

## 热边界和泵浦结构对激光晶体热效应的影响

蒙裴贝, 颜凡江, 李 旭, 郑永超

(北京空间机电研究所, 北京 100094)

**摘要:** 报道了不同热边界和泵浦结构下激光晶体的热效应情况。理论上, 基于星载激光器的工作特点, 通过建立符合激光晶体工作状态的热模型, 模拟了 Nd:YAG 晶体受到具有高斯分布半导体激光侧面泵浦时的温度场分布, 分析了热边界、泵浦方式以及泵浦光斑、吸收系数等泵浦参数对温度场的影响。将激光晶体热透镜作薄透镜近似, 进行了热透镜焦距理论计算和实验测量。五面环形泵浦结构, 泵浦功率 4 500 W, 10 Hz 重复频率下, Nd:YAG 晶体的热透镜焦距约 9.5 m, 实验结果与理论仿真结果基本符合。文中建立的模型与实验方法为预测激光晶体的热效应提供了一种有效工具, 为激光器设计提供依据。

**关键词:** 热分布; 热透镜; 侧面泵浦; Nd:YAG

**中图分类号:** TN248.1 **文献标志码:** A **文章编号:** 1007-2276(2015)11-3216-07

## Influence of boundary condition and pump scheme on thermal effects of laser crystal

Meng Peibei, Yan Fanjiang, Li Xu, Zheng Yongchao

(Beijing Institute of Space Mechanics & Electricity, Beijing 100094, China)

**Abstract:** The crystal's thermal effects under different thermal boundary and pump structure were reported. In theory, based on operating characters of space laser, a thermal model satisfying crystal working state was set up. The temperature distribution of Nd:YAG crystal was simulated for diode laser with Gaussian beam distribution side pumped laser, and the influence of thermal boundary condition, pump manner and pump parameters on thermal distribution was analyzed. With assumption that the thermal lens of crystal was thin lens, the thermal focal length was calculated theoretically and measured experimentally. With five-side annular pump structure, pump power of 4 500 W and pump repetition frequency of 10 Hz, the thermal focal length of Nd:YAG was about 9.5 m. Experimental results are in basic agreement with the simulated results.

**Key words:** thermal distribution; thermal focal lens; side-pumped; Nd:YAG

## 0 引言

LD 泵浦的全固态激光器以其结构紧凑、效率高、稳定好、寿命长等优点,在星载激光测距仪、星载激光雷达、激光加工和空间光电对抗等领域内有广泛的应用<sup>[1-4]</sup>。LD 泵浦方式主要有端面泵浦和侧面泵浦。相对于端面泵浦,侧面泵浦更容易注入高的泵浦功率,更适合于高功率输出,但同时会产生极多的废热,造成激光介质温度升高,影响激光器的转换效率,并且不均匀的温度分布会导致介质内折射率分布不均匀,产生热应力,引起介质形变、双折射、热透镜等效应,进而影响光束质量。激光介质的热效应与热边界以及泵浦结构密切相关。泵浦结构不仅影响激光介质的热分布,还影响增益分布。与地面应用的激光器不同,星载激光器通常不能采用液体冷却方式,更多采用热传导和热辐射的冷却方式。为了提高激光器系统的效率和光束质量,在资源有限的空间平台上,晶体的冷却方式和泵浦结构是激光器设计的关键环节。Nd:YAG 具有良好的热机性能,在 808 nm 附近有很强的吸收峰,在 1 064 nm 附近具有很大的增益截面和很高的损伤阈值<sup>[5-9]</sup>,因此 Nd:YAG 成为目前空间应用固体激光器的主流激光介质<sup>[10-12]</sup>。但关于热边界和泵浦结构对 Nd:YAG 晶体热效应的影响分析较少。

文中通过建立热分析物理模型,模拟了 Nd:YAG 晶体受到高斯分布泵浦光侧面泵浦时,不同热边界和泵浦结构下晶体的热分布和热透镜效应,并实验测量了晶体的热透镜焦距。研究结果对于星载激光器晶体的热控设计以及 Nd:YAG 激光器的性能改善提供依据。

## 1 激光晶体内部温度场的计算方法

### 1.1 晶体热模型

以常用的泵浦构型——环形泵浦和半面泵浦为例分析。图 1 为泵浦光和激光棒的空间关系示意图。晶体轴向为  $z$  向, $L_0$  为泵浦区域沿  $z$  向的长度, $r_0$  为激光晶体半径, $r_s$  为泵浦束腰到晶体中心的距离, $\omega_{p0}$  为泵浦光的束腰半径。

