

## 薄片激光器热效应及其对输出功率的影响\*

赵建涛<sup>1)</sup> 冯国英<sup>1)†</sup> 杨火木<sup>1)</sup> 唐淳<sup>2)</sup> 陈念江<sup>3)</sup> 周寿桓<sup>1)3)</sup>

1) (四川大学电子信息学院, 成都 610064)

2) (中国工程物理研究院应用电子学研究所, 绵阳 621900)

3) (华北光电技术研究所, 北京 100015)

(2011年6月1日收到; 2011年7月19日收到修改稿)

建立了光强分布为高斯型的抽运光端面单程抽运时薄片激光器的温度模型, 实验测量了不同抽运功率下薄片介质表面的温度分布、温度随时间的变化特性以及介质表面的温度差. 采用 Hartmann 法测量了薄片介质的热焦距. 考虑热焦距随抽运功率的变化, 基于四能级系统薄片激光器的速率方程组, 建立了薄片激光器热效应对输出功率影响的物理模型, 薄片激光器输入-输出功率曲线与实际相符. 所得结果对薄片激光器的设计和优化具有一定的指导意义.

**关键词:** 薄片激光器, 热焦距, 有限元分析, 速率方程

**PACS:** 42.60.Lh, 44.05.+e

## 1 引言

薄片激光器具有能高效去除增益介质中的热沉积, 输出功率可方便地定标放大, 可以实现高功率、高效率、高光束质量的激光输出等优点<sup>[1]</sup>, 得到了国内外专家的广泛研究<sup>[2-10]</sup>. 目前, 单片薄片激光器获得的最大输出功率达 5.3 kW<sup>[11]</sup>, 基模输出功率达 496 W(光光转换效率为 32%, 光束质量因子  $M^2 \approx 1.5$ ). 商业可用的薄片激光器输出功率达 16 kW( $M^2 \approx 20$ )<sup>[5]</sup>, 并已广泛应用于材料切割、焊接等方面. 薄片激光器在高功率运转时, 高功率抽运引起薄片介质折射率变化和形变等将导致热透镜效应. Yb:YAG 薄片激光器热透镜效应已有报道<sup>[4]</sup>, 在 808 nm 抽运时, Nd:YAG 的产热约为 Yb:YAG 的 3 倍, 因此有必要对 Nd:YAG 薄片激光器的热透镜效应进行研究.

文献 [12] 理论研究了端面抽运棒状激光介质在侧面水冷、端面绝热时不同抽运光分布对晶体端面温度场的影响; 文献 [13] 研究了激光二极管端面抽运薄片介质在端面绝热、侧面恒温冷却时的温度分布; 文献 [14,15] 数值模拟了端面抽运薄

片介质在一端冷却, 另一端及侧面绝热时的温度分布; 文献 [16] 在文献 [14,15] 的基础上考虑了薄片介质前表面及侧面与空气对流换热以及材料热力学参数随温度的变化. 以上研究大多是理论分析和数值模拟, 并没有相应的实验结果. 文献 [17-19] 研究了棒状激光介质, 考虑抽运功率对振荡光半径的影响时准三能级激光器的速率方程, 并数值求解得到输入功率与输出功率的关系; 文献 [20-23] 对 Nd:YVO<sub>4</sub> 激光介质的热透镜效应进行了理论及实验研究; 文献 [24] 对棒状 Nd:YVO<sub>4</sub> 固体激光器的热透镜效应及其对输出功率的影响进行了实验研究.

本文建立了光强为高斯分布的抽运光单程抽运薄片晶体的温度物理模型, 该物理模型的边界条件为薄片前后表面与空气为对流换热, 侧面与铁质光学镜架为传导换热. 利用有限元分析软件 ANSYS 对晶体表面中心处温度随时间变化规律以及温度差进行了数值模拟. 利用热像仪测量了不同抽运功率时薄片介质的温度分布、温度随时间的变化特性以及薄片介质表面最高温度与最低温度之差, 实验测量和数值模拟结果相符. 利用

\* 国家自然科学基金(批准号: 60890200, 10876022, 10976017)和固体激光技术国家级重点实验室基金资助的课题.

† E-mail: guoing\_feng@scu.edu.cn

Hartmann 波前检测法测量了薄片介质在不同抽运功率时的热焦距. 考虑薄片介质热焦距随抽运功率变化并影响输出功率, 建立了四能级薄片激光器的速率方程组并进行数值求解, 得到输出功率与抽运功率之间的关系以及薄片激光器热效应对输出功率的影响规律.

