

脉冲激光二极管侧面抽运 Nd:YAG 激光器 晶体时变热效应

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, 西安 710071)

(2008 年 7 月 2 日收到, 2008 年 8 月 12 日收到修改稿)

采用数值计算的方法,对脉冲激光二极管三向侧面抽运固体激光器中,激光晶体的温度场时变分布进行了计算.分析了三向侧面抽运情况下晶体内光强分布,在此基础上,采用有限元法,以脉冲激光二极管侧面抽运 Nd:YAG 激光器为例,对单脉冲过程中晶体温度分布及其影响因素进行分析.结果表明,晶体升温过程受到抽运条件以及散热条件的影响,但是主要受到抽运条件即抽运光强度和光束半径的影响,降温过程受到晶体热物性参数和晶体半径以及散热条件的影响.当晶体温度达到周期性分布后,由于晶体径向温度梯度的周期性变化,引起通过晶体的平面光波的中心和边缘光线相对光程差也随时间作周期性变化.

关键词:激光二极管侧面抽运固体激光器,热效应,有限元法,时变过程

PACC:4260,4255R

1. 引 言

在激光二极管(LD)抽运固体激光器中,常用的抽运方式有端面抽运和侧面抽运.端面抽运方式具有阈值低、效率高、横模选择能力强等优点,但随着抽运功率进一步提高,晶体热透镜效应会使谐振腔改变^[1-2],在高功率抽运下激光晶体的端面易受损,所以中小功率激光器一般采用这一抽运方式.高功率激光器大多采用侧面抽运,该方式易获得较高输出功率,但侧面抽运下,抽运光和激光振荡模通常不易良好匹配,往往为多模输出,同时抽运光分布不均匀引起较大温度梯度和热畸变,影响输出激光的功率和光束质量^[3].

对于 LD 侧面抽运固体激光器,激光晶体的温度分布在很大程度上取决于激光器的运转方式:连续抽运,单脉冲抽运和重复脉冲抽运方式.在脉冲 LD 侧面抽运 Nd:YAG 激光器中,特别是在短脉冲、长周期抽运状态下存在着热效应时变过程,现有的研究工作涉及时变过程的较少.所谓热效应的时变过程,指在单个抽运脉冲中,晶体热效应随着时间变化,以及在周期抽运过程中,晶体热耗周期性变化,

导致晶体中各空间位置的温度也作周期性变化.

本文通过数值方法求解热传导方程,研究脉冲 LD 侧面抽运固体激光器中,抽运脉冲作用期和间隔期晶体热效应时变过程及其影响因素,周期过程对晶体径向温度分布和相对光程差的影响.

2. 抽运光强分布

由于量子亏损等原因,在激光器运转中,增益介质内存在热沉积,而散热又要求对其表面进行冷却,两者使激光晶体内部产生不均匀的温度分布^[4,5].晶体内部温度分布受到抽运光空间分布、晶体散热系统以及晶体本身热物性参数等诸多因素的影响,需要对物理模型进行简化,提出几点假设^[6]:1)激光晶体热传导系数是随温度而变化的,但是当温度变化范围不大的情况下,可以近似认为热传导系数为常数;2)通常采用多个 LD Array 直线排列方式工作且相邻间距很小,可近似认为抽运光沿激光光轴方向即 z 轴方向均匀分布,在与晶体轴线方向垂直的各横截面内,抽运情况相同;3)侧面抽运选用的多个 LD Array 输出光功率及其空间分布均相同;4)忽略激光晶体两个端面与空气对流换热的边界条件,

由于晶体侧面由水流进行强制散热,对流换热系数远大于空气自然对流换热系数,假设晶体只存在径向热流。

激光二极管三向侧面抽运 Nd:YAG 激光器的截面如图 1(a)所示,中心为激光晶体,晶体外层为冷却水流,再外层为玻璃套管,最外面放置三个互成 120°分布的抽运源 LD Array,晶体内部各点的抽运光强是三个抽运源在该点叠加的结果。如图 1(a)所示晶体、通水区域、玻璃套管半径分别为 r_0, r_1, r_2 ,折射率分别为 n_1, n_2, n_3 ,空气折射率为 n_0 ,LD Array 出光面到玻璃套管表面距离为 l_0 ,抽运光进入晶体。考虑玻璃套管和水流对抽运光的折射,从 LD Array 出光面到晶体表面的传输过程可用 ABCD 矩阵描述,即

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_2}{n_1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{r_1 - r_0}{n_2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_3}{n_2} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & \frac{r_2 - r_1}{n_3} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_0}{n_3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{l_0}{n_0} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1)$$

考虑晶体对抽运光的吸收,晶体中单个 LD Array 抽运光分布表示为下式^[7]:

$$K(x, y) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{I_0}{\omega} \exp\left(-\frac{2y^2}{\omega^2} - \alpha d\right), \quad (2)$$

其中 I_0 是沿晶体轴向单位长度抽运光强, ω 是晶体内部抽运光平均光束半径, α 为晶体对抽运光的吸收系数, d 为抽运光在晶体中传播的距离,即 $d =$

$$\sqrt{r_0^2 - y^2} + x.$$

如图 1(a),通过对(2)式进行坐标变化,三个 LD Array 光强分布分别表示为^[7]

$$K(x_1, y_1) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{I_0}{\omega} \exp\left(-\frac{2y_1^2}{\omega^2} - \alpha d_1\right), \quad (3)$$

