],晶体为 Yb:YAG,尺寸 4 mm×4 mm×2 mm,晶体热传导系数 7 W/(m·℃),抽运功率 13.5 W,抽运光束腰半径 0.27 mm,晶体生热效率 10%,晶体对抽运光的吸收系数 0.56 mm⁻¹,采用内部通水的铜热沉夹持晶体进行冷却。热像仪拍摄的晶体抽运端面上温度分布如图 2 所示^[3],图 2(a)为热像仪拍摄到的铜热沉和晶体抽运端面温度分布,图 2(b)为铜热沉和晶体抽运端面 x 方向温度分布。由图可见,晶体端面径向温度分布类似高斯型,端面中心温度约为 50℃,晶体靠近铜热沉的边缘温度大约为 32℃。而采用 ANSYS 软件在相同条件下对 Yb:YAG 晶体温度

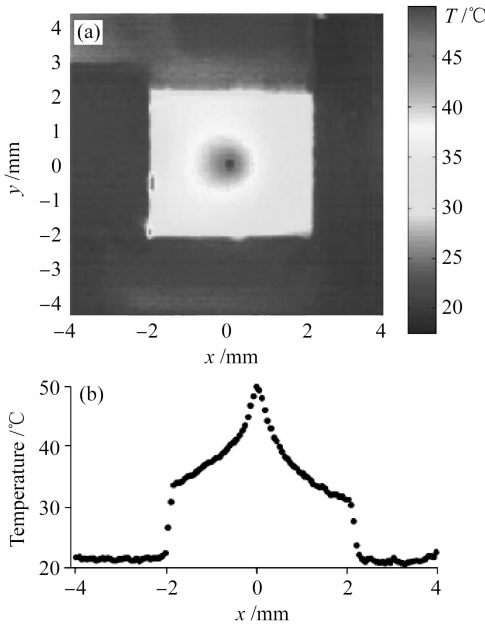


图 2 (a) 晶体抽运端面温度分布实验图;(b) 抽运端面径向温度分布

Fig. 2 (a) Experiment solution of temperature and (b) radial temperature distribution in pumped end of crystal

分布进行模拟,1/2 晶体温度分布如图 3 所示,图 3(a)为 ANSYS 模拟得到的 1/2 晶体抽运端面的温度分布,图 3(b)为晶体抽运端面 x 方向的温度分布,晶体抽运端面中心温度最高值为 48.1℃,晶体靠近铜热沉的边缘温度为 28.2℃,且晶体抽运端面温度分布趋势与热像仪拍摄的结果相接近。可见,数值模拟结果和实验结果吻合较好,验证了 ANSYS 数值计算结果的可靠性。

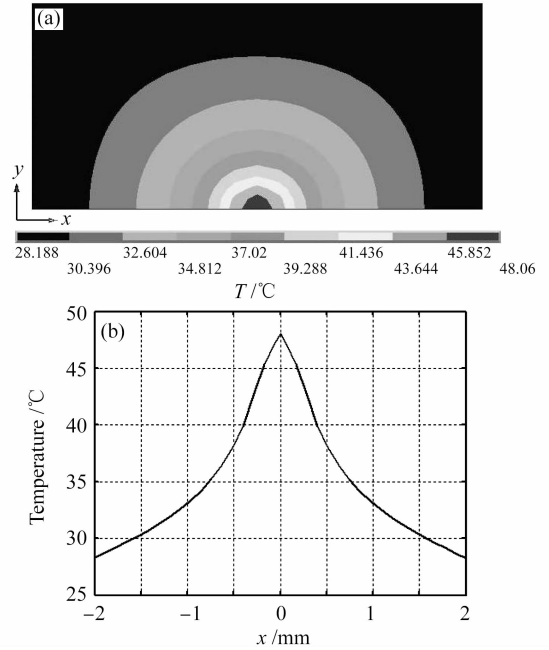


图 3 (a) 晶体抽运端面温度分布数值计算结果;(b) 抽运端面径向温度分布

Fig. 3 (a) Numerical solution of temperature and (b) radial temperature distribution in pumped end of crystal