## 2 理论

### 2.1 温度模型

图 1(a) 中, Nd:YAG 薄片半径为  $a$ , 厚度为  $t$ , 半导体抽运光经光纤耦合输出后光强分布可以近似看作高斯分布, 沿  $z$  轴正向入射, 抽运光单次通过薄片. 激光介质吸收抽运产生的热功率密度为<sup>[13,25]</sup>

$$q_v(r, z) = \eta_h \alpha I_0 \exp\left(\frac{-2r^2}{\omega_p^2} - \alpha z\right), \quad (1)$$

式中,  $\alpha$  为激光介质对抽运光的吸收系数;  $\eta_h$  为荧光量子效率和内损耗决定的热转换系数;  $\omega_p$  为抽运光半径, 由于薄片很薄, 因此认为薄片内  $\omega_p$  保持不变;  $r$  为晶体内热源到中心的距离;  $I_0$  为抽运光中心处强度,  $I_0 = \frac{2P_p}{\pi\omega_p^2}$ , 其中  $P_p$  为入射到薄片上的抽运光功率.

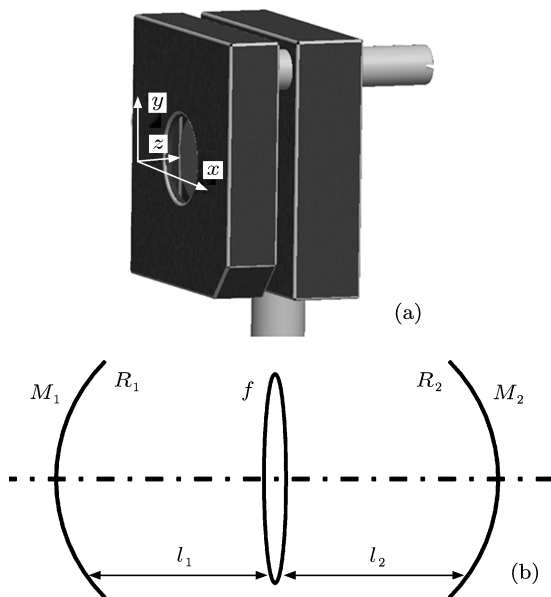


图 1 薄片模型和谐振腔示意图 (a) 薄片模型; (b) 谐振腔

柱坐标系下, 激光介质中热源的三维稳态热传

导方程为

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = -\frac{q_v}{K_c}, \quad (2)$$

式中,  $T$  为晶体上的温度分布,  $K_c$  为激光介质的热导率.

由于激光介质、抽运光源、内热源都具有圆对称性, 因此温度分布也应呈轴对称分布, 即温度分布与  $\varphi$  无关,

$$T(r, \varphi, z) = T(r, z). \quad (3)$$

于是 (2) 式可以简化为

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 T(r, z)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T(r, z)}{\partial r} + \frac{\partial^2 T(r, z)}{\partial z^2} \\ & = -\frac{q_v(r, z)}{K_c}. \end{aligned} \quad (4)$$

薄片前后表面与空气对流换热, 因此前后表面的边界条件分别为

$$\begin{aligned} K_c \frac{\partial T(r, z)}{\partial z} \Big|_{z=0} &= h_1 [T_a - T(r, z)|_{z=0}], \\ -K_c \frac{\partial T(r, z)}{\partial z} \Big|_{z=t} &= h_1 [T_a - T(r, z)|_{z=t}], \end{aligned} \quad (5)$$

式中,  $h_1$  为晶体与空气的对流换热系数,  $T_a$  为周围环境温度,  $T(r, z)|_{z=0}$  和  $T(r, z)|_{z=t}$  分别是晶体前后表面的温度分布.

薄片侧面与铁质光学镜架传导换热, 根据接触面上热流的连续性可得

$$\begin{aligned} & K_c \left( \frac{\partial T}{\partial m} \right)_{\text{inside-crystal}} \\ & = K_{\text{iron}} \left( \frac{\partial T}{\partial m} \right)_{\text{inside-iron}}, \end{aligned} \quad (6)$$

式中,  $K_{\text{iron}}$  为铁的热导率,  $m$  为接触表面单位法向矢量.

由于铁的热导率远大于晶体的热导率, 因此铁内温度梯度可以忽略, 近似认为铁质光学镜架内温度均匀分布, 记为  $T_{\text{iron}}$ .

另外, 理想条件下稳态时晶体边缘的温度应等于铁质镜架的温度. 即

$$T(r, z)|_{r=a} = T_{\text{iron}}. \quad (7)$$

然而, 这仅在理想接触情况下有效, 根据传热学可知, 即使两个物体为平面或者磨光面, 甚至将一个物体紧压在另外一个物体上, 也远不能达到理想的传导换热. 由于两者之间存在很大的接触热阻, (7) 式与实际情况相差很远. 虽然晶体与铁质镜架之间

是热传导过程,但利用下式的边界条件更加接近真实情况<sup>[26]</sup>:

$$j_q m = -K_{\text{iron}} \left( \frac{\partial T}{\partial m} \right)_{\text{inside-iron}} = h_2 [T(r, z)|_{r=a} - T_{\text{iron}}], \quad (8)$$

式中,  $j_q$  为热流密度;  $h_2$  为传热系数, 对于理想接触的情况,  $h_2$  趋于无穷大.