#### 1.1.1 激光晶体内部产生的热功率密度

假设泵浦光沿晶体轴向均匀分布,即不考虑  $z$

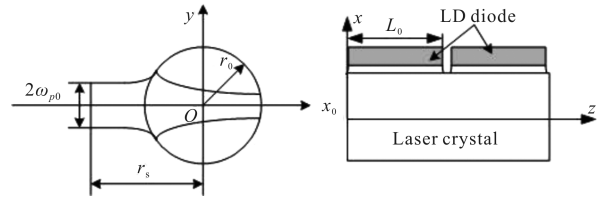


图 1 泵浦光和激光棒的空间关系

Fig.1 Spatial relationship of pump light and laser rod

向分布。 $M$  向泵浦结构下(每个方向上的 LD 阵列 bar 数目为  $N$ ,每个 bar 的输出功率为  $P_{p0}$ ),第  $i$  个方向 LD 阵列( $i=1,2,\dots,M$ )在晶体任一点( $x,y$ )处的泵浦光强分布为:

$$I_i(x,y)=\sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{I_0}{\omega_y(x_i)} \exp\left\{-2\left[\frac{y_i^2}{\omega_y^2(x_i)}\right]-\alpha d_i\right\} \quad (1)$$

$$I_0=\frac{T_0 N P_{p0}}{L_0} \quad (2)$$

$$\begin{cases} x_i=x\cos\left(\frac{2(i-1)}{M\pi}\right)-y\sin\left(\frac{2(i-1)}{M\pi}\right) & (\text{环形}) \\ y_i=y\cos\left(\frac{2(i-1)}{M\pi}\right)+x\sin\left(\frac{2(i-1)}{M\pi}\right) & (\text{环形}) \\ x_i=x\cos\left(\frac{i-1}{M\pi}\right)-y\sin\left(\frac{i-1}{M\pi}\right) & (\text{半面}) \\ y_i=y\cos\left(\frac{i-1}{M\pi}\right)+x\sin\left(\frac{i-1}{M\pi}\right) & (\text{半面}) \end{cases} \quad (3)$$

式中: $T_0$  为泵浦光透过率; $\alpha$  为晶体的吸收系数; $d_i$  为泵浦光在晶体中的传输距离,满足

$$d_i=\sqrt{r_0^2-y_i^2}+x_i \quad (4)$$

$\omega_y(x)$  表示  $y$  方向的泵浦光斑半径,满足

$$\omega_y(x)=\omega_{p0}\sqrt{1+\left[\frac{\lambda_p M_p^2(x+r_s)}{\pi\omega_{p0}^2}\right]} \quad (5)$$

式中: $\lambda_p$  为泵浦光波长, $M_p^2$  为泵浦光光束质量因子。假设泵浦光发散角为  $\theta_p$ ,则  $\theta$  满足

$$\frac{\pi}{\lambda_p}\omega_{p0}\theta_p=M_p^2 \quad (6)$$

晶体内部泵浦总光强  $I(x,y)$  为:

$$I(x,y)=\sum_{i=1}^M I_i(x,y) \quad (7)$$

晶体内的热功率密度  $Q(x,y,t)$  满足

$$Q(x,y,t)=\eta\alpha I(x,y)\delta(t) \quad (8)$$

$$\delta(t)=\begin{cases} 1, & nT_p \leq t \leq \tau+nT_p \\ 0, & \tau+nT_p \leq t \leq (1+n)T_p \end{cases} \quad n=0,1,2,\dots \quad (9)$$

式中: $\eta$  为由荧光量子效应和内损耗决定的热转换系数,即吸收的泵浦光中转化为热的份额; $T_p$  表示泵

浦周期,满足  $T_p=1/f_p$ ,  $f_p$  为泵浦频率;  $\tau$  为泵浦光脉冲宽度。

### 1.1.2 激光晶体内部热传导方程

晶体中的温度场分布可以通过求解泊松方程获得。在直角坐标系中,泊松方程为:

$$Q(x, y, t) = \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} - \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[ k \frac{\partial T}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ k \frac{\partial T}{\partial y} \right] \right\} \quad (10)$$

式中:  $\rho$  为密度;  $c_p$  为比热容;  $T$  为温度;  $k$  为热导率。

### 1.1.3 激光晶体的热边界条件

星载激光器受到失重和空间资源的限制,激光晶体通常采用热辐射和热传导两种冷却方式。根据热辐射斯忒藩-玻耳兹曼定律,热辐射主要与吸收体发射率、吸收体与外界接触面的面积、吸收体与外界接触面的温度以及周围环境温度有关。由于星载激光器工作时间较短,外表面温度不高,与外界接触面较小,因此热辐射对热边界影响较小。同时为了简化运算,文中不考虑热辐射对热边界的影响。

