

F-P 腔翠绿宝石激光器中的热效应及输出功率凹陷

彭锦^{1,2}, 范元媛^{1,2*}, 林政吉^{1,2}, 亓岩^{1,2}, 颜博霞^{1,2}, 周密^{1,2}, 韩哲^{1,2}, 王倩^{1,2}, 王宇^{1,2}¹中国科学院微电子研究所光电技术研发中心, 北京 100094;²中国科学院大学, 北京 100049

摘要 翠绿宝石晶体的热透镜效应会严重影响激光器的输出性能。首先通过建立晶体的热传导模型,合理设定边界条件并求解相应的热传导方程,对造成热效应的三个因素进行分析,计算了相应因素下热焦距的理论值。然后,利用谐振腔的临界稳定条件,对晶体的热焦距进行测量,测量结果与理论计算值基本吻合,证明利用谐振腔的临界稳定条件测量 F-P 腔的热焦距是可行的。最后,对不同腔长下的输入输出特性进行了分析,详细解释了在热效应的复杂影响下输入-输出曲线中的凹陷现象。在计算出最大抽运功率下的热焦距后,调整相应腔参数,可以使激光腔在整个抽运功率范围内处于稳定状态。研究结果对于减少热透镜效应的影响、提高激光器的性能具有重要的指导作用。

关键词 激光器; 翠绿宝石晶体; 热透镜效应; F-P 腔; 热焦距

中图分类号 TN248 文献标志码 A

DOI: 10.3788/CJL221278

1 引言

翠绿宝石晶体($\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_2\text{O}_4$)具有吸收带宽大、热机械性能优良及荧光寿命长等特点^[1],是一种近红外波段性能优良的宽带可调谐激光放大和增益的介质。翠绿宝石晶体存在两个宽带吸收谱和两个窄带吸收谱。在室温时,翠绿宝石激光器的波长调谐范围为 701~858 nm^[2],通过单次或多次非线性频率变换即可获得紫外和深紫外激光。例如:利用 744 nm 激光通过三倍频就可以获得波长为 248 nm 的紫外激光;利用 775 nm 激光通过二倍频就可以获得波长为 193 nm 的深紫外激光^[3]。这些紫外激光都具有很好的光束质量和很高的相干性。

近些年国内外对翠绿宝石激光器的研究相对较少,主要是德国亚琛工业大学、英国伦敦帝国理工学院以及山东大学、中国科学院理化技术研究所等进行了部分研究^[4-7]。随着高功率红光激光二极管(LD)技术的不断发展及其商业化应用的不断增加^[8],LD 抽运的翠绿宝石激光器逐渐成为全固态激光领域的研究热点。

抽运光能量被翠绿宝石晶体吸收后,除了产生振荡激光外,还有相当一部分能量会转变为晶体的热能。当抽运光功率、晶体周围冷却环境相对稳定时,晶体内部会形成相对稳定的温度梯度分布。此时不仅晶体端

面会发生热形变,而且晶体内部折射率也会发生改变。这都将会引起晶体的热聚焦,即热透镜效应(简称热效应)。翠绿宝石晶体的热效应会严重影响输出激光效率、谐振腔的稳定性及输出激光束质量等^[9]。人们在如何测量热透镜焦距(简称热焦距)上进行了大量研究^[10-14],其中利用稳腔条件将晶体等效成薄透镜,对热焦距进行测量与计算是比较简单可行的。

本文基于翠绿宝石晶体激光增益介质,使用高功率光纤耦合输出的 638 nm LD 作为抽运源,以两镜直腔为对象,对翠绿宝石激光器中的热效应进行了理论研究和数值计算,并详细分析了在热效应影响下激光输出功率出现的凹陷现象。

2 理论分析与测量计算

2.1 热效应的理论分析

建立图 1 所示的翠绿宝石晶体热模型,设晶体矩形截面的长和宽分别为 $a=3$ mm 和 $b=3$ mm,晶体长度为 $c=10$ mm,抽运光呈圆形高斯分布且垂直入射到晶体端面的几何中心上,冷却装置温度为 20 °C。激光增益介质的端面采用空气对流冷却方式,介质的边缘与冷却装置接触紧密且散热足够快。本模型中晶体的温度稳定且呈非均匀分布,符合传统的自由冷却规律。

晶体的热效应因素研究结果显示,端面抽运的翠绿宝石激光器中晶体的热效应主要分为三部分:温度

收稿日期: 2022-09-27; 修回日期: 2022-10-12; 录用日期: 2022-11-14; 网络首发日期: 2022-11-21

基金项目: 国家自然科学基金(12074405)、中国科学院科研仪器设备研制项目(YJKYYQ20210031)、中国科学院青年创新促进会(2020121)、中国科学院功能晶体与激光技术重点实验室开放课题