## 2.2 输入-输出功率模型

对于四能级系统, 只考虑腔内基模振荡并忽略激光在晶体上的衍射, 稳态速率方程如下<sup>[17-19]</sup>:

$$\begin{aligned} \frac{d\Delta N(r, z)}{dt} = & (f_a + f_b) R r_p(r, z) - \frac{\Delta N(r, z)}{\tau_f} \\ & - \frac{(f_a + f_b) c \sigma \Delta N(r, z)}{n} S s_0(r, z) \\ = & 0, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{dS}{dt} = & \frac{c\sigma}{n} \iiint \Delta N(r, z) S s_0(r, z) dV - \frac{S}{\tau_c} \\ = & 0. \end{aligned} \quad (10)$$

这里,  $\Delta N(r, z) = N_b - N_a$  为反转粒子数密度, 其中  $N_b, N_a$  分别为上下激光能级粒子数密度;  $f_b, f_a$  分别为上下激光能级的粒子分布数;  $c$  为真空光速;  $\tau_f$  为上能级寿命;  $\sigma$  为受激发射截面;  $\tau_c$  为腔内光子寿命,

$$\tau_c = \frac{2l_c}{c(L_i + T_{\text{OC}})},$$

其中  $L_i$  为腔内损耗,  $T_{\text{OC}}$  为耦合输出镜的透射率,  $l_c = l_{\text{cav}} + (n-1)t$  为腔的等效光程长度,  $l_{\text{cav}}$  为腔的几何长度,  $n$  为晶体折射率;  $R$  为总的抽运速率,

$R$  与抽运功率  $P_p$  的关系为  $R = \frac{\eta_a \eta_Q P_p}{h\nu_p}$ , 其中  $\eta_Q$

为量子效率,  $\eta_a$  为晶体对抽运光的吸收效率,  $h\nu_p$  为抽运光子能量;  $r_p(r, z)$  为归一化抽运能量分布,

$$r_p(r, z) = \frac{2\alpha}{\pi\omega_p^2 \eta_a} \exp(-\alpha z) \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_p^2}\right);$$

$S$  为腔内总的光子数,  $S$  与输出功率  $P_{\text{out}}$  的关系为

$$S = \frac{2l_c P_{\text{out}}}{c T_{\text{OC}} h\nu_L},$$

其中  $h\nu_L$  为振荡光子能量;  $s_0(r, z)$  为腔内归一化光子密度,

$$s_0(r, z) = \frac{2}{\pi\omega_L^2 l_c} \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_L^2}\right), \quad (11)$$

式中  $\omega_L$  为振荡光光斑半径,  $\omega_L$  随着谐振腔型以及激光介质的热焦距变化. 对于图 1(b) 所示的谐振腔, 根据 Magni<sup>[27]</sup> 的理论, 腔内激光介质表面的激光光斑半径为

$$\omega_o^2 = \frac{\lambda_L}{\pi} \left[ \frac{4u_1 u_2 g_1 g_2 + (u_1 - u_2)^2}{(1 - g_1 g_2) g_1 g_2} \right]^{1/2}. \quad (12)$$

这里,

$$\begin{aligned} u_1 &= l_1 \left( 1 - \frac{l_1}{R_1} \right), \\ u_2 &= l_2 \left( 1 - \frac{l_2}{R_2} \right), \\ x &= \frac{1}{f} - \frac{1}{l_1} - \frac{1}{l_2}, \\ g_1 &= -\frac{l_2}{l_1} (1 + x u_1), \\ g_2 &= -\frac{l_1}{l_2} (1 + x u_2), \end{aligned}$$

其中  $R_1, R_2$  分别为两腔镜的曲率半径,  $l_1, l_2$  分别为晶体到两腔镜的距离,  $f$  为激光晶体等效热焦距, 当谐振腔型一定时,  $f$  与抽运功率的关系为

$$f = \frac{\xi}{P_p}, \quad (13)$$

式中  $\xi$  为激光晶体的热透镜系数, 可由实验测得.