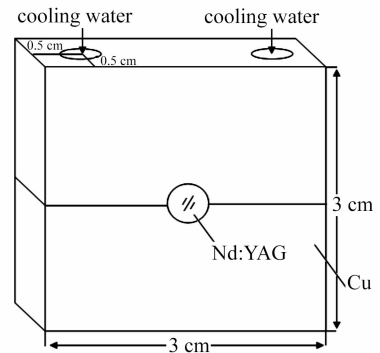


图 4 无氧铜热沉冷却系统结构示意图

Fig. 4 Sketch of oxygen free copper (OFC) heat sink cooling system

3.2 冷却结构模型

在实验中通常采用无氧铜(OFC)热沉夹持 Nd:YAG 晶体,并且在热沉里打孔通入冷却水对无氧铜块进行冷却,整体结构如图 4 所示。

3.3 热弛豫时间的定义

晶体的降温过程受到热弛豫时间的影响。针对提到的情况,若环境温度为 T_A ,晶体端面中心初始温度为 T_0 ,热弛豫时间可定义为晶体端面中心温度下降到 $T = (T_0 - T_A)/e + T_A$ 时所需时间 τ_0 ,如图5所示。

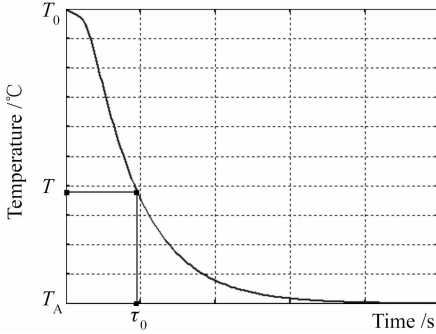


图5 热弛豫时间示意图

Fig. 5 Sketch of thermal relaxation time

3.4 热弛豫时间影响因素

根据(6)式,降温过程弛豫时间主要由 $\exp(-a\lambda t)$ 决定,由于 $a = k/\rho c$,因此当由晶体热物性决定的参数 a 越大时,降温过程热弛豫时间越短;根据 $\lambda = (\mu_n^{(0)}/r_0)^2$,晶体半径越小,热弛豫时间越短。

在解析计算中,对方程和边界条件进行了简化。在数值计算中,充分考虑温度的三维分布,夹持晶体的热沉中通有冷却水流,晶体前后端面和热沉表面有空气自然对流换热。因此,晶体降温过程的热弛豫时间还受到水流流速、温度和热沉材料的影响。采用有限元分析软件 ANSYS 对激光晶体的热弛豫时间进行计算需要给出晶体、热沉、周围环境和水流

表1 采用有限元法计算所需参数

Table 1 Parameters used in simulation

Parameters	Value
Nd:YAG geometrical parameters /mm	$\phi 4 \times 10$
Specific heat capacity of Nd:YAG / (J/(kg · °C))	590
Density of Nd:YAG / (kg/m ³)	4560
Heat conductivity of Nd:YAG / (W/(m · °C))	14
Specific heat capacity of OFC / (J/(kg · °C))	390
Density of OFC / (kg/m ³)	8889
Heat conductivity of OFC / (W/(m · °C))	391
Density of water /kg/m ³	1000
Specific heat capacity of water / (J/(kg · °C))	4183
Cooling water velocity / (m/s)	1.2
Initial temperature of Nd:YAG / °C	50
Heat transfer coefficient of air / (W/(m ² · °C))	10
Temperature of air / °C	20
Initial temperature of heat sink / °C	20

状况的参数,如表1所示^[4,5]。根据对晶体稳态温度分布的计算结果(4)式以及图3曲线,晶体径向温度分布近似为高斯型,由于晶体对抽运光轴向的吸收,轴向温度呈指数形式衰减,即 $T_1(r, z) = T_1(r)\exp(-\alpha z)$ 。为了比较各参数对晶体冷却过程热弛豫时间的影响,可以设置晶体的初始温度为端面中心温度50 °C,边缘温度20 °C,径向温度呈高斯型分布,轴向呈指数形式衰减,即 $T_0(r, z) = 50\exp(-2r^2/w^2)\exp(-\alpha z) + 20$,其中 $w = 0.6 \text{ mm}$, $\alpha = 0.5 \text{ mm}^{-1}$ 。