通信作者: *fanyuanyuan@ime.ac.cn

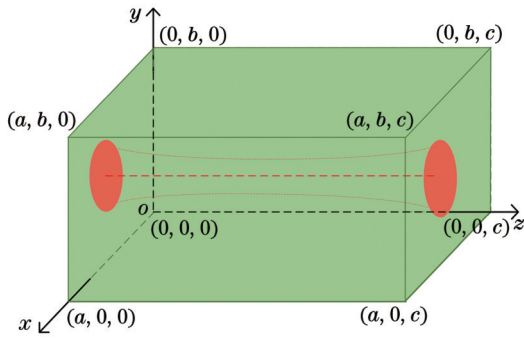
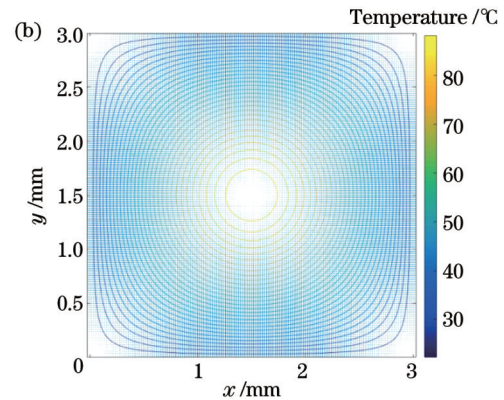
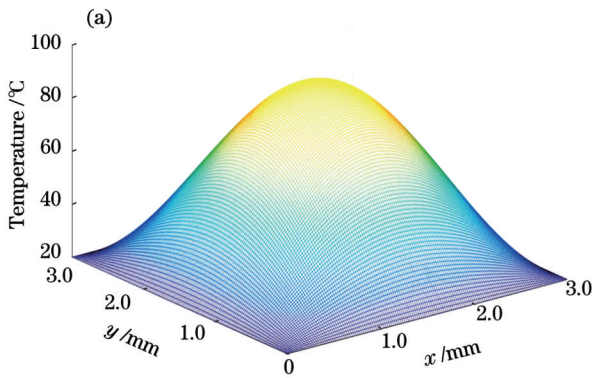


图1 端面抽运下翠绿宝石晶体的热模型图

Fig. 1 Thermal model diagram of alexandrite crystal under end pumping

梯度引起的热效应、端面形变引起的热效应、应力双折射引起的热效应。温度梯度引起的热效应主要是热光系数的变化引起的。在只考虑侧面对流、端面绝热的

图2 晶体温度场分布。(a) $z=0$ 时端面温度在 x 、 y 方向上的变化；(b) $z=0$ 时端面在 x 、 y 方向上的等温线和热流分布Fig. 2 Crystal temperature field distribution. (a) Variation of end-face temperature in x and y directions when $z=0$; (b) isotherm and heat flow distribution of end face in x and y directions when $z=0$

端面形变引起的热效应主要是晶体受热膨胀发生热形变后形成类似透镜的效果。在图1所示的热传导模型中,晶体 z 方向上总的热膨胀量^[18]为

$$l_z = \alpha_z \int_0^c \Delta T(x, y, z) dz, \quad (2)$$

式中: α_z 为激光晶体在 z 方向上的热膨胀系数; $\Delta T(x, y, z)$ 为前后温度变化量。

根据前文得到的温度场分布和式(2),利用 MATLAB 软件计算出激光晶体在端面的形变场分布,如图3所示。可以发现:晶体端面的最大形变量约为 $0.52 \mu\text{m}$ (位于 $x=a/2$ 、 $y=b/2$ 和 $z=0$ 处)。此时热形变造成的热焦距(f_2)^[19]表示为

$$f_2 = \frac{\pi \cdot K_c \omega_p^2}{\alpha_0 \cdot r_0 \cdot \left[\left(1 - \frac{\lambda_p}{\lambda} \right) \cdot P_{in} \right] [1 - \exp(-\alpha \cdot r_0)] \cdot 2 \cdot (n_0 - 1)}, \quad (3)$$

式中: α_0 为热膨胀系数; r_0 为晶体棒端面内的切圆半径; n_0 为介质折射率。

边界条件下,利用 MATLAB 软件对热传导方程^[15-16]进行数值求解,得到图2(a)、(b)所示的晶体端面温度场、热流方向及强度分布。从图2(a)、(b)可以看出:翠绿宝石晶体端面内的最高温度为 $91 \text{ }^\circ\text{C}$ (位于 $x=a/2$ 、 $y=b/2$ 和 $z=0$ 处),热量由中心向四周传导,主要集中在 $0.7 \text{ mm} \leq x \leq 2.3 \text{ mm}$ 、 $0.7 \text{ mm} \leq y \leq 2.3 \text{ mm}$ 的区域内。此时温度梯度造成的热焦距(f_1)^[17]表示为

$$f_1 = \frac{\pi \cdot K_c \omega_p^2}{\left[\left(1 - \frac{\lambda_p}{\lambda} \right) \cdot P_{in} \right] \cdot \left(\frac{dn}{dT} \right) [1 - \exp(-\alpha l)]}, \quad (1)$$

式中: K_c 是增益介质的热传导系数; ω_p 是抽运光在增益介质中的束腰半径; λ_p 是抽运光的波长; λ 是振荡激光的波长; P_{in} 是输入抽运功率; $\frac{dn}{dT}$ 是热光系数; α 是晶体对抽运光的吸收系数; l 是晶体长度。

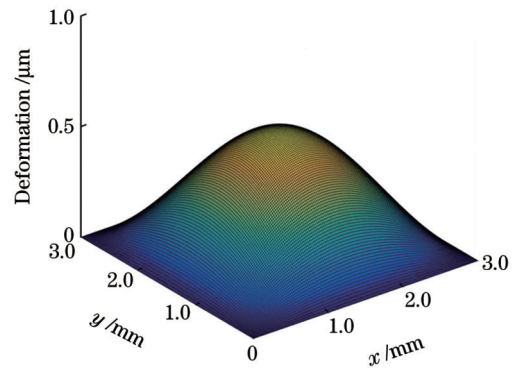


图3 端面抽运下翠绿宝石晶体端面的形变场分布

Fig. 3 Deformation field distribution of alexandrite crystal end face under face pumping

应力双折射引起的热效应主要是增益介质中热场分布不均匀引起的内部机械应力导致的介质折射率变化即热致双折射。在晶体中不同的位置折射率的变化是不同的,并且还会随着激光振荡功率的变化而变化,这在条状增益介质固体激光器中尤为明显。应用热弹性位移势法^[20]分析翠绿宝石晶体内部的热应力分布情