由 (9) 式解得稳态时反转粒子数密度

$$\Delta N(r, z) = \frac{(f_a + f_b) \tau_f R r_p(r, z)}{1 + [(f_a + f_b) c \sigma \tau_f S s_0(r, z)]/n}. \quad (14)$$

将 (14) 式代入 (10) 式, 并利用  $R, S$  的表达式求得

$$\begin{aligned} & \iiint \frac{P_p r_p(r, z) s_0(r, z) dV}{1 + \frac{2(f_a + f_b) \sigma \tau_f l_c P_{\text{out}} s_0(r, z)}{n T_{\text{OC}} h\nu_L}} \\ &= \frac{1}{\tau_c} \frac{n h \nu_p}{(f_a + f_b) \eta_a \eta_Q c \sigma \tau_f}. \end{aligned} \quad (15)$$

(15) 式给出了光强为高斯型分布的连续抽运光单程抽运并考虑晶体热透镜效应对振荡光半径的影响时, 四能级系统 (Nd:YAG) 的抽运功率  $P_p$  与输出功率  $P_{\text{out}}$  的关系. 将 (11), (12), (13) 式代入 (15) 式, 如果已知晶体热透镜系数, 即可求解输出功率  $P_{\text{out}}$  与抽运功率  $P_p$  的关系.

## 3 实验及数值模拟

### 3.1 温度测量实验及数值模拟

测量薄片温度的实验装置如图 2 所示, 光纤耦合输出中心波长为 808 nm 的抽运光, 经过两

薄透镜聚焦后进入 Nd:YAG 薄片, 铁质光学镜架的长 × 宽 × 厚为 25 mm × 25 mm × 6 mm, 镜架上有直径为 10 mm 的圆孔, Nd:YAG 薄片 (直径为 10 mm, 厚度为 1 mm, 掺杂浓度为 1.2%) 固定在孔中. 开始抽运后, 利用热像仪从侧面测量晶体表面温度升高过程、稳定状态时的温度分布及温度梯度, 实验室环境温度为 25 °C. 抽运功率为 10 W 稳态时薄片表面温度分布如图 3 所示.

不同抽运功率下薄片中心处温度随时间的变化特性如图 4(a) 所示, 薄片表面温度梯度如图 4(b) 所示.

利用有限元分析软件 ANSYS, 对上述模型中薄片介质表面最高温度随时间变化特性以及介质表面温度差进行了数值模拟, 模拟所用的相关参数为  $\alpha = 4.5 \text{ cm}^{-1}$ ,  $K_{\text{iron}} = 75 \text{ W/(m}\cdot\text{K)}$ ,  $T_a = 25 \text{ }^\circ\text{C}$ , 所得结果如图 4 所示.

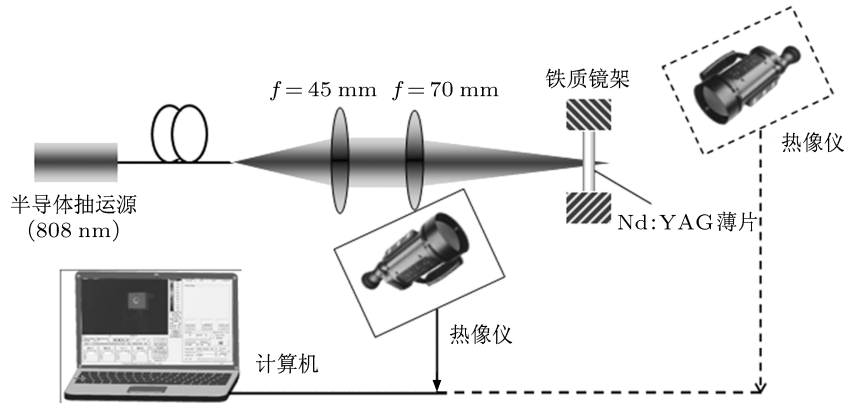


图 2 薄片晶体温度测量装置示意图

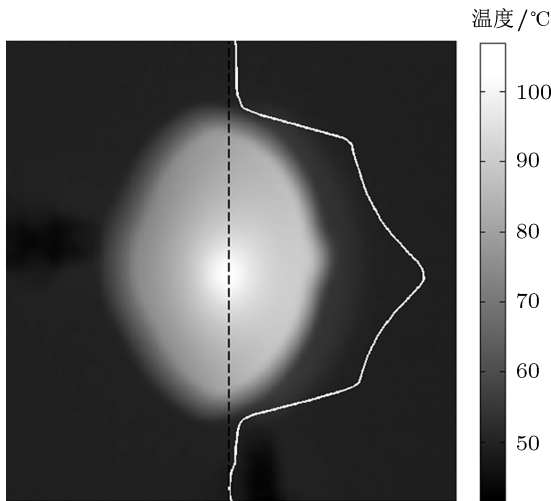


图 3 晶体表面的温度分布  $P_p = 10 \text{ W}$

由图 3 可见, 薄片中心处温度最高, 达到 110 °C 左右, 铁质光学镜架内温度近似均匀分布, 比周围环境温度高出约 15 °C. 晶体中心线上温度分布呈高斯型, 这与抽运光强分布相符合; 另外, 由于光学镜架尺寸左右不严格对称, 经过传导换热达到稳态后, 晶体温度分布左右不对称. 由图 4 的实验测量及数值模拟结果可知, 开始抽运之后, 晶体表面中心处温度先迅速上升, 然后缓慢上升并逐渐趋于稳态, 停止抽运之后, 温度先迅速下降, 然后缓慢下降