考虑冷却水流对晶体热弛豫时间的影响,首先要对水流进行分析。对液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^[6]

$$\text{Re} = \frac{\rho u_{av} L_c}{\mu}, \quad (8)$$

式中 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 的中间段为临界区。水密度为 1000 kg/m³,水的粘度为 1.005 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 4895。

水平圆柱体表面空气自然对流换热系数 $h \approx 1.32(\Delta T/d)^{1/4}$ ^[7],立方体表面空气自然对流换热系数 $h \approx 1.42(\Delta T/l)^{1/4}$, ΔT 为圆柱表面与环境的温差, d 为圆柱直径, l 为立方体高度,可大致估算,在实验室中,晶体和热沉表面空气自然对流换热系数约为 10 W/(m² · °C)。

3.4.1 晶体直径

结构模型如图4所示,对于 Nd:YAG 晶体,当晶体棒初始温度 50 °C,水流初始温度 15 °C,流速 1.2 m/s,热沉和周围环境的初始温度 20 °C,加入冷却系统对晶体棒进行冷却。如果其他参数如表1所示,改变晶体直径分别为 3 mm, 3.5 mm, 4 mm 和 4.5 mm 时,晶体的热弛豫时间如图6(a)所示,该曲线表明热弛豫时间随着晶体棒直径的缩小而变短。

3.4.2 晶体热物性参数

晶体的热弛豫时间受到晶体热物性参数 $a = k/\rho c$ 的影响,如果分别以尺寸 $\phi 4 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ 的 Nd:YAG, Nd:GGG, Nd:YLF 和 Nd:Glass 晶体为例,当晶体棒初始和边界条件如表1所示,结构模型如图4所示,晶体密度 ρ 分别为 4560 kg/m³, 7090 kg/m³, 3990 kg/m³, 2680 kg/m³, 比热 c 分别为

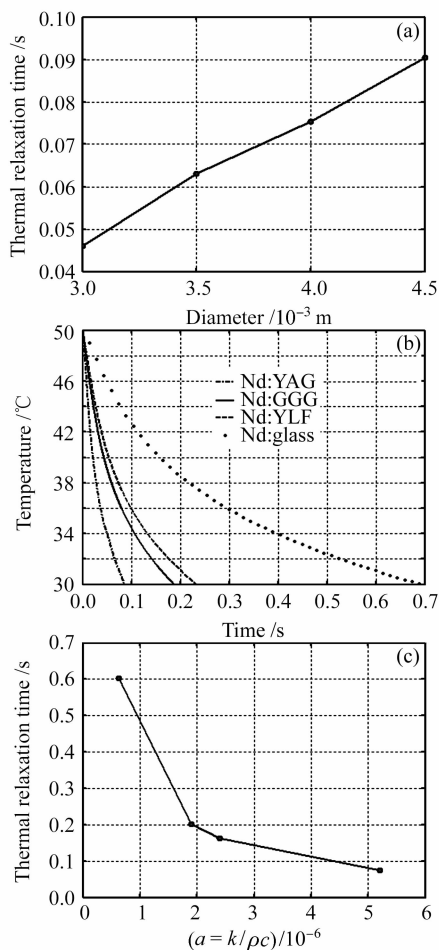


图 6 (a) 晶体直径对热弛豫时间的影响; (b) 不同种类晶体抽运端面中心温度时变情况; (c) 晶体热物性参数对热弛豫时间的影响

Fig. 6 (a) Thermal relaxation time versus diameter of the crystal; (b) center temperature of different crystal end surfaces versus time; (c) thermal relaxation time versus crystal parameter