若对激光晶体不采取散热措施,仅通过晶体热容承载热量,即对晶体被动散热,相应的热边界条件为:

$$T|_{t=0} = T_b \quad (11)$$

若晶体与热沉接触,晶体的热量通过热传导传到热沉,热沉上的热再通过热管、半导体制冷器等器件有效导走,即对晶体主动散热。假定晶体与热沉的接触面为恒定温度,则热边界条件为:

$$T|_{\Sigma} = T_b \quad (12)$$

式中:  $T_b$  为边界温度;  $\Sigma$  为与热沉的接触面。

## 1.2 晶体内部温度场的计算方法

将泊松方程和边界条件离散化得到相应的差分方程组,采用迭代法求解得到温度场分布。仿真的参数如表 1 所示。

表 1 仿真参数<sup>[13]</sup>

Tab.1 Parameters for simulation<sup>[13]</sup>

Parameter	Value
Rod radius( $r_0$ )	3 mm
Density( $\rho$ )	4.56 g/cm <sup>3</sup>
Specific heat capacity( $c_p$ )	0.59 J/(g·K)
Heat conversion coefficient( $\eta$ )	0.3
Pump transmissivity( $T_0$ )	0.9
Thermal conductivity( $k$ )	10.458 W·m <sup>-1</sup> ·K <sup>-1</sup>
Refractive index( $n_0$ )	1.82
Photoelastic coefficient( $C_{r,\phi}$ )	0.016 5
Temperature coefficient of the refractive index( $\partial n/\partial T$ )	7.3×10 <sup>-6</sup> K <sup>-1</sup>

续表 1

Continued Tab.1

Parameter	Value
Thermal expansion coefficient( $\alpha_T$ )	7.5×10 <sup>-6</sup> K <sup>-1</sup>
Pump wavelength( $\lambda_p$ )	808 nm
Absorption coefficient( $\alpha_0$ )	3 cm <sup>-1</sup>
Boundary temperature( $T_b$ )	300 K
Pump frequency( $f_p$ )	2 Hz
Pump pulse width( $\tau$ )	220 $\mu$ s
Pump divergence( $\theta_p$ )	40°(fast axis)
Bar number per direction( $N$ )	3(five side-pump)/5(three side-pump)/1(hemihedral pump)
Output power per bar( $P_{\rho 0}$ )	100 W
Pump beam waist( $\omega_{\rho 0}$ )	0.6 mm(five side-pump)/ 1 mm(three side-pump)/ 0.2 mm(hemihedral pump)
Length of bar( $L_0$ )	10 mm
Distance between LD and rod's center( $r_s$ )	3.5 mm

## 2 激光晶体热焦距的计算方法

当泵浦功率注入到激光晶体中时,散热、温度分布和应力分布的不均匀使得光在晶体传输过程中的等相位面发生变化,产生“热透镜”。热透镜是由温度和应力引起的折射率变化产生的,根据中心与表面的温度差  $\Delta T$  可以计算晶体内形成的热透镜焦距<sup>[14]</sup>。

$$f_{th} = \frac{r_0^2}{4\Delta T L_0} \left[ \frac{1}{2} \frac{\partial n}{\partial T} + n_0^3 \alpha_T C_{r,\phi} + \frac{\alpha_T r_0 (n_0 - 1)}{L_0} \right]^{-1} \quad (13)$$

式中:  $n_0$  为晶体折射率;  $\partial n/\partial T$  为热色散系数,  $\alpha_T$  为热膨胀系数;  $C_{r,\phi}$  为光弹系数。

## 3 热分析的数值模拟

### 3.1 热边界对温度场的影响

以五面环形泵浦 Nd:YAG 晶体,被动散热情况为例,仿真参数见表 1,一个泵浦周期内,晶体内的温度场分布情况见图 2。多路泵浦光在晶体中心会聚,因此晶体中心温度最高。  $t=nT_p$  到  $t=\tau+nT_p$ , LD 向晶体注入泵浦功率,因此相比泵浦结束时刻 ( $t=\tau+nT_p$ ),泵浦初始时刻 ( $t=(1+n)T_p$ ) 晶体内最高温度较低,温度分布较均匀,温度梯度较小,一个泵浦周期内晶体内最高温度  $T_{max}$  和最大温差  $\Delta T_{max}$  先升后降。

被动散热和主动散热情况下(热边界条件分别为公式(11)和(12)),  $T_{max}$  和  $\Delta T_{max}$  随时间变化的曲线如图 3 所示。被动散热情况下,随着时间增长,  $T_{max}$  逐渐增大,  $\Delta T_{max}$  先增长(运行约 13 s),后趋于平缓,达