其中 $x_1 = x, y_1 = y, d_1 = \sqrt{r_0^2 - y_1^2} + x_1.$

$$K(x_2, y_2) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{I_0}{\omega} \exp\left(-\frac{2y_2^2}{\omega^2} - \alpha d_2\right), \quad (4)$$

其中

$$x_2 = x \cos(120^\circ) + y \sin(120^\circ),$$

$$y_2 = -x \sin(120^\circ) + y \cos(120^\circ), d_2 = \sqrt{r_0^2 - y_2^2} + x_2.$$

$$K(x_3, y_3) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{I_0}{\omega} \exp\left(-\frac{2y_3^2}{\omega^2} - \alpha d_3\right), \quad (5)$$

其中

$$x_3 = x \cos(-120^\circ) + y \sin(-120^\circ),$$

$$y_3 = -x \sin(-120^\circ) + y \cos(-120^\circ),$$

$$d_3 = \sqrt{r_0^2 - y_3^2} + x_3.$$

如果晶体半径 1.5 mm,由于水流和玻璃套管对抽运光的影响,假设三个方向抽运光在晶体内部光束半径的平均值均为 0.3 mm,晶体吸收系数为 0.05 mm^{-1} . 为方便描述,定义晶体上三个参考点如图 1(a):A 点($-r_0, 0$),B 点($0, 0$),C 点($r_0, 0$). 采用极坐标变换,晶体内部抽运光强归一化分布如图 1(b)(c)所示,由此可见,在给定上述参数的情况下,晶体内部抽运光功率在其中心附近达到最大,在近中心的小范围内呈近似高斯分布。

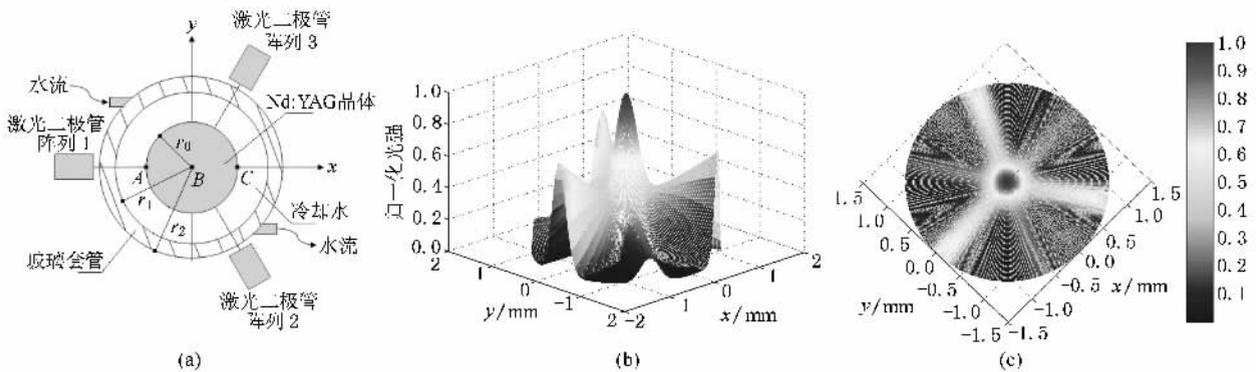


图 1 三向侧面抽运 Nd:YAG 激光器示意图 (a)结构示意图 (b)晶体内部归一化光强分布图 (c)光强分布俯视图

由于 Nd:YAG 晶体的吸收系数和掺杂浓度有关,掺杂浓度越高,吸收系数越大,因此晶体吸收的光强分布和晶体吸收系数有关。为了描述这种现象,选取两个参考位置归一化光强进行比较,即晶体

任一截面的中心点 B 和该截面上抽运光的任一入射点 A,如图 1(a)所示,将晶体吸收抽运光功率做比值即 I_B/I_A 。当晶体半径为 1.5 mm 时, I_B/I_A 随晶体吸收系数变化趋势如图 2(a)所示。当吸收系数较