590 J/(kg·°C), 380 J/(kg·°C), 790 J/(kg·°C), 710 J/(kg·°C), 热传导系数 k 分别为 14 W/(m·°C), 6.43 W/(m·°C), 6 W/(m·°C), 1.19 W/(m·°C), 相应的参数 a 的值分别为 5.2×10^{-6} , 2.4×10^{-6} , 1.9×10^{-6} , 6.25×10^{-7} 。不同种类的晶体在降温过程中, 晶体端面中心温度时变结果如图 6(b) 所示, 热弛豫时间随参数 a 的变化曲线如图 6(c) 所示。说明热弛豫时间随着与晶体热物性参数相关的 a 增大而减小。

计算结果表明, 当晶体的直径变小时, 热弛豫时间有所缩短, 可见, 在实验过程中, 通过控制晶体尺寸可以实现对热弛豫时间的控制。晶体棒的热物性参数对热弛豫时间也有较大影响, 若 $a = k/\rho c$ 增大则晶体热弛豫时间缩短。另外, 改善冷却系统、降低

冷却水温、提高冷却水流速都可以不同程度地缩短热弛豫时间。

4 晶体热透镜效应的时变性

4.1 晶体温度分布的时变性

根据解析计算结果(6)式, 冷却过程中, 不同时刻晶体径向温度分布不同。如果晶体的初始温度为端面中心温度 50 °C, 边缘温度 20 °C, 径向温度呈高斯型分布, 轴向呈指数形式衰减, 即 $T_0(r, z) = 50 \exp(-2r^2/w^2) \exp(-\alpha z) + 20$, 其中 $w = 0.6 \text{ mm}$, $\alpha = 0.5 \text{ mm}^{-1}$, 晶体参数如表 1 所示, 则不同时刻, 晶体抽运端面径向温度分布如图 7 所示, 曲线由上至下对应 0~275 ms 时刻温度径向分布。由图 7 可见, 初始时刻温度呈高斯型分布, 晶体抽运端面中心和边缘温差为最大值 30 °C, 由于晶体边缘强制冷却, 晶体中心温度迅速下降, 降温初期, 中心温度下降速度较快, 随着晶体温度的降低, 中心温度下降速度逐渐变慢, 最后晶体温度趋向于均匀的稳态。

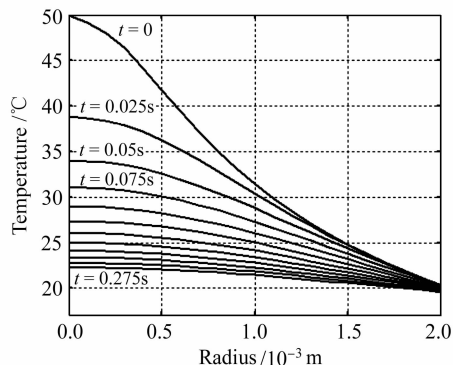


图 7 不同时刻晶体抽运端面的径向温度分布

Fig. 7 Radial temperature distribution in crystal end surface at different times

4.2 相对光程差时变性

如图 7 所示, 在晶体抽运端面上, 中心和不同径向位置处的温差具有时变性。在不同时刻, 抽运端面中心和边缘的温差如图 8 所示。由晶体径向温度梯度引起晶体折射率的变化为^[8]

$$\Delta n(r, z) = [T(0, z) - T(r, z)] \left(\frac{dn}{dT} \right), \quad (9)$$

对于沿晶体轴向传播的平面光波, 当通过晶体时, 会产生相对光程差 ΔOPD 为

$$\Delta \text{OPD}(r) = \int_0^l \frac{dn}{dT} [T(0, z) - T(r, z)] dz, \quad (10)$$

式中 dn/dT 为晶体折射率对温度的变化率, 对于

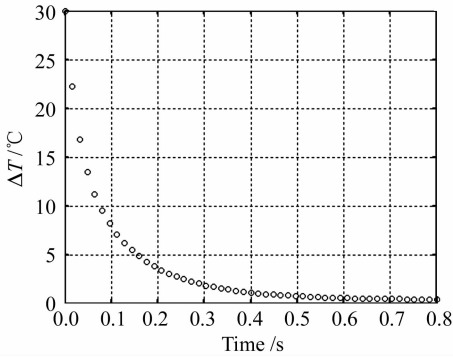


图8 晶体抽运端面中心与边缘温差随时间的变化
Fig. 8 Temperature difference of center and edge in crystal end surface versus time