况。此时由应力双折射造成的热焦距(f_3)^[21]表示为

$$f_3 = \frac{\pi \cdot \omega_p^2}{2n_0 \cdot \frac{\alpha_0}{K_c} \cdot C \cdot \left[\left(1 - \frac{\lambda_p}{\lambda} \right) \cdot P_{in} \right] [1 - \exp(-\alpha \cdot l)]}, \quad (4)$$

式中: C 为与光弹性系数张量有关的参数。

引起热效应的上述三种因素都会影响激光器的输出性能^[22-23]。利用薄透镜组合公式对这三种热效

应下的热焦距进行组合,得到的综合热焦距(f)^[24]表示为

$$f = \frac{1}{\frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} + \frac{1}{f_3}}. \quad (5)$$

通过以上理论的分析,得出 f_1 、 f_2 、 f_3 及 f 随 P_m 的变化曲线,如图 4 所示。

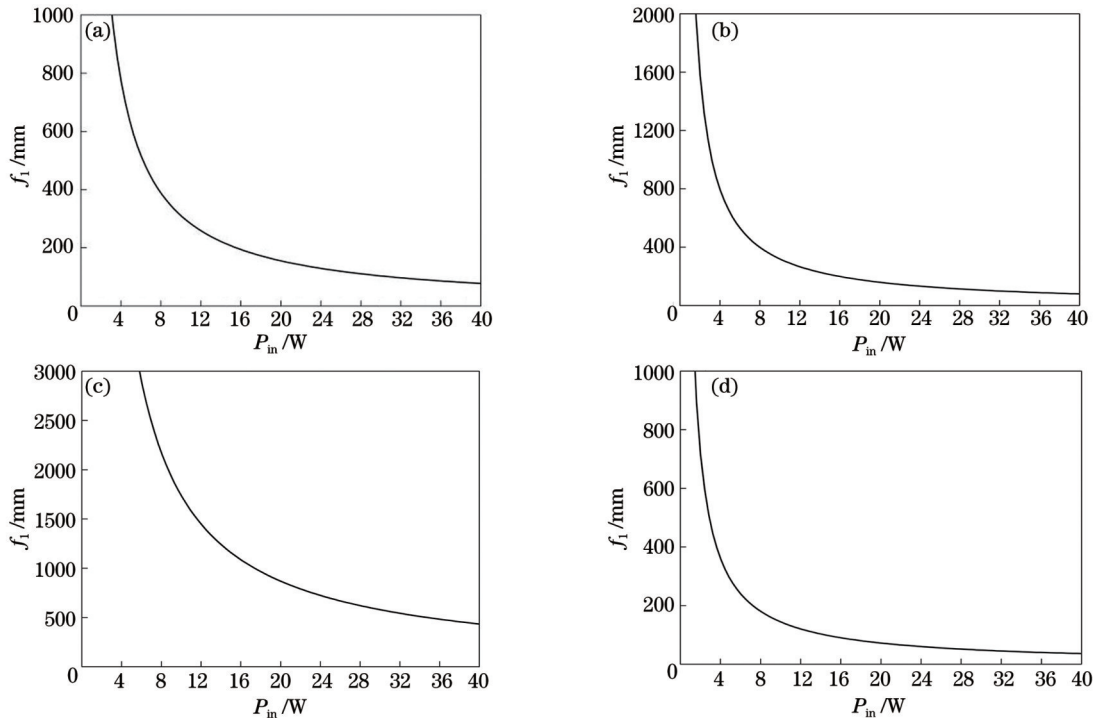


图 4 热焦距与 P_m 的关系。(a) 温度梯度造成的热焦距 f_1 随 P_m 的变化;(b) 端面形变造成的热焦距 f_2 随 P_m 的变化;(c) 热应力双折射造成的热焦距 f_3 随 P_m 的变化;(d) 综合热焦距 f 随 P_m 的变化

Fig. 4 Relationship between thermal focal length and P_m . (a) Thermal focal length f_1 caused by temperature gradient versus P_m ; (b) thermal focal length f_2 caused by end deformation versus P_m ; (c) thermal focal length f_3 caused by thermal stress birefringence versus P_m ; (d) comprehensive thermal focal length f versus P_m

从图 4 可以看出:各因素造成的热焦距都是随着 P_m 的增加而不断减少。由图 4(a)~(d)可以看出:在实验所使用的抽运功率范围(0~30.2 W)内, $f_1 \geq 98$ mm, $f_2 \geq 109$ mm, $f_3 \geq 551$ mm, $f \geq 47$ mm。可见,在综合热焦距中,这三个因素按影响比重从大到小排列依次是 f_1 、 f_2 、 f_3 。

2.2 测量计算

翠绿宝石晶体热焦距测量光路示意图如图 5 所示,该光路采用 F-P 腔结构,由抽运源、准直聚焦系统、

翠绿宝石晶体及谐振腔构成。抽运源选用多模光纤输出的 638 nm 激光二极管,光纤直径为 400 μ m,数值孔径为 0.22,最大功率为 40 W。准直系统选用消色差光纤准直器,焦距为 40 mm,增透膜波长为 650~1050 nm。准直系统之后依次放置第一片对 638 nm 增透的半波片(HWP₁)、偏振分光棱镜(PBS)、第二片对 638 nm 增透的半波片(HWP₂)。其中,PBS 与 HWP₁ 组成一个整体,通过调节该半波片,可以实现最大水平偏振功率约为 30 W 的泵浦光输出。通过调节 HWP₂ 来微调输出