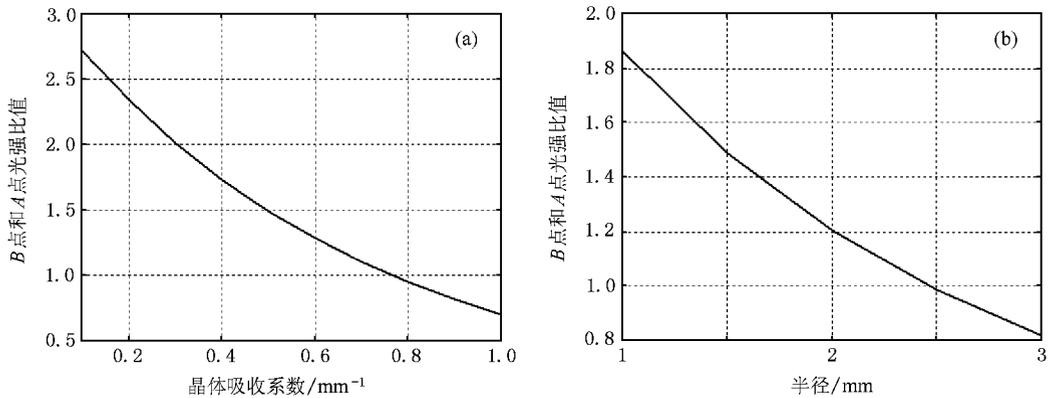


图2 晶体吸收光强分布的影响因素 (a)晶体吸收系数 (b)晶体半径

小时,抽运光到达晶体棒中心区域时仍然携带有较高的能量,因此出现抽运光在中心区域叠加后中心能量高、边缘能量低的分布趋势。随着晶体吸收系数的增大,抽运光在越来越短的入射范围内被吸收,在晶体中心三向叠加后的光强逐渐减弱,比值减小。当晶体吸收系数为 0.05 mm^{-1} , I_B/I_A 随晶体半径的变化趋势如图 2(b)所示,随着半径的增大,由于吸收系数恒定,晶体中心三向抽运光的叠加强度逐渐减弱,比值随之减小。

3. 时变热传导问题的建模

3.1. 热传导方程的建立

在脉冲 LD 侧面抽运固体激光器中,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、几何尺寸、外部条件以及时间有关。通常在计算中假设晶体各向同性,轴对称,时变热传导方程表示为(6)式^[8]。以晶体截面的中心作为坐标原点, $T(x, y)$ 为晶体内的温度, t 为时间, k, ρ, c 分别为晶体的导热系数、密度、比热, $q(x, y, t)$ 为晶体内热源密度函数。

$$\rho c \frac{\partial T(x, y)}{\partial t} = k \nabla^2 T(x, y) + q(x, y, t). \quad (6)$$

3.2. 初始条件和边界条件

假设 Nd:YAG 晶体初始温度以及环境温度均为 20°C , Nd:YAG 晶体通过水流向外界散热。通常人们假设晶体边界恒温,但是实际情况下,由于抽运源和冷却水流的共同作用晶体侧面并不能保证完全恒温。这里考虑水流和晶体棒侧面之间的对流换热系

数,该系数通常和流体的流速和黏度有关,可假设水流和晶体棒侧面之间对流换热系数为恒定值,另外,水流温度由水箱控制系统进行设置,也可以假设为恒定值。

3.3. 热源函数

注入 Nd:YAG 晶体的抽运能量由于量子差损等原因而转化为热,令生热效率为 η 。晶体内热源密度函数可表示为下式^[6]:

$$q(x, y) = \eta \frac{I_d(x, y)}{d}, \quad (7)$$

其中 $I_d(x, y)$ 为抽运光在晶体棒经过距离 d 时被晶体吸收的光强为下式^[6]:

$$I_d(x, y) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{I_0}{\omega} \exp\left(-\frac{2y^2}{\omega^2}\right) [1 - \exp(-\alpha d)]. \quad (8)$$

在脉冲 LD 侧面抽运固体激光器情况下,抽运光强随时间周期性变化,如下式^[8]:

$$q(x, y, t) = q(x, y) \alpha(t), \quad (9)$$

其中 $\alpha(t)$ 表示时间包络函数。

4. 单脉冲过程

4.1. 晶体升温过程及其影响因素

晶体升温过程由抽运脉冲的上升沿和散热效果决定,计算中考虑电脉冲上升沿为 $10 \mu\text{s}$,晶体的热物性参数如表 1^[9]。本文采用 ANSYS 有限元分析软件结合 Matlab 画图功能,分别比较升温过程中,抽运光功率、抽运光在晶体内平均光束半径、散热条件(即对流换热系数和冷却水温)对晶体端面中心温度

时变分布的影响,计算过程中考虑能量的径向传播以及晶体边界水流强制散热对晶体温度的影响.

表 1 采用有限元法计算温度分布所用参数

参数	数值
Nd:YAG 晶体半径 / mm	1.5
Nd:YAG 晶体热转换系数	0.32
Nd:YAG 晶体对抽运光吸收系数 / mm^{-1}	0.5
Nd:YAG 晶体热传导系数 ($\text{W}/(\text{m}\cdot^{\circ}\text{C})$)	14
Nd:YAG 晶体比热 ($\text{J}/(\text{kg}\cdot^{\circ}\text{C})$)	590
Nd:YAG 晶体密度 (kg/m^3)	4560
Nd:YAG 晶体折射率随温度变化系数 (dn/dt) (ppm/K)	7.3

4.1.1. 抽运光功率

以激光二极管三向侧面抽运 Nd:YAG 激光器为例,根据假设,由于抽运光沿激光光轴方向即 z 轴方向均匀分布,在与晶体轴线方向垂直的各横截面内,抽运情况相同,因此垂直于晶体轴线的任一截面内晶体温度分布一致,可以将任一截面中心温度作为参考.假设抽运光在晶体内部平均光束半径为 0.3 mm,晶体和水流之间对流换热系数为恒定值 $6000 \text{ W}/(\text{m}^2\cdot^{\circ}\text{C})$,水流温度恒为 15°C .当改变每个 LD 实

际注入激光晶体的抽运功率均分别为 10 W, 15 W 和 20 W 时,晶体从环境温度 20°C 升温至温度达到稳态分布过程中,晶体截面中心温度随时间变化趋势如图 3(a) 随着抽运功率的增大,晶体升温速度加快,达到稳态所需时间更长且温度更高.