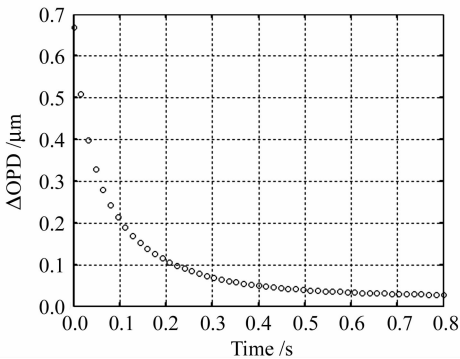


图9 中心与边缘相对光程差随时间的变化
Fig. 9 Relative Δ OPD of center and edge versus time

Nd:YAG 其值为 $7.3 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$, 通过晶体中心和边缘的光线相对光程差时变结果如图9所示。由于中心与边缘的温差随时间推移逐渐减小,中心和边缘的相对光程差也随之减小。

4.3 晶体热透镜像差

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^[9]。如果热透镜为理想透镜,那么一束平行光线通过晶体时会汇聚于一点,然而,晶体热透镜并非理想透镜,不同径向位置处的焦距不同,导致不同高度的平行光线通过晶体后汇聚于光轴上不同的位置,如图10所示。以晶体边缘光线焦点作为参考,不同高度

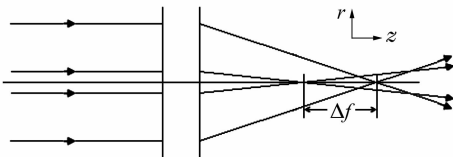


图10 不同高度入射光线焦距差示意图
Fig. 10 Focal length difference among incident rays at different heights

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。

采用有限元分析软件 ANSYS 计算得到晶体内部温度分布数据, Matlab 编程调用数据可分别计算得到晶体边缘和半径为 0.25 mm 处的焦点及焦距, 两焦点不重合, 焦距不相等, 它反映了晶体热透镜具有球差, 并非理想透镜。两者的焦距差随时间变化曲线如图 11 所示, 焦距差随时间的推移呈现先增加后减小的趋势。初步分析引起该变化趋势的原因为: 晶体不同径向位置温差、相对光程差和晶体的热聚焦特性均随时间变化, 不同径向位置温度下降速率不同, 导致晶体内不同径向位置的热透镜焦距随时间变化速率不同, 因而不同径向位置的焦距与边缘焦距之差也随时间变化。

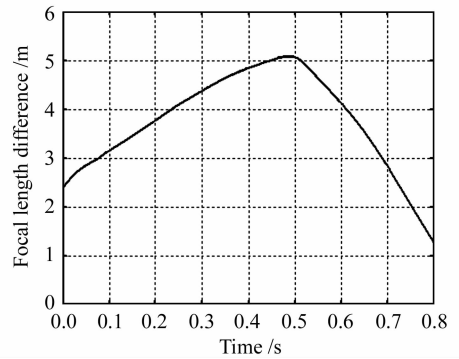


图11 热透镜边缘和径向 0.25 mm 处焦距差随时间的变化
Fig. 11 Focal length difference between edge and $r = 0.25 \text{ mm}$ of thermal lens versus time

5 结论

从热传导方程出发, 采用解析法对抽运和冷却阶段激光晶体温度分布进行了计算, 根据结果, 晶体降温过程弛豫时间主要由与其热物性相关的参数 a 和直径决定。给出了热弛豫时间的定义, 并分析了晶体直径和密度、热传导系数、比热等热物性参数对热弛豫时间的影响, 结果表明, 减小晶体的直径, 或者选取与晶体热物性相关的参数 $a = k/\rho c$ 较大的晶体, 都可以缩短热弛豫时间。在实验中可以通过改变晶体直径, 调整冷却系统实现对热弛豫时间的控制。最后, 由于晶体中心和不同半径处温差的时变性, 晶体热透镜效应也具有时变性, 晶体内部温度分布决定了热透镜并非理想透镜, 而存在像差。本文以晶体热透镜边缘焦距作为参考, 计算了半径 0.25 mm 处的焦距与参考焦距之差, 及该焦距差随时间的变化。由于晶体热透镜效应直接影响谐振腔