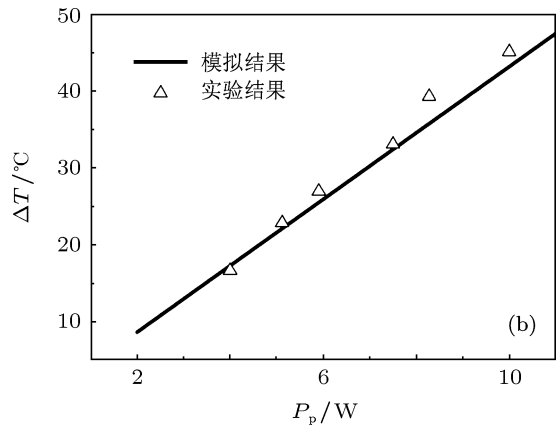
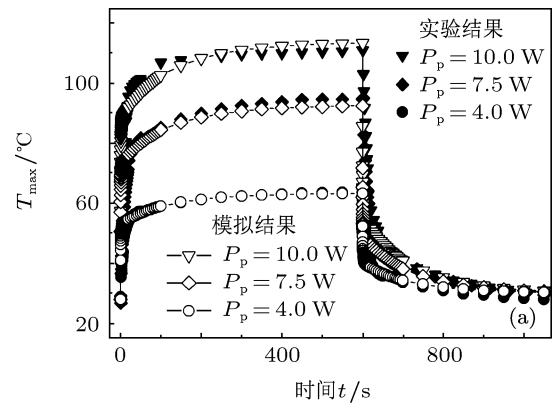


图 4 不同抽运功率时薄片表面最高温度  $T_{\text{max}}$  的时间特性和薄片表面的温度差  $\Delta T$  (a) 表面最高温度  $T_{\text{max}}$  的时间特性; (b) 表面的温度差  $\Delta T$

到环境温度附近, 总体上看, 抽运功率较小时, 从开始抽运到稳态所需的时间较短, 停止抽运后更快地恢复到环境温度 (图 4(a)). 随着抽运功率的增加, 薄片中心处与边缘处温度之差  $\Delta T$  呈线性增大, 实验结果与数值模拟结果基本相符 (图 4(b)).

### 3.2 晶体热焦距测量实验

波长为 808 nm 的抽运光由光纤耦合输出, 经两透镜聚焦后进入 Nd:YAG 薄片; 在与抽运光垂直的方向上, 将半导体激光准直扩束得到大口径近平面波, 经过薄透镜聚焦后得到一定曲率半径的球面波, 再经分光片反射后垂直入射薄片介质. 没有抽运光时, 利用 Hartmann-Shack 波前传感器测得球面波的曲率半径  $R_{12}$ , Hartmann-Shack 传感器到薄片后表面的距离为  $x_1$ , 根据球面波传输的 ABCD 定律

$$R'' = \frac{AR' + B}{CR' + D}, \quad (16)$$

可得薄片前表面球面波曲率半径

$$R_{11} = R_{12} - \left( \frac{t}{n} + x_1 \right). \quad (17)$$

这里  $R'$ ,  $R''$  分别为变换前后的球面波曲率半径.

打开抽运源, 将薄片晶体看作焦距为  $f$  的理想薄透镜, 此时 Hartmann-Shack 波前传感器测得曲率半径为  $R_{22}$ , 因此可得热焦距