4.1.2. 抽运光平均半径

抽运光在晶体内部的平均光束半径对晶体升温过程的温度值有影响,当注入晶体的抽运功率为 20 W,晶体棒和水流之间对流换热系数 $6000 \text{ W}/(\text{m}^2\cdot^{\circ}\text{C})$,水流温度恒定为 15°C ,改变晶体内部平均光束半径分别为 0.3 mm, 0.5 mm 和 0.7 mm,以晶体截面中心温度作为参考,如图 3(b) 所示,抽运光束半径对中心温度的影响较小,抽运光束半径越小,晶体达到稳态时的温升越高,达到稳态所需时间也越长.

4.1.3. 散热条件

散热条件同样对晶体升温过程的温度分布有影响,如果不改变抽运源各参数,那么散热效果决定了晶体温度达到稳态分布所需时间.根据前面所述边界条件,当改变冷却水流速度时,晶体侧面和水流之间对流换热系数随之改变.当注入晶体的抽运功率为 20 W,光束半径 0.3 mm,水流温度恒为 15°C ,改变

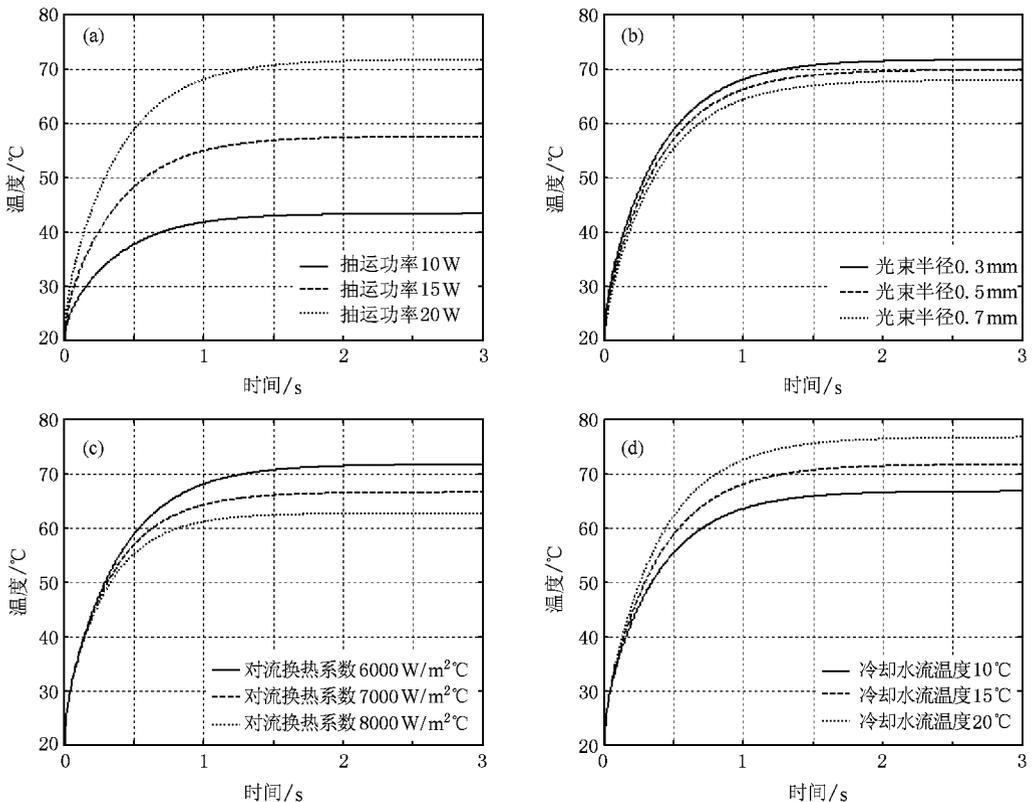


图 3 晶体升温过程影响因素 (a) 抽运光功率 (b) 抽运光束平均半径 (c) 对流换热系数 (d) 水流温度

对流换热系数,晶体截面中心温度时变分布如图 3(c)提高对流换热系数即提高水流速度,晶体温度达到稳态所需时间越短,稳定后的晶体温度越低,类似的,当对流换热系数恒定为 $6000 \text{ W}(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ 通过水箱控制系统改变冷却水流的设定温度,晶体截面中心温度时变分布如图 3(d),降低水流温度,晶体温度达到稳态所需时间越短,稳定后的晶体温度越低.

在单脉冲过程中,晶体升温过程时变温度分布受到抽运脉冲宽度的影响,如果脉宽足够宽,晶体温度将达到稳态分布,如图 3 中各曲线所示. 如果脉冲抽运源以一定的占空比工作,那么在每个抽运周期中,晶体升温到稳态状态之前便进入无抽运源的散热阶段. 抽运光的强度和空间分布以及散热条件直接影响温度分布,若假设抽运光空间分布和散热条件均相同,设连续工作状态下,抽运光功率为 P ,脉冲工作状态下,抽运光的峰值功率为 P_p 、平均功率为 P_a 、占空比为 β ,那么 $P_a = \beta P_p$. 如图 4,以脉冲状态下,频率 200 Hz、脉宽 200 μs 、峰值功率 100 W 的脉冲 LD 侧面抽运 Nd:YAG 激光器为例,若 $P = P_a$,连续工作状态下晶体温度为 T_1 ,脉冲工作状态下晶体温度为 T_2 ,那么脉冲工作状态下,晶体温度 T_2 随时间围绕着 T_1 呈锯齿状波动,波动的峰值温度高于同时刻的 T_1 ,波谷值低于 T_1 .