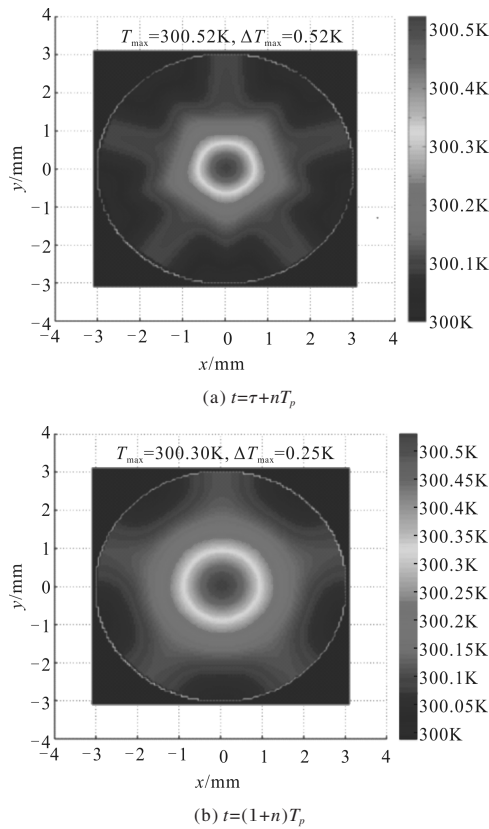
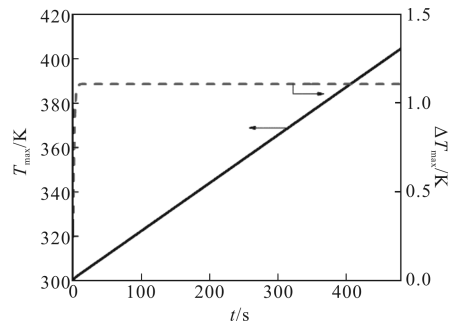


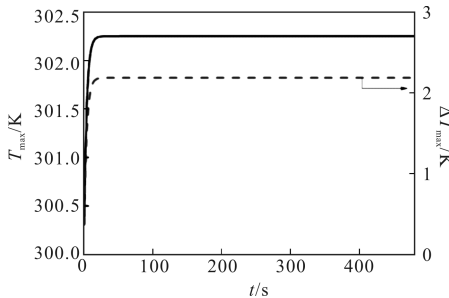
图 2 一个周期内晶体内温度分布

Fig.2 Temperature distribution in crystal during a pump period



(a) 被动散热情况

(a) Passive cooling condition



(b) 主动散热情况

(b) Active cooling condition

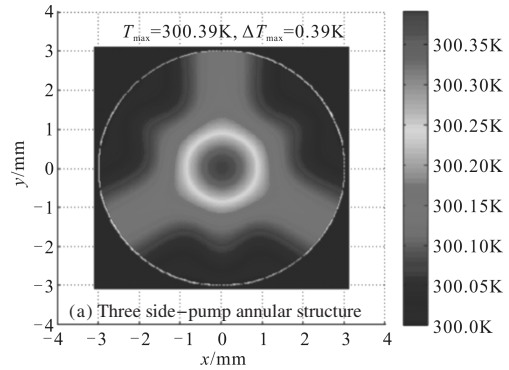
图 3 晶体内  $T_{max}$  和  $\Delta T_{max}$  随时间的变化

Fig.3  $T_{max}$  and  $\Delta T_{max}$  in crystal versus time

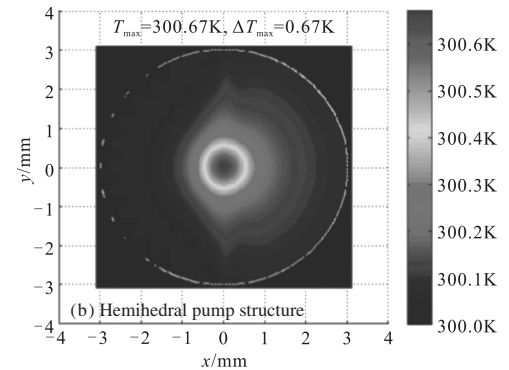
到平衡状态。工作 8 min 后,  $T_{max}$  达 404.67 K,  $\Delta T_{max}$  为 1.11 K。而主动散热情况下, 由于散热面能够及时将热量带走,  $T_{max}$  相对被动散热的情况要低很多, 并且运行约 30 s 后, 趋于稳定, 约为 302.25 K。  $\Delta T_{max}$  变化情况和被动散热的情况类似, 运行一段时间后, 基本保持不变(约 30 s), 但数值较大, 约 2.19 K。为了便于比较, 下面的讨论中均为被动散热情况。

