

利用输出功率测量激光二极管端面抽运的 固体激光器热透镜焦距*

张潮波 宋 峰 孟凡臻 丁 欣 张光寅 商美茹

(南开大学物理科学学院光子学中心,天津 300071)

(2001 年 5 月 17 日收到,2001 年 12 月 21 日收到修改稿)

运用谐振腔变换圆理论,详细分析了激光二极管抽运的 Nd:YVO₄ 平行平面腔固体激光器振荡光在晶体内的基模光斑半径随抽运功率变化的 U 形曲线.提出在适当腔长情况下激光器的输出功率随抽运功率变化曲线上将出现凹陷或尖峰现象,利用曲线上的凹陷和尖峰可以测量激光晶体的热透镜焦距.同时在理论分析的基础上进行了实验,实验结果与理论分析相符合.

关键词: Nd:YVO₄, 热透镜焦距, 固体激光器, 谐振腔变换圆

PACC: 4260D, 4255D

1. 引 言

激光二极管(LD)抽运的 Nd:YVO₄ 固体激光器由于其结构紧凑、效率高、应用极其广泛等优点而被深入研究,但热效应现象仍较为严重,影响了激光输出效率、腔的稳定性、输出光束质量等特性^[1,2].所以热透镜焦距的测量对研究热效应对激光器参数的影响有着重要意义,一直以来,人们对如何测量热透镜焦距进行了大量研究,提出了许多测量方法^[2-8],但是这些测量方法大多较复杂,相对成本较高,而简单测量法有很大的局限性,只能在一定的实验要求下采用.本文运用谐振腔变换圆理论,分析了 LD 抽运 Nd:YVO₄ 平行平面腔固体激光器中振荡光基模光斑半径随抽运功率变化 U 形曲线,在适当腔长情况下曲线上将出现凹陷或尖峰现象,利用曲线上的凹陷和尖峰可以测量相应抽运功率下激光晶体的热透镜焦距.

2. 理论分析

根据 Kogelnik 对内含热透镜的谐振腔所建立的光学模成像理论,对连续抽运 Nd:YVO₄ 的平行平面腔激光系统可简化为内含热透镜(激光晶体热效应

引起)的等效三镜腔系统,如图 1 所示.使用谐振腔变换圆理论分析该谐振腔^[9-12]. M_1 为输入镜, M_2 为输出镜.若使整个激光器有稳定的激光输出,则要求 M_1 镜的 σ_1 圆(σ_1 圆为描写该镜处波面特征的一个传播圆,它是切 M_1 镜于光轴处,其直径等于 M_1 镜处波面曲率半径的一个圆)和 M_2 镜的 σ_2 圆相交.图 2 为变换的 σ_1 圆及相关参数.

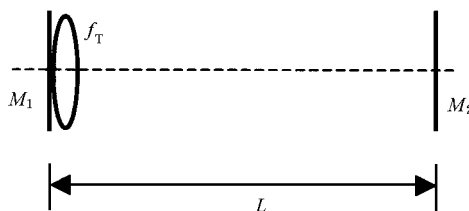


图 1 内含热透镜的平行平面腔

当没有抽运时,热焦距 f_T 为无穷大,如以 M_1 与光轴的交点 O 为原点, σ_1 圆与光轴的交点为 $S_{1\alpha}$ 和 $S_{1\beta}$, 则与热透镜的距离分别为 $s_{1\alpha}$ 和 $s_{1\beta}$. 因为 M_1 为平面镜, σ_1 圆将是一条直线,所以 $s_{2\alpha} = 0$ 和 $s_{1\beta} = \infty$. 当抽运工作物质时,产生有限大小的热焦距 f_T , σ_1 圆经热透镜变换为 σ'_1 圆,与光轴的交点为 $S'_{1\alpha}$ 和 $S'_{1\beta}$, 与热透镜的距离分别为 $s'_{1\alpha}$ 和 $s'_{1\beta}$, 根据成像原

* 国家自然科学基金(批准号 60078014)及天津市自然科学基金(批准号 99380111)、天津市光电子联合科学研究中心(批准号 200020)资助的课题.

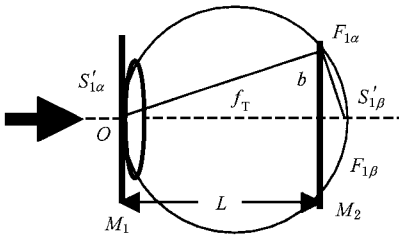


图 2 LD 端面抽运固体激光器热焦距

理,可求得 \$s'_{1\alpha}\$ 和 \$s'_{1\beta}\$.

$$\begin{cases} \frac{1}{s'_{1\alpha}} = \frac{1}{f_T} - \frac{1}{s_{1\alpha}} \\ s_{1\alpha} = 0 \end{cases} \Rightarrow s'_{1\alpha} = 0, \quad (1)$$

$$\begin{cases} \frac{1}{s'_{1\beta}} = \frac{1}{f_T} - \frac{1}{s_{1\beta}} \\ s_{1\beta} = \infty \end{cases} \Rightarrow s'_{1\beta} = f_T. \quad (2)$$

由此可见, \$s'_{1\beta}\$ 即为晶体热透镜的焦点.