晶体升温过程受到抽运条件以及散热条件的影响,但是在脉冲工作状态下,Nd:YAG 上能级粒子寿命 230 μs ,选择抽运源脉宽应小于 230 μs ,又由于晶体热传导系数较小($14 \text{ W}(\text{m} \cdot ^\circ\text{C})$),每个周期中抽运过程持续时间较短,产生的热量不能得到及时传导,因此在脉冲工组状态下,晶体的升温过程主要受到抽运条件(即抽运光功率和光束半径)的影响,散热条件对其影响较小.

4.2. 晶体降温过程及其影响因素

4.2.1. 晶体热物性参数

根据(6)式,温度分布受到晶体热物性参数即导热系数、密度、比热的影响,定义参数 $a = k/\rho c$ 描述晶体热物理性质. 分别以半径 1.5 mm 的 Nd:YAG, Nd:GGG 和 Nd:YLF 晶体为例^[9],晶体密度 ρ 分别为 $4560 \text{ kg}/\text{m}^3$, $7090 \text{ kg}/\text{m}^3$, $3990 \text{ kg}/\text{m}^3$,比热 c 分别为 $590 \text{ J}(\text{kg} \cdot ^\circ\text{C})$, $380 \text{ J}(\text{kg} \cdot ^\circ\text{C})$, $790 \text{ J}(\text{kg} \cdot ^\circ\text{C})$,热传导系数 k 分别为 $14 \text{ W}(\text{m} \cdot ^\circ\text{C})$, $6.43 \text{ W}(\text{m} \cdot ^\circ\text{C})$, $6 \text{ W}(\text{m} \cdot ^\circ\text{C})$,相应的参数 a 分别为 5.2×10^{-6} , $2.4 \times$

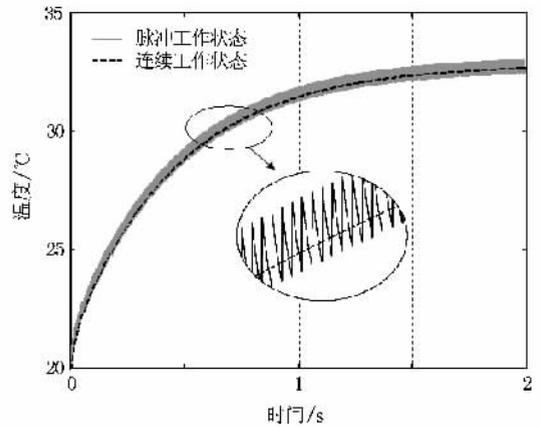


图 4 连续和脉冲工作状态下晶体温度时变示意图

10^{-6} , 1.9×10^{-6} . 对于不同种类的晶体,当它们的初始温度为均匀的 50°C ,晶体的边界加强制水冷,水流和晶体之间对流换热系数 $6000 \text{ W}(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$,水流温度 20°C ,三种晶体降温过程中,中心温度时变结果如图 5(a)所示. 可见,当与晶体本身热物性相关的参数 a 越大时,晶体降温速度越快.

4.2.2. 晶体半径

由于侧面抽运固体激光器中,晶体的散热是通过对侧面进行水流散热来实现,晶体的导热系数相对较低,因此其半径对散热的速率也有影响,如图 5(b),当晶体初始温度为均匀的 50°C ,水冷条件同上,晶体半径越小,晶体散热速度越快.

4.2.3. 散热条件

对于侧面抽运的 Nd:YAG 激光器,通常采用在玻璃套管中通水流的方法对激光晶体进行散热. 因此,水流和晶体之间对流换热系数以及水流温度都对晶体降温的速率有所影响,如图 5(c)和图 5(d)所示,增大水流对流换热系数(即提高水的流速)或者降低水流的温度,都可以提高晶体的降温速率.

综上所述,晶体的升温过程主要受到抽运光功率,光束平均半径等因素的影响,散热条件虽然对升温过程温度分布也有一定的影响,但是抽运脉冲持续时间仅为 200 μs ,散热条件的影响较弱. 对于晶体降温阶段,降温速率受到晶体热物性参数和半径的影响,据此定义热弛豫时间^[10] $\tau = r^2 \rho c / k$,其中 c , ρ , k 和 r 分别为晶体比热、密度、热传导系数和半径. 当晶体热弛豫时间与脉冲间隔相接近时,晶体温度随着抽运脉冲呈周期性分布,当脉冲间隔与晶体热弛豫时间相比很短时,激光晶体的温度呈现连续分布,这种模式下晶体热效应只取决于平均输入