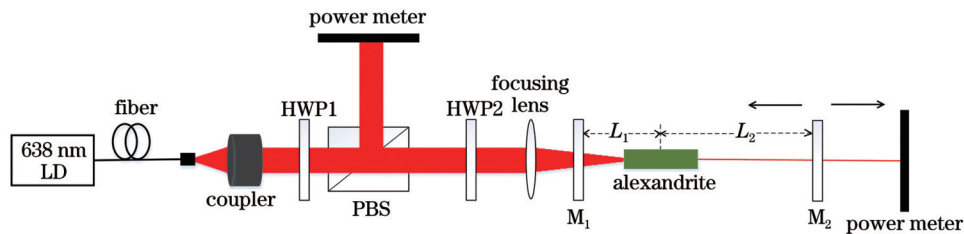


图 5 翠绿宝石晶体热焦距测量光路示意图

Fig. 5 Schematic of optical path for thermal focal length measurement of alexandrite crystal

3 实验

3.1 实验结果

基于图 5 所示的实验装置研究热效应对激光输出特性的影响。鉴于实验中各器件的尺寸限制, L_1 固定为 10 mm。当 L_2 分别为 60、40 和 20 mm 时, 输出功率 P_{out} 随 P_{in} 的变化如图 7 所示。可见, 在三种腔长下, 开始时 P_{out} 都是随着 P_{in} 的增加而不断升高, 但是随着 P_{in} 继续增加, P_{out} 会因为热效应的影响而发生不同趋势的变化。当 L_2 为 60 mm 时, P_{out} 随着 P_{in} 的增加先升高

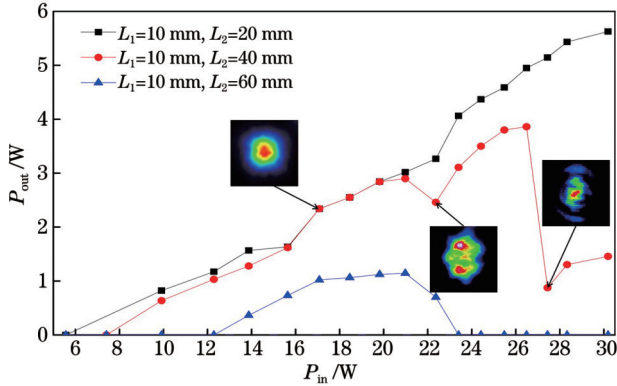


图 7 不同 L_2 时 P_{out} 随 P_{in} 的变化

Fig. 7 P_{out} versus P_{in} at different L_2

后降低最后变成 0; 当 L_2 降为 40 mm 时, P_{out} 随着 P_{in} 的增加出现了两个凹陷; 当 L_2 继续降低至 20 mm 时, P_{out} 曲线会一直保持着上升趋势, 最高输出功率为 5.63 W。此时, 输出激光光谱图如图 8 所示, 光谱仪测得中心波长约为 758 nm。

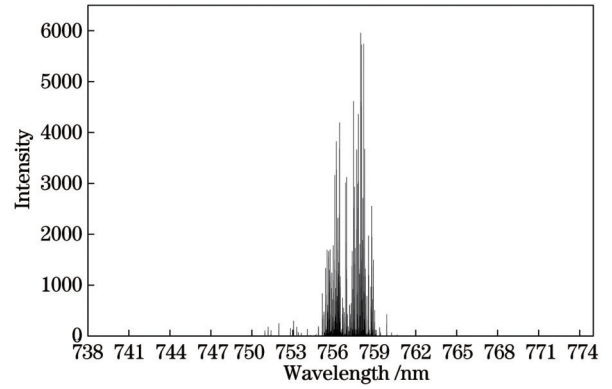


图 8 输出激光光谱图

Fig. 8 Output laser spectrum

3.2 实验结果分析

由第二节的理论分析可知, 在谐振腔参数(谐振腔长、晶体位置、抽运光斑大小等)确定后, f 只与 P_{in} 呈一一对应的反比关系。此时热焦距与翠绿宝石晶体中激光基模光斑半径(W_1)的关系^[25]可以表示为

$$W_1 = \left\{ \frac{2 \cdot \lambda}{\pi} \cdot \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{u_1^2} + \frac{1}{u_2^2} \right) - \left(\frac{1}{f} - A \right)^2 - \frac{1}{16} \cdot \left(\frac{1}{u_2^2} - \frac{1}{u_1^2} \right)^2 \cdot \left(\frac{1}{f} - A \right)^{-2} \right]^{-\frac{1}{2}} \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (9)$$

$$u_1 = -L_1, u_2 = -L_2, \quad (10)$$

$$A = \frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2} + \frac{1}{2 \cdot u_1} + \frac{1}{2 \cdot u_2}. \quad (11)$$

利用 MATLAB 软件计算出激光基模光斑直

径($2W_1$)随 f 的变化规律, 如图 9(a) 所示。将前文理论分析获得的 f 和 P_{in} 的关系代入式(9), 即可以得到 $2W_1$ 随 P_{in} 的变化曲线, 如图 9(b) 所示。