初始时 \$M_2\$ 的 \$\sigma_2\$ 圆与光轴交点为 \$S_{2\alpha}\$ 和 \$S_{2\beta}\$, 距离为 \$s_{2\alpha} = L\$ (\$L\$ 为腔长) 和 \$s_{1\beta} = \infty\$. 经热透镜变换为 \$\sigma'_2\$ 圆后, 与光轴交点为 \$S'_{2\alpha}\$ 和 \$S'_{2\beta}\$, 距离为 \$s'_{2\alpha}\$ 和 \$s'_{2\beta}\$. 根据成像原理, 求得 \$s'_{2\alpha}\$ 和 \$s'_{2\beta}\$:

$$\begin{cases} \frac{1}{s'_{2\alpha}} = \frac{1}{s_{2\alpha}} - \frac{1}{f_T} \\ s_{2\alpha} = L \end{cases} \Rightarrow s'_{2\alpha} = \frac{f_T L}{f_T - L}, \quad (3)$$

$$\begin{cases} \frac{1}{s'_{2\beta}} = \frac{1}{s_{2\beta}} - \frac{1}{f_T} \\ s_{2\beta} = \infty \end{cases} \Rightarrow s'_{2\beta} = -f_T. \quad (4)$$

可以计算出 \$M_1\$ 上的振荡光光斑半径 \$w_1\$ [12] 为

$$w_1 = \sqrt{e\lambda/\pi}, \quad (5)$$

式中 \$e\$ 为 \$\sqrt{s'_{2\alpha}s'_{2\beta}} = \sqrt{f_T^2 L(f_T - L)}\$.

由于激光介质紧贴 \$M_1\$ 镜, 所以 \$w_1\$ 即为激光在介质中的振荡光基模光斑半径. 当振荡光基模光斑半径和抽运光光斑半径达到最佳匹配时, 输出功率较大. 当热焦距 \$f_T\$ 等于腔长 \$L\$ 时, \$\sigma'_1\$ 圆与 \$\sigma_2\$ 圆相切, 系统处于稳态. \$f_T\$ 再减小一点, 系统将处于非稳态. 理论上可以以此来测量热透镜焦距的大小. 而事实上当 \$f_T\$ 大小接近 \$L\$ 时, 振荡光基模光斑半径 \$w_1\$ 较大, 从而使损耗大为增大, 输出功率急剧下降, 以致不出光. 如果利用此原理测量热焦距, 测量值比实际值小.

将 Innocenzi 等人 [3] 提出的 LD 抽运固体激光器热焦距的计算公式为

$$f_T = \frac{\pi K_c w_p^2}{P_{in} \eta_{abs} \eta_b (dn/dT) (1 - \exp(-\alpha_p l))}, \quad (6)$$

式中 \$K_c\$ 为热传导率, \$dn/dT\$ 为热光系数, \$\eta_b\$ 为吸收的能量转化为热量的转化系数, \$\eta_{abs}\$ 为介质对抽运光的吸收系数, \$\alpha_p\$ 为介质吸收系数, \$w_p\$ 为抽运光斑半径, \$l\$ 为激光晶体长度.

令

$$\frac{\pi K_c w_p^2}{\eta_{abs} \eta_b (dn/dT) (1 - \exp(-\alpha_p l))} = \beta,$$

则(6)式可化为

$$f_T = \beta/P_{in}, \quad (7)$$

再将其代入(5)式, 即得

$$w_1 = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{\beta^2 L}{P_{in} \beta - P_{in}^2 L}}}. \quad (8)$$

对于掺杂浓度为 0.5% 的 Nd:YVO₄ 晶体, \$K_c\$ 为 0.054W/cm·K, \$dn/dT\$ 为 \$(4.7 \pm 0.6) \times 10^{-6} K^{-1}\$, \$\eta_b\$ 约为 20%, \$\alpha_p\$ 为 14.8cm⁻¹, \$w_p\$ 为 740μm, \$\eta_{abs}\$ 为 86.2%, \$l\$ 为 5mm, 则 \$\beta = 11.472m \cdot W^{-1}\$.