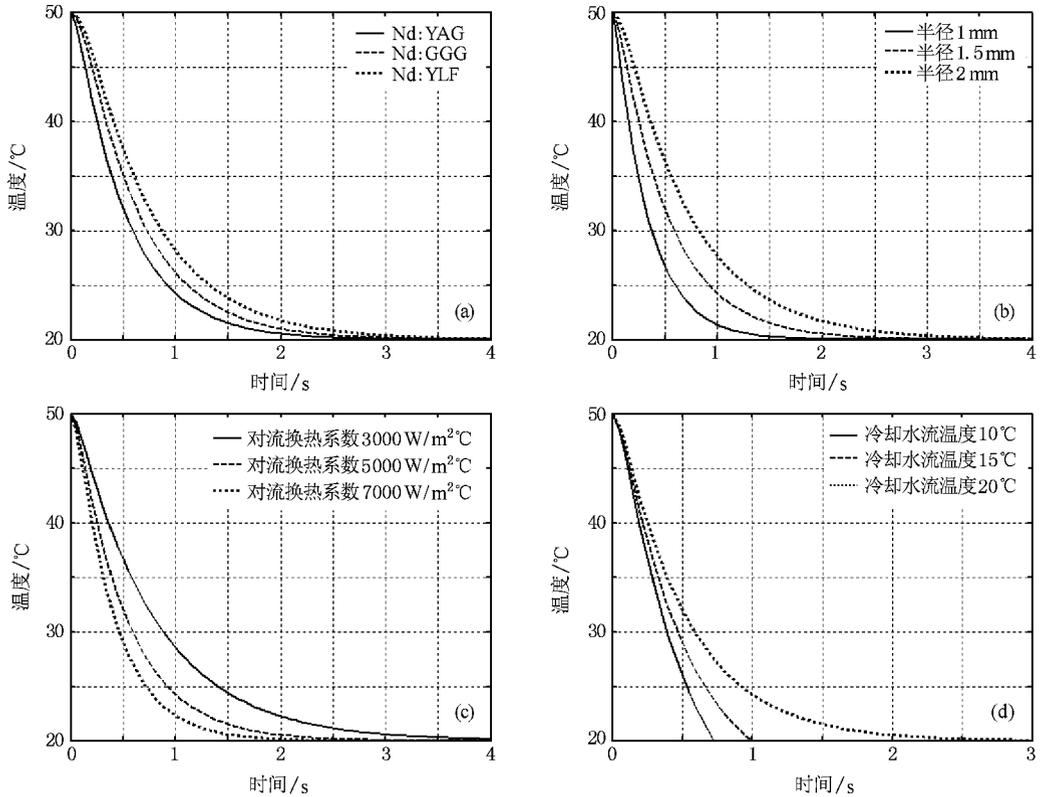


图 5 晶体降温过程影响因素 (a)晶体热物性质 (b)晶体半径 (c)对流换热系数 (d)水温

功率. 另外, 晶体降温过程还受到散热条件的影响, 水的流速和温度对晶体降温过程都有不同程度的影响.

5. 周期过程

5.1. 温度分布

在脉冲 LD 侧面抽运 Nd:YAG 激光器中, 晶体的内热源不仅是位置坐标的函数, 也是时间的函数. 由于 Nd:YAG 上能级粒子寿命 $230 \mu\text{s}$, 因此选择抽

运源脉宽 $200 \mu\text{s}$; 对于脉冲 LD, 频率可选范围为 1—100 Hz 和 1—1000 Hz. 因此, 以频率 200 Hz, 脉宽 $200 \mu\text{s}$ 注入晶体的抽运功率 100 W, 晶体内部平均光束半径 0.3 mm 的抽运源为例, 抽运源波形如图 6 所示. 在 $t = 0$ 时刻, 开始对晶体棒施加脉宽为 Δt , 周期为 T_p , 功率为 P_m 的抽运脉冲. 晶体半径 1.5 mm, 水流对晶体侧面散热的对流换热系数为 $5000 \text{ W}(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$, 水流温度 20°C , 计算中还考虑实验室环境下空气自然对流换热系数大约 $10 \text{ W}(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$, 环境温