### 3.2 泵浦方式对温度场的影响

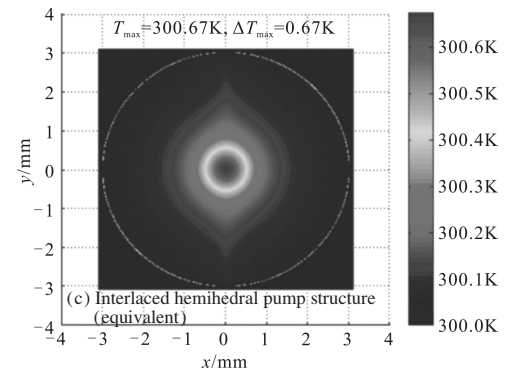
下面以三面环形泵浦、五面环形泵浦以及半面泵浦三种泵浦方式为例, 分析不同泵浦方式对温度场的影响。假设注入泵浦功率相同, 均为 1500W, 仿真参数见表 1, 晶体的温度场分布情况如图 2 和图 4 所示。可以看出, 半面泵浦方式下(见图 4 (b)) 的  $T_{max}$



(a) Three side-pump annular structure



(b) Hemihedral pump structure



(c) Interlaced hemihedral pump structure (equivalent)

图 4 晶体内温度分布

Fig.4 Temperature distribution in crystal



(300.67 K) 高于五面环形泵浦方式下的  $T_{\max}$  (300.52 K), 三面环形泵浦方式下 (见图 4(a)) 的  $T_{\max}$  (300.39 K) 最低。温度分布一定程度上反映增益分布, 则可推断三面环形泵浦方式下晶体内部的热分布均匀性和增益分布均匀性比五面环形泵浦方式下的要差。增加环形泵浦的方向数, 可以增加增益分布与热分布的均匀性。另外, 在半面泵浦方式中, 晶体在泵浦区域内光强很强, 非泵浦区域的光强几乎为 0, 即光强分布不均匀, 这会导致温度分布不均匀, 进而导致热致双折射、热退偏和光斑分布不均匀等不良影响。因此, 很多研究工作者采用半面交错泵浦方式, 等效温度场分布如图 4(c) 所示。这种泵浦方式可以使晶体内的增益场与谐振腔基模良好匹配, 易得到良好的光束质量和大能量输出, 同时结构简单, 易实现对晶体的主动制冷。为了便于对比, 下面的分析均为五面环形泵浦结构的情况。

### 3.3 泵浦参数对温度场的影响

#### (1) 泵浦光斑

通过公式 (5) 和 (6) 可以看出, 影响泵浦光斑  $\omega_p$  的参数有泵浦束腰半径  $\omega_{p0}$ 、发散角  $\theta_p$  和 LD 阵列距离晶体中心的距离  $r_s$ 。泵浦束腰半径  $\omega_{p0}$  与 LD 阵列 bar 数目  $N$  有关,  $N$  越大,  $\omega_{p0}$  越大。若没有整形组件,  $\theta_p$  即为 LD 阵列的快轴发散角 ( $40^\circ$ ) 或慢轴发散角 ( $10^\circ$ )。  $r_s$  由泵浦结构设计决定。  $\omega_{p0}$ 、 $\theta_p$  和  $r_s$  对  $T_{\max}$  和  $\Delta T_{\max}$  的影响如表 2 所示。可以看出泵浦光斑越大, 即  $\omega_{p0}$ 、 $\theta_p$  和  $r_s$  越大, 泵浦光功率密度越低, 则  $T_{\max}$  和  $\Delta T_{\max}$  越小。根据公式 (13),  $\Delta T_{\max}$  越小,  $f_{th}$  越大, 热效应越弱, 同时, 泵浦光强分布越均匀, 但中心强度越低。因此, 需要综合热效应和增益, 选择适合的光斑大小。

#### (2) 吸收系数

根据公式 (1) 和 (8) 可知, 吸收系数影响泵浦光强和热功率密度的大小, 则必然影响温度场的分布, 仿真结果如表 2 所示。可以看出, 吸收系数越大, 吸收效率越高, 增益越大, 但  $T_{\max}$  和  $\Delta T_{\max}$  也越大。因此, 应当综合考虑热效应和增益, 选择适合的吸收系数。