现固定腔长 \$L\$ 为 39, 49, 59 和 79cm, 则振荡光基模光斑半径 \$w_1\$ 随抽运功率变化的关系曲线见图 3 (平行横轴的直线为抽运光光斑半径 740μm).

由图 3 可见, 当腔长选择为 39 和 49cm 时, 振荡光基模光斑半径最低点在 500μm 左右, 大大小于 700μm. 随抽运功率的增大, 振荡光基模光斑半径减小到一定程度后将产生高阶模, 致使输出功率急剧上升. 振荡光基模光斑半径达到最小值时, 此时输出功率将也达到最大值. 抽运功率进一步增大, 振荡光基模光斑半径将增大, 增大到一定时候, 高阶模被抑制, 输出功率又急剧下降, 形成尖峰现象. 而腔长为 59cm 时, 振荡光基模光斑半径的最低值与抽运光光斑半径相差不是很大, 从而即使振荡光基模光斑半径达到最低值时, 系统还是以基模输出, 而且由于振荡光基模光斑半径的减小, 模体积减小, 抽运光的有效利用率降低, 使得功率相对下降, 经过最低点之后, 输出功率又将上升, 形成凹陷现象. 当然同时抽运功率也一直在增大, 使得晶体抽运光强度增大, 但是对尖峰的位置影响可以忽略, 对凹陷位置有一定的影响, 但也不是很大. 而当腔长再加大时, 如 79cm, 振荡光基模光斑半径接近或大于 700μm, 系统一直以基模运行, 输出功率先升后降, 而不产生凹陷或尖峰现象.

可以通过(8)式求得振荡光基模光斑半径 \$w_1\$ 的极小值, 其对应的抽运功率 \$P_{in}\$ 为 \$\beta/2L\$, 将其代入

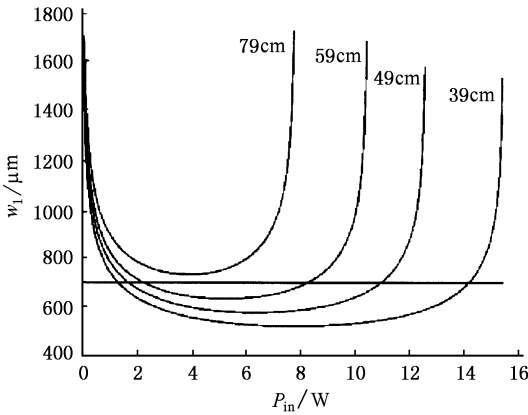


图3 振荡光基模光斑半径随抽运功率变化的关系曲线

(7)式,可得热焦距 $f_T = 2L$,即在凹陷或尖峰位置,相应抽运功率对应的热透镜焦距为腔长的两倍.可以根据此原理来测量热透镜焦距的大小,同时指出,在测量过程中合适腔长的选择对实验精度有一定的帮助.

3. 实验

3.1. 实验装置

实验装置示意图见图4.采用两镜直腔,激光介质为 $3\text{mm} \times 3\text{mm} \times 5\text{mm}$ 的 $\text{Nd}:\text{YVO}_4$,掺杂浓度为 $0.5\text{at}\%$.其一面镀 808nmHT 和 $1.064\mu\text{mHR}$ 膜,另一面镀 $1.064\mu\text{mHT}$ 膜.输出耦合镜 OC 对 $1.064\mu\text{m}$ 激光的透过率 $T = 10\%$,它可以平移,以测量不同腔长时的激光输出特性.实验采用的半导体激光器是 Coherent 公司的 FAP 系统,经传输光纤(芯径为 $800\mu\text{m}$)通过耦合系统从激光的一端抽运激光晶体.抽运光的中心波长为 807.2nm ,功率为 $1\text{--}16\text{W}$.

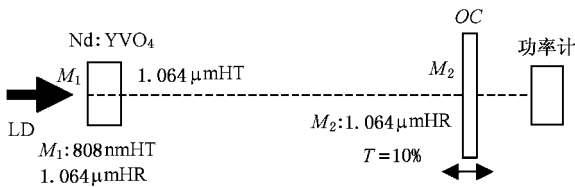


图4 实验装置示意图

实验中把 $\text{Nd}:\text{YVO}_4$ 包裹在铜块中,保持较好的热接触,固定在制冷片上进行有效的热电制冷,还采用了温控措施,在抽运功率为 $1\text{--}16\text{W}$ 之间,温度基本维持在 $15.7\text{--}16.3^\circ\text{C}$ 之间.