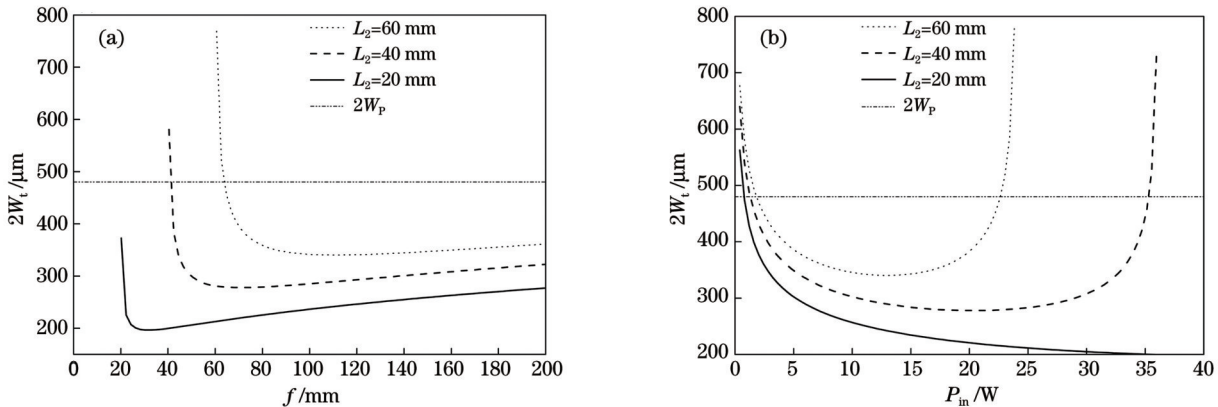


图 9 激光基模直径与 f 和 P_{in} 关系。(a) 激光基模直径随 f 的变化; (b) 激光基模直径随 P_{in} 的变化

Fig. 9 Relationship of laser fundamental mode diameter to f and P_{in} . (a) Laser fundamental mode diameter versus f ; (b) laser fundamental mode diameter versus P_{in}

下面将基于图 9 对图 7 中三条输出功率曲线的变化趋势进行分析。

当 $L_2=60$ mm 时, 从图 7 中三角形连线可知, 在实际抽运功率范围内, P_{out} 达到阈值功率 12 W 后会随 P_{in}

的增加先增后降最后变为零。出现这种情况主要是由于随着抽运功率不断增加, f 会不断变小, 而当 f 小于 L_2 时, 谐振腔会处于非稳定状态。从图 9(b) 中最上方的点划线可以看出, 当 P_{in} 在 12 W 和 21 W 附近时, 激光基模光斑直径 $2W_i$ 小于抽运光斑直径 ($2W_p$), 对应图 9(a) 中最上方的点划线的热焦距分别约为 90 mm 和 70 mm, 利用式 (8) 可以求得该谐振腔稳定条件下的 f 大于 60 mm, 因此, 当 $12\text{ W} < P_{in} < 21\text{ W}$ 时, 谐振腔都处于稳定状态。另外, 该功率范围内 $2W_i$ 比 $2W_p$ 小很多, 此时腔内除了基模振荡外还存在其他高阶模振荡, 整个腔内衍射损耗较低, 所以 P_{out} 随着 P_{in} 的增加而不断增加。当 $21\text{ W} < P_{in} < 23\text{ W}$ 时, $2W_i$ 随着 P_{in} 的增加不断增大, 由于抽运光区域不变, 此时 TEM_{00} 模的增大将遏制其他高阶模的输出, 因此 P_{out} 会不断减小。当 $P_{in} > 23\text{ W}$ 时, $2W_i$ 大于 $2W_p$, 整个谐振腔的损耗较大, 不利于激光的振荡, 输出激光逐渐减少, 最终消失。

当 $L_2 = 40\text{ mm}$ 时, 从图 7 中圆形连线可知, 在实验抽运功率范围内, 随着 P_{in} 的增加, P_{out} 会出现两次减小, 整个输出曲线呈现双凹的现象。出现这一现象主要是由于热效应的影响、有限孔径的限制以及基模和非基模间的竞争。从图 9(b) 中虚线可知, 随着 P_{in} 的增加, $2W_i$ 先减小后增大, 呈现 U 形变化趋势。当 $8\text{ W} < P_{in} < 21\text{ W}$ 时, $2W_i$ 随着 P_{in} 的增大而不断减小, 但此时的基模光斑小于抽运光斑, 并与抽运光斑充分接触, 而且当 P_{in} 为 21 W 时对应图 9(a) 中虚线的热焦距约为 70 mm, 利用式 (8) 可以求得该谐振腔稳定条件下的 f 大于 40 mm, 此功率范围内谐振腔都是处于稳定状态, 因此, P_{out} 会不断增加。当 $21\text{ W} < P_{in} < 22.5\text{ W}$ 时, $2W_i$ 会达到最小值 (约为 $270\ \mu\text{m}$), 从光束质量分析仪采集的图像可以发现此时为多模振荡。由于抽运光斑的限制 (直径约为 $480\ \mu\text{m}$), 除基模外起振的模式可能包括 TEM_{01} 模 (直径约为 $460\ \mu\text{m}$) 和 TEM_{10} 模^[26-27] (直径约为 $380\ \mu\text{m}$)。此时, 各振荡模体积都在最低值附近, 模体积比较小, 抽运能量的利用率将会减少, 所以 P_{out} 会略微降低。当 $22.5\text{ W} < P_{in} < 26.5\text{ W}$ 时, $2W_i$ 已过最低点且不断增大, 由于 $2W_i$ 的最小值要比 $2W_p$ 小很多, 相应振荡模式的模体积增大, 因此 P_{out} 又会增大。当 $26.5\text{ W} < P_{in} < 27.5\text{ W}$ 时, $2W_i$ 随着 P_{in} 的增加继续增加, 此时 TEM_{00} 模的增大遏制了其他非基模的输出, 因此 P_{out} 会减小。当 $27.5\text{ W} < P_{in} < 30.2\text{ W}$ 时, $2W_i$ 随着 P_{in} 的增加继续不断增大, 当 P_{in} 为 27.5 W 和 30.2 W 时, 对应图 9(a) 中虚线的热焦距分别约为 53 mm 和 48 mm, 谐振腔在该功率范围内处于稳定状态, 此时的基模光斑小于抽运光斑, 并与抽运光斑充分接触, 而且基模体积不断增加, 所以 P_{out} 会再次增大。