的结构,所以热透镜的时变性导致了谐振腔结构也具有时变性,进而影响输出激光的光束特性。

参 考 文 献

- 1 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 晶体的热畸变[J]. *中国激光*, 2006, **33**(10):1324~1328
- 2 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
- 3 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
- 4 W. Koehnner. Solid-state Laser Engineering [M]. Beijing: Science Press, 2002. 40~42
W. 克希耐尔. 固体激光工程[M]. 北京: 科学出版社, 2002.

- 40~42
- 5 Zhang Xingyu, Zhao Shengzhi, Wang Qingpu *et al.*. Study on thermal lens of Nd³⁺:YAG laser pumped by a laser diode [J]. *Chinese J. Lasers*, 2000, **A27**(9):777~781
张行愚,赵圣之,王青圃等. 激光二极管抽运的激光器热透镜效应的研究[J]. *中国激光*, 2000, **A27**(9):777~781
 - 6 B. V. Karlekar, R. M. Desmond. Engineering Heat Transfer [M]. Beijing: People Education Press, 1981. 235~239
B. V. 卡里卡, R. M. 戴斯蒙德. 工程传热学[M]. 北京: 人民教育出版社, 1981. 235~239
 - 7 J. P. Holman. Heat Transfer [M]. Beijing: People Education Press, 1979. 273~274
J. P. 霍尔曼. 传热学[M]. 北京: 人民教育出版社, 1979. 273~274
 - 8 Hou Liqun, Zu Jifeng, Dong Yue *et al.*. Numerical simulation of thermal induced effects and cooling characteristics of Nd:GGG Laser crystal slabs in the heat capacity operation mode [J]. *Chinese J. Lasers*, 2006, **33**(8):1025~1029
侯立群,祖继锋,董 玥等. Nd:GGG 激光晶体热容工作下的热致效应与冷却特性数值模拟[J]. *中国激光*, 2006, **33**(8):1025~1029
 - 9 Horst Stöcker. Handbook of Physics [M]. Beijing: Peking University Press, 2004. 309~310
H. 斯托克. 物理手册[M]. 北京: 北京大学出版社, 2004. 309~310

《中国激光》“光纤通信及器件”专题征稿启事

光纤技术和网络技术的迅猛发展,对现代光通信技术的发展产生了巨大的推动作用,尤其在光纤通信系统及器件的设计与实现方面,已取得了诸多令人兴奋的成就。《中国激光》计划于 2008 年 12 月正刊上推出“光纤通信及器件”专题栏目,现特向国内外广大读者以及作者征集“光纤通信及器件”方面原创性的研究论文和综述,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:

- 光纤通信系统的设计及实现
- 光纤激光器的设计与实现(如掺杂光纤激光器、新型可调谐光纤激光器、微结构光纤激光器等)
- 光纤放大器的设计与实现(如宽波段掺铒光纤放大器、拉曼光纤放大器、微结构光纤放大器等)
- 全光纤无源器件的设计与实现(如宽带光纤耦合器、宽带光纤滤波器、新型光纤色散补偿器、阵列光开关等)
- 新型光纤光栅的设计与实现(如微结构光纤光栅、超长周期光纤光栅及特种光纤光栅等)
- 其他

截稿日期:2008 年 10 月 15 日

投稿方式以及格式:可直接将稿件电子版发至“光纤通信及器件”专题组稿专家、《中国激光》常务编委张伟刚教授,邮箱:zhangwg@nankai.edu.cn(主题标明“光纤通信及器件专题”投稿),或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“光纤通信及器件专题”投稿),详情请参见中国光学期刊网:www.opticsjournal.net。本专题投稿文体不限,中英文皆可,其电子版请使用 MS-word 格式,有任何问题请发邮件至 mayi@siom.ac.cn 询问。

《中国激光》编辑部