3.2. 实验结果与分析

测量了不同腔长(39, 49, 59 和 79cm)下激光输出功率随抽运功率变化的关系,见图5所示.由图5可见,在39和 49cm 相对腔长较短情况下,输出功率曲线上有明显的尖峰现象.在 59cm 腔长下,有凹陷产生,而在 79cm 相对腔长很长情况下,没有尖峰产生也没有凹陷存在.这与理论分析相一致.根据在不同腔长下输出功率曲线上凹陷和尖峰的位置,可以得到相应抽运功率下的热透镜焦距的大小,见图6.同时采用干涉法初步验证了此方法测量热透镜焦距的准确性.

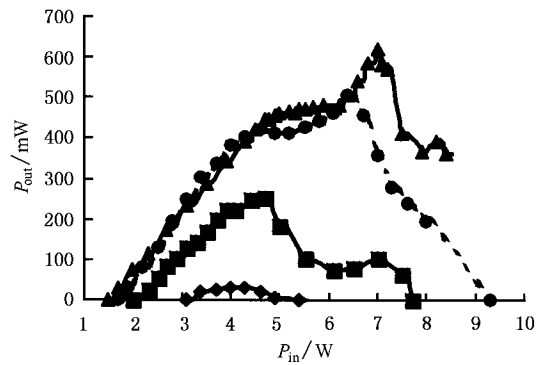


图5 不同腔长下输出功率随抽运功率变化曲线 ◆为 79cm , ■为 59cm , ●为 49cm , ▲为 39cm

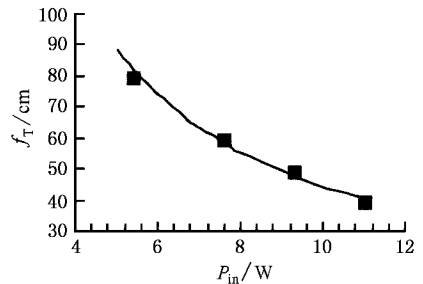


图6 不同抽运功率下的热透镜焦距

4. 结 论

由于热透镜效应极大地影响了激光的效率、稳定性、输出光质量等特性,热透镜焦距大小的定量测量对研究热透镜效应有着重要意义.本文根据谐振腔变换圆理论,提出了一种较简单有效的测量热透镜焦距大小的方法.

- [1] Fan T Y 1993 *IEEE J. Quantum Electron.* **29** 1457
- [2] Blows J L , Omatsu T and Dawes J 1998 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **10** 1727
- [3] Innocenzi M E , Yura H T and Fincher C L 1990 *Appl. Phys. Lett.* **56** 1831
- [4] Neuenschwander B , Weber R and Weber H P 1995 *IEEE J. Quantum Electron.* **31** 1082
- [5] Blows J L , Omatsu T and Dawes J M 1998 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **10** 1727
- [6] Ozygus B and Erhard J 1995 *Appl. Phys. Lett.* **67** 1361
- [7] Ozygus B *et al* 1997 *Appl. Phys. Lett.* **71** 2590
- [8] Blows J L *et al* 1998 *J. Appl. Phys.* **83** 2901
- [9] Song F 2000 *Chin. Phys. Lett.* **17** 204
- [10] Zhang G Y 1991 *Acta Phys. Sin.* **40** 1605(in Chinese) [张光寅 1991 物理学报 **40** 1605]
- [11] Zhang G Y 1977 *Lasers* **4** 41(in Chinese) [张光寅 1977 激光 **4** 41]
- [12] Zhang G Y and Zhang B Z 1992 *Chin. J. Lasers* **19** 321(in Chinese) [张光寅、张包铮 1992 中国激光 **19** 321]

Measurement of the laser diode end-pumped solid laser 's thermal focal length by using the curve of output ^{*}

Zhang Chao-Bo Song Feng Meng Fan-Zhen Ding Xin Zhang Guang-Yin Shang Mei-Ru

(Photonics Center , College of Physics , Nankai University , Tianjin 300071 , China)

(Received 17 May 2001 ; revised manuscript received 21 December 2001)

Abstract

A U-like shape on the curve of fundamental-mode waist in the active medium versus pump power , at different cavity lengths of the laser diode (LD) end-pumped Nd :YVO₄ solid-state lasers with a flat-flat resonator structure , is analyzed by means of the transform circle approach . There are caves and pinnacles on the curve at appropriate cavity lengths . Utilizing the caves and pinnacles , a new method is put forward to determine the focal length of thermal lens . Based on the theoretical analysis , we have designed a laser and obtained some experimental results that are consistent with the theoretical expectations .

Keywords : Nd :YVO₄ , thermal focal length , solid-state lasers , transform circle approach

PACC : 4260D , 4255D

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60078014) , the Natural Science Foundation of Tianjin (Grant No. 99380111) , and the Tianjin United Scientific Research Center on Opto-Electronics , China (Grant No. 200020) .