当 $L_2 = 20\text{ mm}$ 时, 从图 7 中矩形连线可知, 在实验

抽运功率范围内, P_{out} 会持续增大, 最高输出功率为 5.63 W。从图 9(b) 中实线可知, $2W_i$ 最低值要比 $2W_p$ 小很多, 此时 $2W_i$ 保持不变的动态范围就会更大。在本实验抽运功率的范围 (0~30.2 W) 内, 对应图 9(a) 中实线的热焦距大于 48 mm, 利用式 (8) 可以求得该谐振腔稳定条件下的 f 范围为大于 20 mm, 因此, 整个谐振腔都是处于稳定状态, 且 $2W_i$ 始终在一个很小的范围内变化, 整个谐振腔的损耗较低, P_{out} 会持续增大。

4 结 论

通过建立晶体的热传导模型, 对端面抽运下晶体的热效应进行了分析, 基于 MATLAB 软件利用给定边界条件的方法求解了热传导方程。利用谐振腔稳定条件测量得到的热焦距与理论计算的结果基本吻合, 证明该测量方法具有一定的实用性。该测量方法具有简单易行的优点, 并且可以通过多次测量并求平均值, 把误差缩小到可接受的范围内。在 L_1 较小的 F-P 谐振腔中, 当谐振腔处于稳定工作状态时, 热焦距 f 大于后腔长 L_2 ; 当谐振腔处于临界稳定工作状态时, 热焦距 f 等于后腔长 L_2 。通过分析不同抽运功率下热焦距对激光输出特性的影响可以得出, 为了使谐振腔在整个抽运功率范围内都是稳定输出的, 可以在计算得到最大抽运功率下的热焦距后, 通过改变后腔的长度来实现激光的稳定输出。由于热焦距会随着抽运功率的增加而不断减小, 因此当 L_1 较小时只要保证 L_2 小于最大抽运功率时的热焦距 f_{min} , 就可以实现翠绿宝石激光器在整个抽运功率范围内的稳定输出, 且输出功率随抽运功率的增加而不断增大。这对于减少热效应对激光输出特性的影响, 获得稳定的激光性能具有重要的指导作用。

参 考 文 献

- [1] 赵智刚, 关晨, 丛振华, 等. 翠绿宝石固体激光器研究进展 (特邀) [J]. 光子学报, 2020, 49(11): 1149006.
Zhao Z G, Guan C, Cong Z H, et al. Research progresses of alexandrite solid-state lasers (invited) [J]. Acta Photonica Sinica, 2020, 49(11): 1149006.
- [2] 关晨, 丛振华, 刘兆军, 等. LD 泵浦翠绿宝石晶体实现 760 nm、10.5 W 激光输出 [J]. 中国激光, 2020, 47(10): 1015001.
Guan C, Cong Z H, Liu Z J, et al. 10.5 W laser output at 760 nm from LD pumped alexandrite crystal [J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47(10): 1015001.
- [3] 赵智刚, 玄洪文, 王景冲, 等. 真空紫外 193 nm 波段固体激光器研究进展综述 [J]. 光学学报, 2022, 42(11): 1134010.
Zhao Z G, Xuan H W, Wang J C, et al. Research progresses on vacuum-ultraviolet 193-nm band solid-state lasers [J]. Acta Optica Sinica, 2022, 42(11): 1134010.
- [4] Walochnik M, Jungbluth B, Huber H, et al. Diode-pumped cw alexandrite laser with temporally stable 6.5 W in TEM_{00} operation with prospect of power scaling [J]. Optics Express, 2020, 28(11): 15761-15769.
- [5] Arbabzadah E A, Damzen M J. Fibre-coupled red diode-pumped Alexandrite TEM_{00} laser with single and double-pass end-pumping [J]. Laser Physics Letters, 2016, 13(6): 065002.
- [6] Guan C, Liu Z J, Cong Z H, et al. Alexandrite laser on-peak