#### (3) 重复频率和泵浦功率

定义  $P_p$  为总泵浦功率,  $P_p = MNP_{p0}$ , 激光器工作 8 min,  $T_{\max}$  和  $\Delta T_{\max}$  与泵浦功率  $P_p$  ( $f_p = 2$  Hz) 和泵浦频率  $f_p$  ( $P_p = 1500$  W) 的关系如图 5 所示。可以看出,  $f_p$  越高, 泵浦功率越大,  $T_{\max}$  和  $\Delta T_{\max}$  越大, 热效应越严重。

表 2  $\omega_{p0}$ 、 $\theta_p$ 、 $r_s$  和  $\alpha$  对  $T_{\max}$  和  $\Delta T_{\max}$  的影响

Tab.2 Effect of  $\omega_{p0}$ ,  $\theta_p$ ,  $r_s$  and  $\alpha$  on  $T_{\max}$  and  $\Delta T_{\max}$

$\theta_p/(\circ)$	$r_s/\text{mm}$	$\alpha/\text{cm}^{-1}$	$\omega_{p0}/\text{mm}$	$T_{\max}/\text{K}$	$\Delta T_{\max}/\text{K}$
40	3.5	3	0.5	300.564 9	0.557 3
40	3.5	3	0.6	300.522 4	0.517 6
40	3.5	3	1	300.390 5	0.383 0
10	3.5	3	0.6	300.754 7	0.754 3
40	4.5	3	0.6	300.447 5	0.440 3
40	3.5	2	1	300.197 9	0.194 0
40	3.5	4	1	300.613 2	0.601 7

同时可以看出,  $P_p = 1500$  W 时, 当  $f_p$  较小时,  $T_{\max}$  不大, 而 Nd:YAG 晶体熔点较高 ( $1970^\circ\text{C}$ ), 尚可采用被动散热方式, 但是当  $f_p$  较大时,  $T_{\max}$  可能大于晶体熔点, 或者  $\Delta T_{\max}$  过大, 热效应过于严重, 从而给激光器带来不良影响。因此需要根据重复频率、输出能量以及转换效率, 选择适当的散热方式。

### 3.4 晶体的热焦距分析

基于上面关于温度场的计算 (如图 5(b) 所示) 和公式 (13), 可以得出晶体的热焦距  $f_{th}$  与泵浦频率  $f_p$  的关系, 如图 6 所示。可以看出, 随着  $f_{th}$  增加 (1~20 Hz),  $\Delta T_{\max}$  增大,  $f_{th}$  减小 (从 57.8~4.318 m), 热效应趋于严重。其中,  $f_p = 10$  Hz 时,  $f_{th}$  约为 8.448 m。

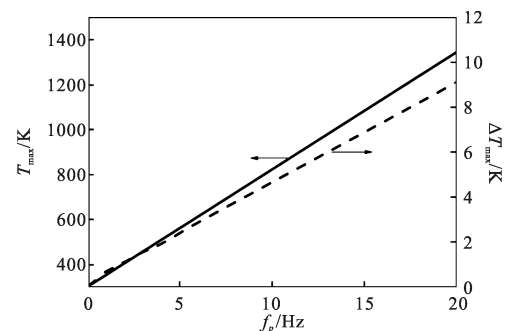
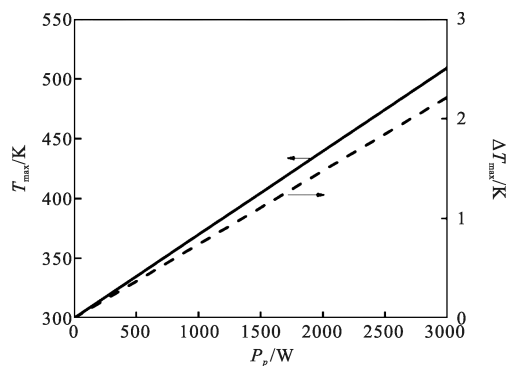


图 5 晶体内  $T_{\max}$  和  $\Delta T_{\max}$  与 (a)  $P_p$  和 (b)  $f_p$  的关系

Fig.5  $T_{\max}$  and  $\Delta T_{\max}$  in crystal versus (a)  $P_p$  and (b)  $f_p$

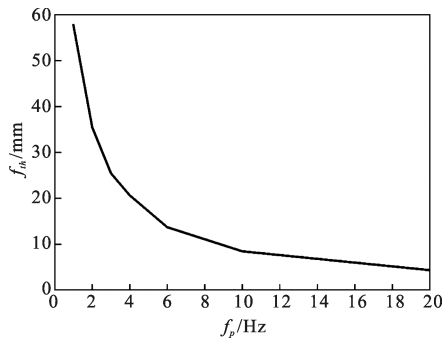


图 6 热焦距( $f_{th}$ )与泵浦频率( $f_p$ )的关系

Fig.6 Thermal focal length( $f_{th}$ ) versus pump frequency( $f_p$ )