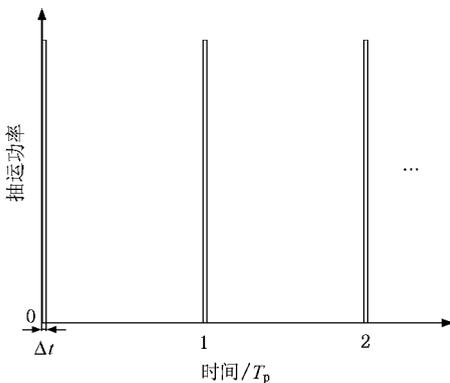


图 6 抽运源波形示意图

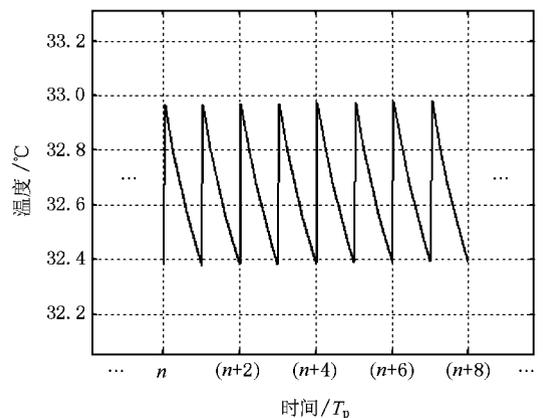


图 7 晶体截面中心温度随时间的变化

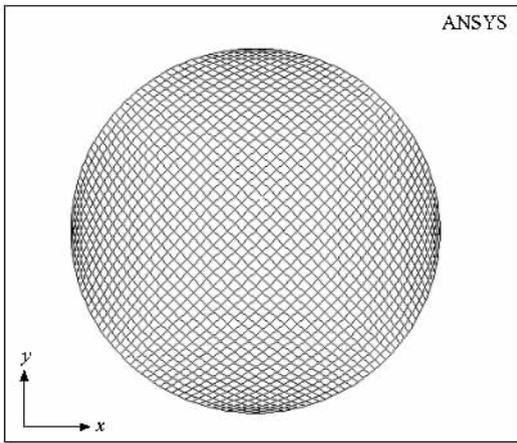


图 8 晶体截面有限元分析模型

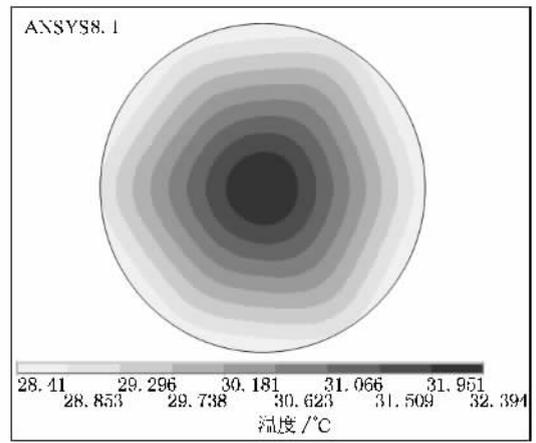


图 9 晶体截面温度分布

度 20℃. 380 个脉冲过后,晶体任一截面中心温度随时间变化情况如图 7 所示. 可见,此时随着抽运脉冲的不断到来,晶体温度在一定范围内周期性波动. 图 8 为采用 ANSYS 软件计算过程中, Nd:YAG 晶体截面的网格划分模型,图 9 为 1.9 s 时刻,即第 380 个抽运周期结束的时刻,晶体截面温度分布. 根

据图 1 三向抽运的光强分布特殊性,晶体温度具有与之相类似的分布趋势.

5.2. 相对光程差时变分布

当激光器重复运转,晶体温度达到动态平衡时,在晶体的径向存在温度梯度,由温度梯度引起的折

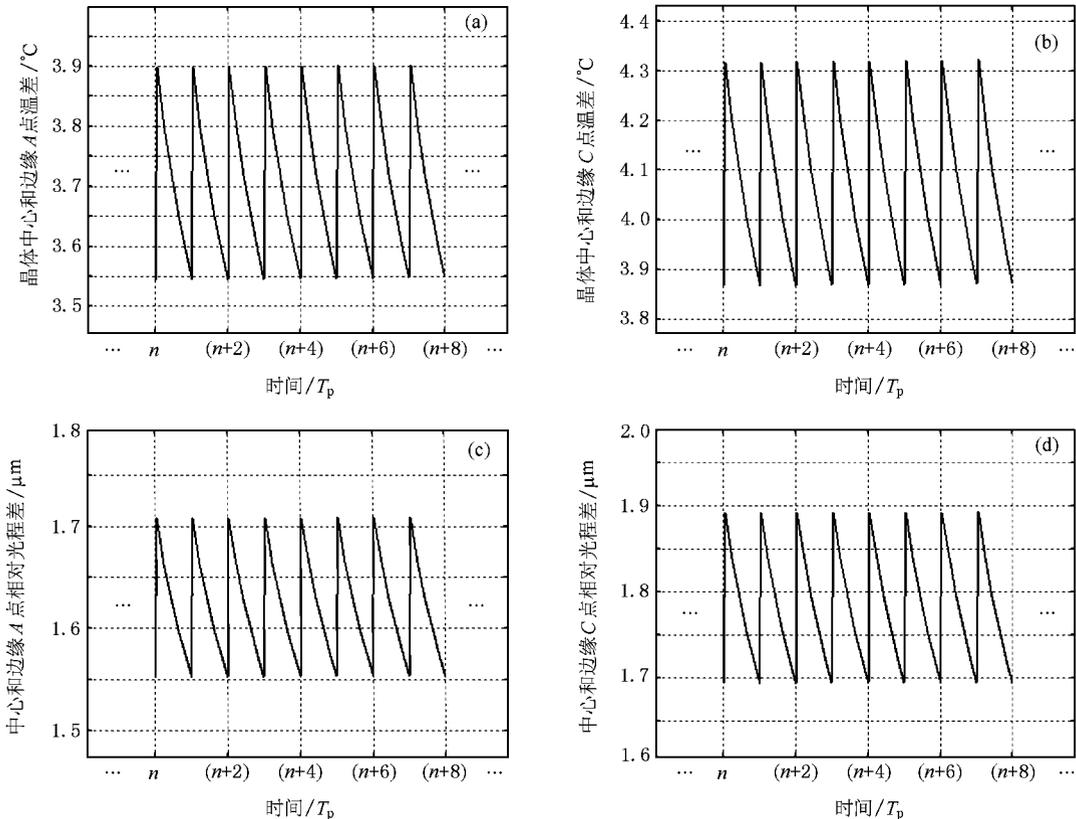


图 10 周期过程中温差和相对光程差随时间的变化 (a) B 点与 A 点温差 (b) B 点与 C 点温差 (c) B 点与 A 点相对光程差 (d) B 点与 C 点相对光程差