- pumped by a frequency doubled Raman Yb-fiber laser at 589 nm[J]. OSA Continuum, 2020, 3(5): 1204-1210.
- [7] 宋越, 王志敏, 张丰丰, 等. 638 nm、532 nm 激光泵浦的连续波翠绿宝石激光器[J]. 红外与激光工程, 2021, 50(3): 129-135.
Song Y, Wang Z M, Zhang F F, et al. Continuous-wave alexandrite laser pumped by 638 nm and 532 nm lasers[J]. Infrared and Laser Engineering, 2021, 50(3): 129-135.
- [8] 崔宇龙, 周智越, 黄威, 等. 中红外光纤激光技术研究进展与展望[J]. 光学学报, 2022, 42(9): 0900001.
Cui Y L, Zhou Z Y, Huang W, et al. Progress and prospect of mid-infrared fiber laser technology[J]. Acta Optica Sinica, 2022, 42(9): 0900001.
- [9] 郑加安, 赵圣之, 王青圃, 等. 稳腔固体激光器运转时热透镜焦距的测量[J]. 中国激光, 2001, 28(8): 717-720.
Zheng J A, Zhao S Z, Wang Q P, et al. Thermal lens measurement of LD-end-pumped solid state laser with stable resonator[J]. Chinese Journal of Lasers, 2001, 28(8): 717-720.
- [10] 王登顺, 李港, 陈檬, 等. 利用稳腔条件测量LD端面泵浦激光晶体的热焦距[J]. 激光技术, 2003, 27(6): 534-537.
Wang D S, Li G, Chen M, et al. Measurement of thermal focal length of LD-end-pumped crystal under stable-cavity-condition[J]. Laser Technology, 2003, 27(6): 534-537.
- [11] 郑耀辉, 王雅君, 彭堃堃. 一种利用像散腔测量热透镜焦距的方法[J]. 中国激光, 2011, 38(9): 0908006.
Zheng Y H, Wang Y J, Peng K C. Thermal lens determination in solid-state laser by using astigmatic cavity[J]. Chinese Journal of Lasers, 2011, 38(9): 0908006.
- [12] 李娜, 蒋威, 刘全喜. 基于HS传感器的固体激光器热透镜焦距测量[J]. 激光与红外, 2014, 44(6): 624-628.
Li N, Jiang W, Liu Q X. Thermal lens focus measurement of the solid-state lasers based on Hartman-Shack sensor[J]. Laser & Infrared, 2014, 44(6): 624-628.
- [13] 刘佳佳, 丁双红, 丁泽, 等. 一种改良的非稳腔热透镜焦距测量方法[J]. 光电技术应用, 2015, 30(3): 25-28.
Liu J J, Ding S H, Ding Z, et al. An improved measurement of the thermal lens focal length using resonator critical unstable point[J]. Electro-Optic Technology Application, 2015, 30(3): 25-28.
- [14] 罗宽, 王菲, 车英, 等. 偏振变换法测量固体激光器的动态热焦距[J]. 红外与激光工程, 2016, 45(10): 1017003.
Luo K, Wang F, Che Y, et al. Dynamic thermal focus length of solid state laser measured by polarization conversion[J]. Infrared and Laser Engineering, 2016, 45(10): 1017003.
- [15] 姚育成, 刘丹琳, 黄楚云, 等. Tm:YAG激光器晶体热效应数值模拟[J]. 光子学报, 2016, 45(7): 0714001.
Yao Y C, Liu D L, Huang C Y, et al. Crystal thermal effect simulation of Tm:YAG laser[J]. Acta Photonica Sinica, 2016, 45(7): 0714001.
- [16] 王磊, 聂劲松, 叶庆, 等. 0.53 μm 全固态激光器热效应及其补偿技术研究[J]. 红外与激光工程, 2017, 46(4): 0406003.
Wang L, Nie J S, Ye Q, et al. Study on thermal effect and compensation technology of 0.53 μm all-solid-state laser[J]. Infrared and Laser Engineering, 2017, 46(4): 0406003.
- [17] 宋小鹿, 过振, 李兵斌, 等. 脉冲激光二极管侧面抽运Nd:YAG激光器晶体时变热效应[J]. 物理学报, 2009, 58(3): 1700-1708.
Song X L, Guo Z, Li B B, et al. Time-varying thermal effect of laser crystal in pulsed diode laser side-pumped Nd:YAG laser[J]. Acta Physica Sinica, 2009, 58(3): 1700-1708.
- [18] 史彭, 陈文, 李隆, 等. 激光分布对抽运Nd:YVO₄晶体热效应的影响[J]. 光学精密工程, 2008, 16(2): 197-201.
Shi P, Chen W, Li L, et al. Influence of laser distribution on thermal effect of Nd:YVO₄ crystal[J]. Optics and Precision Engineering, 2008, 16(2): 197-201.
- [19] 杨永明, 周荣, 过振, 等. LD端抽运下几种激光晶体的端面形变研究[J]. 激光技术, 2006, 30(1): 73-75.
Yang Y M, Zhou R, Guo Z, et al. Study on the end deformation of several LD end-pumped crystals[J]. Laser Technology, 2006, 30(1): 73-75.
- [20] 陈伟球, 丁皓江. 横观各向同性三维热弹性力学通解及其势理论法[J]. 力学学报, 2003, 35(5): 578-583.
Chen W Q, Ding H J. Three-dimensional general solution of transversely isotropic thermoelasticity and the potential theory method[J]. Acta Mechanica Sinica, 2003, 35(5): 578-583.
- [21] 杨永明, 过振, 王石语, 等. 干涉条纹法测量LD端面泵浦Nd:YAG热透镜焦距[J]. 光子学报, 2005, 34(2): 202-204.
Yang Y M, Guo Z, Wang S Y, et al. A new method called interference stripe method for measuring the whole thermal focal lens in LD end pumped Nd:YAG crystal[J]. Acta Photonica Sinica, 2005, 34(2): 202-204.
- [22] 陈绍坤, 黄海涛, 陈浩. 热效应维度对固体激光器输出性能影响的研究[J]. 激光杂志, 2016, 37(10): 14-17.
Chen S K, Huang H T, Chen H. Study on the effect of dimensionality of thermal effect on the output performance of LD pumped solid-state laser[J]. Laser Journal, 2016, 37(10): 14-17.
- [23] 彭春, 陈仁, 刘亚萍, 等. 宽温范围LD端泵Nd:YAG激光器泵浦源光谱理论优化[J]. 光学学报, 2022, 42(4): 0414001.
Peng C, Chen R, Liu Y P, et al. Theoretical optimization for spectrum of pump source of LD end pumped Nd:YAG laser in wide temperature range[J]. Acta Optica Sinica, 2022, 42(4): 0414001.
- [24] 任寰, 刘旭, 袁静, 等. 组合透镜法测量透镜焦距方法研究及数值分析[J]. 光学与光电技术, 2012, 10(4): 46-49.
Ren H, Liu X, Yuan J, et al. Focal length measurements and data analysis of combined lens method[J]. Optics & Optoelectronic Technology, 2012, 10(4): 46-49.
- [25] 徐之光, 吕福云, 王宏杰, 等. 非对称平直腔固体激光器的动力学分析[J]. 光学学报, 2003, 23(4): 465-468.
Xu Z G, Lü F Y, Wang H J, et al. Dynamic analysis of solid-state laser with asymmetry flat-flat cavity[J]. Acta Optica Sinica, 2003, 23(4): 465-468.
- [26] 刘俊杰, 盛泉, 王盟, 等. 基于腔内球差选模产生高阶拉盖尔-高斯模式激光[J]. 物理学报, 2022, 71(1): 014204.
Liu J J, Sheng Q, Wang M, et al. High-order Laguerre-Gaussian mode laser generated based on spherical aberration cavity[J]. Acta Physica Sinica, 2022, 71(1): 014204.
- [27] 连天虹, 杨磊, 朱家华, 等. 高峰值功率声光调Q厄米-高斯模固体激光器[J]. 光学学报, 2022, 42(7): 0714001.
Lian T H, Yang L, Zhu J H, et al. High-peak-power acoustic-optic Q-switched solid-state laser with Hermite-Gaussian modes[J]. Acta Optica Sinica, 2022, 42(7): 0714001.