### 4 热焦距的实验测量

为了验证热模型的正确性,进行热焦距的实验测量。通过测量通过小孔的高斯光束光强变化,拟合得出 He-Ne 指示光通过晶体前后的高斯光束半径,再基于高斯光束经过薄透镜的变化,计算出晶体的热透镜焦距<sup>[15]</sup>。

图 7 为测试原理示意图。He-Ne 指示光未通过晶体前,束腰半径  $\omega_0$  为 0.480 mm,距晶体左端面的距离  $l_0$  约为 1 500 mm。五面环形泵浦结构下,每方向 bar 数目为 3,z 方向包含 3 组 LD 阵列,泵浦总功率为 4 500 W,则每组五面环形 LD 阵列对应 1 500 W,泵浦重复频率为 10 Hz,泵浦脉冲宽度 220  $\mu$ s,LD 中心波长 808 nm,泵浦光斑约为 0.6 mm,Nd:YAG 晶体长度( $L_c$ )为 80 mm,直径 6 mm,掺杂浓度 1at.%,不采取主动散热措施,环境温度 300 K。在距离晶体右端面  $l_1$  或  $l_2$  处放入可调小孔光阑,通过测量通过小孔的高斯光束光强变化  $\Delta P/P$  以及小孔半径  $R$ ,根据  $\omega = \sqrt{-2/\ln(\Delta P/P)} R$  可以得到  $l_1$  和  $l_2$  处光斑半径  $\omega_1$  和  $\omega_2$ ,结果如表 3 所示。由此可以根据基模高斯光束的特征参数  $\omega^2(z) = \omega_0^2 [1 + (\lambda_1 z / \pi \omega_0^2)^2]$ ,得出经过晶体后的高斯光束的束腰半径  $\omega'_0$  和位置  $l'_0$ ,其中  $\lambda_1$  为激光波长 1 064 nm。将晶体热透镜等效为薄透镜,利用高斯光束经过薄透镜的变换

$$\frac{f_{th} - (l'_0 + n_0 L_c / 2)}{f_{th} - (l_0 + n_0 L_c / 2)} = \frac{\omega'^2_0}{\omega_0^2} \quad (14)$$

可得  $f_{th} = 9.510$  m。这一测试结果比仿真结果 8.443 m 稍大,主要是由于仿真中没有考虑实际过程中的热对流,同时可以看出测试结果与仿真结果差别不大。

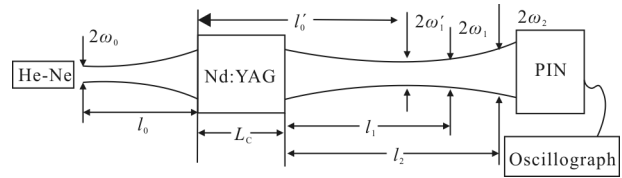


图 7 实验原理示意图

Fig.7 Experimental set-up

表 3 实验数据与结果

Tab.3 Experimental data and results

$l/m$	$R/mm$	$\Delta P/P$	$\omega/mm$
$l_1=2$	0.5	0.511	$\omega_1=0.863$
$l_2=4$	0.75	0.749	$\omega_2=2.000$

### 5 结论

文中对 LD 侧面 Nd:YAG 激光器的晶体热效应进行了研究。一方面,采用各向同性热传导方程的有限差分求解方法,得出了晶体内部温度场的数值解,分析了不同热边界条件(被动散热和主动散热)和不同泵浦结构(多面环形泵浦方式、半面泵浦方式、泵浦光斑、吸收系数、泵浦功率和泵浦频率)对 Nd:YAG 晶体温度场分布以及热效应的影响,为泵浦结构和散热方式的设计提供依据。另一方面,利用高斯光束经过薄透镜的变换原理,泵浦功率 4 500 W,重复频率 10 Hz 时,测量了 Nd:YAG 晶体的热透镜焦距,约为 9.5 m,与基于温度分布仿真计算得到的理论值基本相符,说明热模型的正确性,同时将为谐振腔设计提供依据。在实验及理论计算中,留下了几个问题:在描述晶体热透镜效应时,将长晶体等效成薄透镜有不足之处,要更精确描述热透镜效应和热效应,需要取更多的参数,另外,热透镜的测量中,没有形成谐振腔振荡,这和激光器实际运行情况有差别,需要进一步研究。

### 参考文献:

[1] Cavanaugh J F, Smith J C, Sun X, et al. The mercury laser altimeter instrument for the MESSENGER mission[J]. *Space Sci Rev.* 2007, 131: 451-479.