$$f = \frac{R_{11}(x_1 - R_{22})}{x_1 + R_{11} - R_{22}}. \quad (18)$$

图 5 所示为热焦距测量结果. 由图 5 可见, 随着抽运功率增加, 薄片晶体热焦距减小, 由于薄片很薄, 薄片晶体热焦距值比较大, 热透镜效应相对

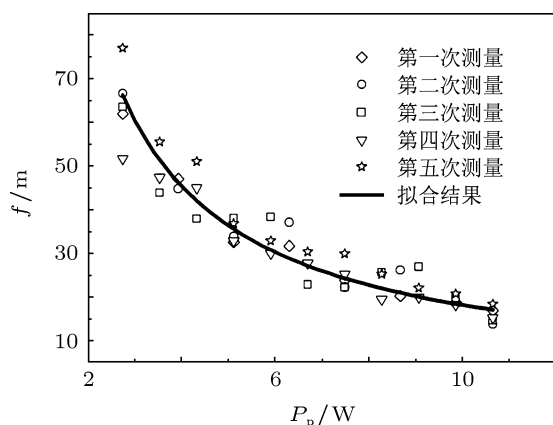


图 5 实验测得薄片晶体的热焦距  $f$

较弱, 对实验数据进行拟合, 得到所测 Nd:YAG 薄

片热透镜系数  $\xi \approx 182 \text{ m}\cdot\text{W}$ . 由于薄片热焦距随抽运功率变化, 所以腔内薄片上激光半径也随抽运功率变化, 如图 6 所示. 由图 6 可见, 对薄片激光器, 由于热透镜效应较弱, 激光半径随抽运功率变化的稳定范围较大, 热稳定性较好. 增加腔长可以获得较大的振荡光半径, 提高激光器效率, 但热稳定范围缩小.

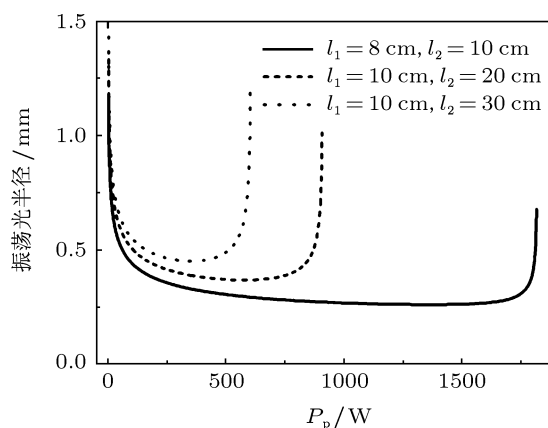


图 6 晶体端面基模光斑半径随抽运功率  $P_p$  的变化

### 3.3 晶体热透镜效应对薄片激光器输出功率的影响

考虑到抽运功率的变化影响晶体的热透镜效应, 进而影响晶体表面上基模光斑半径的大小. 数值求解上述四能级系统的速率方程组, 对于 Nd:YAG 介质, 取  $f_a = 0.1876$ ,  $f_b = 0.4006$ ,  $\tau_f = 230 \mu\text{s}$ ,  $\sigma = 6.5 \times 10^{-23} \text{ m}^2$ , 得到棒状激光器的输入-输出曲线、薄片激光器考虑热透镜效应对激光半径的影响前后输入-输出曲线如图 7 所示, 图中横坐标  $P_{ab}$  为吸收的抽运光功率. 由于 Nd:YAG 棒状激光器的热焦距一般在米的量级, 所以设其热透镜系数  $\xi = 15 \text{ m}\cdot\text{W}$ . 从图 7 可以看出: 棒状激光器由于热透镜效应较明显, 在稳定区输出功率  $P_{out}$  随着抽运功率  $P_p$  的增加而增加, 当抽运功率超出稳定区后谐振腔变成非稳腔导致输出功率急剧下降. 这也与文献 [17, 19] 的实验规律相符合. 对于薄片激光器, 在理想情况下当不考虑热透镜效应时, 输出功率  $P_{out}$  可以随着抽运功率  $P_p$  的增加一直呈线性增大; 当考虑热透镜效应时, 热透镜效应使得薄片激光器效率降低.