射率变化为^[8]

$$\Delta n(r) = [T(r) - T(0)] \left(\frac{dn}{dT} \right). \quad (10)$$

对于沿轴向传播的平面光波,当通过晶体时,在轴向无限小的距离 dz 内产生的光程差为

$$OPD(r, z) = \Delta n(r) dz. \quad (11)$$

三向侧面抽运情况下,晶体温度并非呈对称分布,根据图 1(a)中标注的 ABC 点,当晶体内的温度分布达到动态平衡时,在一个抽运周期内,晶体截面中心 $B(0, 0)$ 与坐标分别为 A 点 $(-r_0, 0)$ 和 C 点 $(r_0, 0)$ 的温度差都呈先增大后减小趋势,如图 10(a)(b)所示,导致了平面光波通过晶体时,该两点与中心之间的相对光程差也随时间波动,当晶体长度为 60 mm 时,光程差分别如图 10(c)(d)所示。

6. 结 论

三向侧面抽运情况下,晶体内部的光强分布受到晶体吸收系数和半径的影响,随着吸收系数的增

大,抽运光在越来越短的入射长度内被晶体吸收,三向抽运光在晶体中心点叠加的光强与每向抽运光在晶体侧面入射点的光强之比逐渐降低,随着晶体半径的增大,该比值也随之减小。从时变热传导方程出发,以脉冲 LD Array 侧面抽运 Nd:YAG 激光器为例,综合考虑晶体散热环境的实际情况,数值计算得到晶体截面中心温度随着抽运脉冲到来的时变分布。对于单脉冲过程,晶体升温阶段的温度分布主要受到抽运光功率和光束半径的影响,降温阶段的温度分布受到晶体半径、晶体热物性参数如比热、密度和热传导系数的影响,同时还受到散热条件如水流速和水温的影响。减小晶体半径,或者选择 $\alpha = k/\rho c$ 较大的晶体材料都可以缩短热弛豫时间。

对于周期过程,随着抽运脉冲的不断到来,晶体温度在一定范围内周期性波动,中心和边缘的温差随之波动。由于晶体内部温度分布的不均匀性,晶体径向存在温度梯度,导致通过该晶体的平面光波中心和边缘光线存在相对光程差,由于晶体温度梯度随时间变化,相对光程差也随时间做周期性波动。

[1] Wang S Y, Guo Z, Fu J M et al 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 355 (in Chinese) [王石语、过振、傅君眉等 2003 物理学报 **52** 355]

[2] Guan J, Li J P, Cheng G H et al 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1804 (in Chinese) [关俊、李金萍、程光华等 2004 物理学报 **53** 1804]

[3] Li W J, Yang A F, Guo Z et al 2006 *Laser J.* **27** 20 (in Chinese) [李武军、杨爱粉、过振等 2006 激光杂志 **27** 20]

[4] Zhu H T, Lou Q H, Qi Y F et al 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5221 (in Chinese) [朱洪涛、楼祺洪、漆云凤等 2006 物理学报 **55** 5221]

[5] Yang Y M, Xu Q M, Guo Z 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 223 (in Chinese) [杨永明、许启明、过振 2008 物理学报 **57** 223]

[6] Dai Q, Li X Z, Wang X J 2007 *High Power Laser and Particle Beams* **19** 197 (in Chinese) [岱钦、李新忠、王希军 2007 强激光与

粒子束 **19** 197]

[7] Yang A F, Bu Y H, Chen D D et al 2004 *Acta Optica Sin.* **24** 633 (in Chinese) [杨爱粉、卜英华、陈德东等 2004 光学学报 **24** 633]

[8] Song X L, Li B B, Wang S Y et al 2007 *Chin. J. Lasers* **34** 1476 (in Chinese) [宋小鹿、李兵斌、王石语等 2007 中国激光 **34** 1476]

[9] Koechner W 2005 *Solid-State Laser Engineering* (New York: Springer) p48

[10] Hou L Q, Zu J F, Dong Y et al 2006 *Chin. J. Lasers* **33** 1025 (in Chinese) [侯立群、祖继锋、董钥等 2006 中国激光 **33** 1025]

Time-varying thermal effect of laser crystal in pulsed diode laser side-pumped Nd:YAG laser

Song Xiao-Lu[†] Guo Zhen Li Bing-Bin Wang Shi-Yu Cai De-Fang Wen Jian-Guo

(*School of Technical Physics, Xiidian University, Xi'an 710071, China*)

(Received 2 July 2008 ; revised manuscript received 12 August 2008)

Abstract

In pulsed diode laser side-pumped solid-state laser, time-varying distribution of temperature in laser crystal is numerically calculated. Three-direction pumped beam intensity distribution in laser crystal is analyzed. Based on the solution, the temperature distribution and its influence in single-pulse process of pulsed diode laser array side-pumped Nd:YAG laser is obtained by finite element method. The results show that the process of temperature rise is influenced by pump condition and cooling method, but the main influencing factor are the pump conditions such as pumping power and beam waist. Cooling process is influenced by crystal thermo-physical parameters, radius and cooling condition. After the transient temperature distribution has reached dynamic equilibrium, because of radius temperature gradient periodically changing with time, the optical path difference between center and edge beam is also periodically changing with time.

Keywords : diode laser side-pumped solid-state laser, thermal effect, finite element method, time-varying process

PACC : 4260, 4255R

[†] E-mail : deer2001501@126.com.