[2] Yu A W, Shawa G B, Novo-Gradac A M, et al. In space performance of the lunar orbiter laser altimeter(LOLA) laser transmitter[C]//SPIE, 2011, 8182: 818208.

- [3] Shi Xiangchun, Chen Weibiao, Hou Xia. Application of all solid state laser in space[J]. *Infrared & Laser Engineering*, 2005, 34(2): 127-131. (in Chinese)  
施翔春, 陈卫标, 侯霞. 全固态激光技术在航天领域的应用[J]. 红外与激光工程, 2005, 34(2): 127-131.
- [4] Wu Dongjiang, Yin Bo, Zhou Qiuju, et al. Nd:YAG laser beam welding invar36 alloy sheet[J]. *Optics and Precision Engineering*, 2009, 17(3): 557-562. (in Chinese)  
吴东江, 尹波, 周秋菊, 等. 用 Nd:YAG 激光焊接殷钢薄板材料[J]. 光学精密工程, 2009, 17(3): 557-562.
- [5] Li Long, Dong Wuwei, Shi Peng, et al. Thermal effect of diode bar side-pumped Nd:YAG slab [J]. *Optics and Precision Engineering*, 2008, 16(11): 2120-2126. (in Chinese)  
李隆, 董武威, 史鹏, 等. 激光二极管阵列侧泵浦 Nd:YAG 板条的热效应[J]. 光学精密工程, 2008, 16(11): 2120-2126.
- [6] Chen Xinyu, Wang Di, Wang Chao, et al. Effect of Nd<sup>3+</sup> doping concentration on the output characteristics of Nd:YAG laser without water-cool [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2011, 40(5): 817-821. (in Chinese)  
陈薪羽, 王迪, 王超, 等. Nd<sup>3+</sup>掺杂浓度对无水冷却 Nd:YAG 激光器输出特性的影响[J]. 红外与激光工程, 2011, 40(5): 817-821.
- [7] Dai Mei, Jin Guangyong, Wang Chao, et al. 100 MW high peak power and high beam quality Nd:YAG laser[J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2012, 41(3): 612-616. (in Chinese)  
戴梅, 金光勇, 王超, 等. 100 MW 级高功率高光束质量 Nd:YAG 激光器[J]. 红外与激光工程, 2012, 41(3): 612-616.
- [8] Zhang Jian, Zhang Qingmao, Wu Ruihuan, et al. Design of Nd:YAG laser double-pass output time-sharing control system[J]. *Chinese Journal of Optics*, 2013, 6(4): 529-535. (in Chinese)  
张健, 张庆茂, 吴锐欢, 等. Nd:YAG 脉冲激光器双光路输出分时控制系统的设计[J]. 中国光学, 2013, 6(4): 529-535.
- [9] Apollonov V V. High power lasers for space debris elimination [J]. *Chinese Journal of Optics*, 2013, 6(2): 187-195. (in Chinese)  
Apollonov V V. 用于空间碎片清除的高功率激光器[J]. 中国光学, 2013, 6(2): 187-195.
- [10] Kushina M E, Grote M G, Wiswall C E, et al. Clementine: diode-pumped laser qualification [C]//SPIE, 1995, 2379: 137-140.
- [11] Afzal R S. Performance of the GLAS laser transmitter[C]//SPIE, 2006, 6100: 610020.
- [12] Hovis F E. Qualification of the laser transmitter for the CALIPSO aerosol lidar mission[C]//SPIE, 2006, 6100: 61001X.
- [13] Chen Xinyu, Jin Guangyong, Yu Yongji, et al. Electro-optic Q-switched of double LDA alternate symmetric side-pumped Nd:YAG laser[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, 29(11): 3098-3102. (in Chinese)  
陈薪羽, 金光勇, 于永吉, 等. 双激光二极管阵列侧面交错抽运的电光调 Q Nd:YAG 激光器 [J]. 光学学报, 2009, 29(11): 3098-3102.
- [14] Walter K. Solid-state Laser Engineering[M]. Beijing: Science Press, 2002. (in Chinese)
- [15] Qiao Liang, Hou Xia, Chen Weibiao. Thermal effect of Tm, Ho:LuLiF laser side-pumped by laser diode [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2009, 36(7): 1843-1847. (in Chinese)  
乔亮, 侯霞, 陈卫标. 激光二极管侧面抽运 Tm, Ho:LuLiF 激光器的热效应[J]. 中国激光, 2009, 36(7): 1843-1847.