薄片激光器在考虑热透镜效应并考虑抽运光半径、腔结构、输出镜透射率不同时的输入-输出功率曲线如图 8 所示. 由图 8 可见: 抽运功率阈值

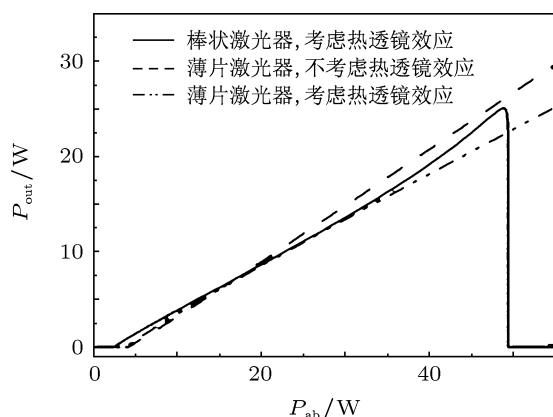


图7 计算所得棒状和薄片激光器的输入-输出曲线

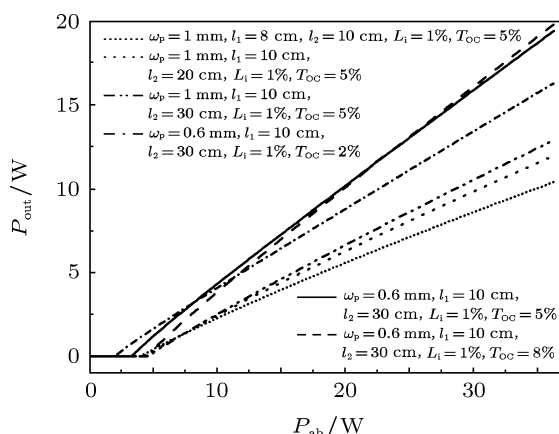


图8 计算所得薄片激光器的输入-输出功率曲线

与谐振腔往返损耗、抽运光半径以及受谐振腔影响的振荡光半径有关. 在热稳定范围内, 设计合理的谐振腔使振荡光半径和抽运光半径相匹配, 可以提高激光器效率. 当耦合输出镜透射率较大时, 激光器阈值较高, 但斜率效率也高. 因此, 耦合输出镜透射率的选择需要综合考虑腔的总损耗以及抽运

的功率范围等因素.

## 4 结论

本文建立了光强为高斯型分布的抽运光单程抽运的四能级系统薄片激光器的温度模型及输入-输出功率模型, 利用有限元分析软件 ANSYS 对薄片晶体表面中心点最高温度随时间的变化规律以及温度梯度进行了数值模拟, 并利用热像仪进行了温度的相关实验测量, 利用 Hartmann-Shack 波前传感器, 通过测量球面波通过薄片晶体后曲率半径的变化可得到晶体的热焦距, 最后数值求解速率方程组, 得到考虑基模光斑半径随抽运功率变化时的激光器输入-输出功率曲线. 实验及数值模拟表明: 开始抽运之后, 薄片表面温度先迅速升高, 然后缓慢升高并逐渐达到稳定状态; 停止抽运之后, 温度先迅速下降, 然后缓慢下降到环境温度. 稳态时薄片介质内温度分布不均匀, 类似高斯型. 晶体内存在径向热流, 介质表面最高温度与最低温度的差值随抽运功率的增加而增加, 这导致晶体热焦距随抽运功率的增加而减小, 热透镜效应越来越明显. 对于薄片激光器, 若不考虑薄片介质的热透镜效应, 则输出功率随着抽运功率的增大而呈线性增大; 考虑热透镜效应时, 输出功率不能随抽运功率线性增加, 激光器效率降低. 薄片激光器的热透镜效应使得振荡光半径受腔结构的影响, 因此合理的谐振腔设计有助于提高激光器效率. 耦合输出镜透过率的选择需要综合考虑谐振腔结构、损耗以及抽运源的功率范围等因素. 本文研究了 Nd:YAG 薄片激光器的热效应及其对薄片激光器输出功率的影响规律, 所得结果对薄片激光器的设计与优化有一定的指导作用.

- [1] Giesen A, Hügel H, Voss A, Wittig K, Brauch U, Opower H 1994 *Appl. Phys. B* **58** 365
- [2] Erhard S, Karszewski M, Stewen C, Giesen A 2000 *Advanced Solid State Lasers* (Davos: Optical Society of American) p78
- [3] Speiser J, Giesen A 2007 *Advanced Solid State Photonics* (Vancouver: Optical Society of American) WB19
- [4] Mende J, Speiser J, Spindler G, Bohn W L, Giesen A 2008 *Proc. SPIE* **6871** 68710M-1
- [5] Mende J, Schmid E, Speiser J, Spindler G, Giesen A 2009 *Proc. SPIE* **7193** 71931V-1
- [6] Shan X Y, Wei X Y, Wu N L, Li S Q 2004 *Chin. J. Quantum Electron.* **21** 587 (in Chinese) [单欣岩, 魏晓羽, 吴念乐, 李师群

2004 量子电子学报 **21** 587]

- [7] Yao Z Y, Jiang J F, Tu B, Zhou T J, Pei Z P, Lei J, Lü W Q, Wu D Y 2007 *Chin. J. Lasers* **34** 37 (in Chinese) [姚震宇, 蒋建锋, 涂波, 周唐建, 裴正平, 雷军, 吕文强, 武德勇 2007 中国激光 **34** 37]
- [8] Wang X J, Cai Z, Jiang J F, Tang C, To B, Jin Q W 2010 *Opt. Lett.* **35** 3381
- [9] Liu Q, Gong M L, Pan Y Y, Li C 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2159 (in Chinese) [柳强, 巩马理, 潘圆圆, 李晨 2004 物理学报 **53** 2159]
- [10] Yan X W, Yu H W, Cao D X, Li M Z, Jiang D B, Jiang X Y, Duan W T, Xu M J 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4230 (in Chinese) [严雄伟, 於海武, 曹丁象, 李明中, 蒋东滨, 蒋新颖, 段文涛, 徐美健 2009