Thermal Effects and Output Power Dips in Alexandrite Lasers with F-P Cavity

Peng Jin^{1,2}, Fan Yuanyuan^{1,2*}, Lin Zhengji^{1,2}, Qi Yan^{1,2}, Yan Boxia^{1,2}, Zhou Mi^{1,2}, Han Zhe^{1,2}, Wang Qian^{1,2}, Wang Yu^{1,2}

¹*R&D Center of Optoelectronic Technology, Institute of Microelectronics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100094, China;*

²*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*

Abstract

Objective An alexandrite crystal is a broadband tunable laser-amplification-and-gain medium that exhibits excellent performance in the near-infrared band. Because of the continuous development and increasing commercial application of high-power red-light laser diode (LD) technology, LD-pumped alexandrite lasers have gradually attracted the interest of many researchers in the field of all-solid-state lasers. When an LD pumps an alexandrite crystal, a considerable amount of energy absorbed by the alexandrite crystal is converted into the thermal energy of the crystal beside the oscillation laser. This part of heat energy causes the thermal lens effect of the crystal and severely affects the output laser efficiency, stability of the resonant cavity, and quality of the output laser beam. To effectively reduce the influence of the thermal effect on laser output performance, three factors causing the thermal effect are analyzed in this study. The thermal focal lengths of an alexandrite crystal are calculated accurately by employing theoretical and experimental methods. The dips on the input-output curve of the F-P cavity are analyzed and explained based on the specific influence of the thermal focal length on the size of the fundamental laser mode. Finally, a method that can effectively reduce the influence of the thermal effect on the laser output performance in a certain range is developed.

Methods The thermal effect in alexandrite laser is studied theoretically and experimentally by using an alexandrite crystal, 638-nm red-light high-power fiber-coupled LD, and F-P cavity as the laser gain medium, pump source, and research object, respectively. The following steps are performed. First, the three factors causing the thermal effect are analyzed and theoretically studied in detail by establishing the heat conduction model of the crystal, reasonably setting the boundary conditions, and solving the corresponding heat conduction equations, and the theoretical value of the thermal focal length under the corresponding factors is calculated by conducting software simulation. Then, the critical stability condition of the resonator is used to measure the actual thermal focal lengths of the crystal several times by conducting specific experiments, and the average value is taken as the final thermal focal length. The experimental value of the thermal focal length is consistent with the calculated theoretical value. Finally, based on the specific influence of the thermal focal length on the size of the fundamental laser mode, the dips on the input-output curves of the F-P cavity at three different cavity lengths are comprehensively analyzed, and a method that can effectively reduce the influence of the thermal effect on the laser output performance in a certain range is established.

Results and Discussions In this study, the thin lens combination formula is applied to calculate the thermal focal length of the crystal and combine the thermal focal lengths generated under three conditions; the combined result, f , is used as the final thermal focal length of the crystal. Then, the calculated value of the thermal focal length becomes closer to the actual value [Fig. 6(a)]. In the actual thermal focal length measurement, an F-P cavity structure is built to measure the thermal focal length of the alexandrite crystal, and the measurement light path is easy to obtain (Fig. 5). Furthermore, the error can be reduced to an acceptable range by averaging multiple measurements. Based on the specific influence of the thermal focal length on the size of the fundamental laser mode (Fig. 9), the dips on the input-output curve of the F-P cavity at three different cavity lengths are explained and analyzed in detail. After the comprehensive thermal focal length, f_{\min} , at the maximum pump power is calculated, the rear cavity length, L_2 , can be made smaller than f_{\min} by changing the cavity parameters to stabilize the resonant cavity in the entire pump-power range (Fig. 7). This is important for reducing the influence of the thermal lens effect and improving the performance of the laser.

Conclusions In the F-P cavity with a small anterior cavity length (L_1), the thermal focal length, f , should be larger than the rear cavity length, when the resonator is in a stable working state. Furthermore, the thermal focal length, f , equals the rear cavity length, L_2 , when the resonant cavity is in a critically stable working state. The analysis of the influence of the thermal focal length on the laser output characteristic curve under different pump powers reveals that to stabilize the resonant cavity output in the entire pump-power range, L_2 can be changed after calculating the thermal focal length, f_{\min} , at the maximum pump power.

Key words lasers; alexandrite crystal; thermal lens effect; F-P cavity; thermal focal length