- 物理学报 58 4230]
- [11] Giesen A, Speiser J 2007 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **13** 598
- [12] 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]
- [13] Gan A S, Li L, Shi P 2008 *Acta Photon. Sin.* **37** 631 (in Chinese) [甘安生, 李隆, 史彭 2008 光子学报 **37** 631]
- [14] Li X L, Shi X C, Shi P, Guo M X, Zhang G F, Lu Y T, Hu Q Q 2001 *Acta Opt. Sin.* **21** 1268 (in Chinese) [李小莉, 施翔春, 石鹏, 郭明秀, 张贵芬, 陆雨田, 胡企铨 2001 光学学报 **21** 1268]
- [15] Qiu H Q, Zhang B, Zhu S J 2008 *Laser J.* **29** 8 (in Chinese) [邱海齐, 张彬, 祝颂军 2008 激光杂志 **29** 8]
- [16] Liu Q X, Zhong M 2010 *Appl. Opt.* **31** 636 (in Chinese) [刘全喜, 钟鸣 2010 应用光学 **31** 636]
- [17] Wang S, Wang X, Kallmeyer F, Chen J, Elchler H J 2008 *Appl. Phys. B* **92** 43
- [18] Fan T, Byer R L 1987 *IEEE J. Quantum Electron.* **23** 605
- [19] Wang S, Chen J, Liu C, Hu M, Ge J H, Zhao G J, Xu J 2009 *Chin. J. Lasers* **36** 23 (in Chinese) [汪莎, 陈军, 刘崇, 胡淼, 葛剑虹, 赵广军, 徐军 2009 中国激光 **36** 23]
- [20] Innocenzi M E, Yura H T, Fincher C L, Fields R A 1990 *Appl. Phys. Lett.* **56** 1831
- [21] Blows J L, Omatsu T, Dawes J, Pask H, Tateda M 1998 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **10** 1727
- [22] Song F, Zhang C B, Ding X, Xu J J, Zhang G Y 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 2145
- [23] Guan J, Li J P, Cheng G H, Chen G F, Hou X 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1804 (in Chinese) [关俊, 李金萍, 程光华, 陈国夫, 侯洵 2004 物理学报 **53** 1804]
- [24] Wu D E, Zhou R, Zhang X H, Ding X, Yao J Q, Yan C F, Zhang G Y 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1196 (in Chinese) [武丁二, 周睿, 张晓华, 丁欣, 姚建铨, 颜彩繁, 张光寅 2006 物理学报 **55** 1196]
- [25] Yu J, Tan H M, Qian L S, Liu W R 2000 *High Power Laser and Particle Beams* **12** 27 (in Chinese) [余锦, 檀慧明, 钱龙生, 刘伟仁 2000 强激光与粒子束 **12** 27]
- [26] Chenais S, Druon F, Forget S, Balembois F, Georges P 2006 *Prog. Quantum Electron.* **30** 89
- [27] Magni V 1986 *Appl. Opt.* **25** 107

## Analysis of thermal effect and its influence on output power of thin disk laser\*

Zhao Jian-Tao<sup>1)</sup> Feng Guo-Ying<sup>1)†</sup> Yang Huo-Mu<sup>1)</sup> Tang Chun<sup>2)</sup>  
Chen Nian-Jiang<sup>3)</sup> Zhou Shou-Huan<sup>1)3)</sup>

1) (College of Electronics and Information Engineering, Sichuan University, Chengdu 610064, China)

2) (Institute of Applied Electronics, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

3) (North China Research Institute of Electro-Optics, Beijing 100015, China)

(Received 1 June 2011; revised manuscript received 19 July 2011)

### Abstract

A temperature model for a end-pumped thin disk laser with Gaussian beam intensity distribution and single pass absorption performance is built up according to the actual working state. Using infrared thermal image, temperature distribution, temperature variation with time and the temperature difference of the surface laser medium are measured at different pump powers. Experiment on thermal lens focal length of the thin disk laser medium is performed by utilizing Hartmann-Shack wave-front sensor. Considering the fact that thermal lens focal length of the laser medium changes with pump power, the model for analyzing the influence of thermal effect on output power of thin disk laser is presented, according to rate equations. The simulation results obtained in this paper show satisfactory agreement with experimental results. The research has the guiding significance for designing and optimizing thin disk lasers

**Keywords:** thin disk laser, thermal lens focal length, finite element methods, rate equations

**PACS:** 42.60.Lh, 44.05.+e

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60890200, 10876022, 10976017) and the Foundation of National Key Laboratory of Solid-State Laser Technology, China.

† E-mail: guoing\_feng@scu.edu.cn