

端面抽运 $Tm, Ho: YLF$ 连续激光器的 参数优化与实验研究*

张新陆^{1)†} 王月珠²⁾ 李 立¹⁾ 崔金辉¹⁾ 鞠有伦²⁾

1) 哈尔滨工程大学理学院, 哈尔滨 150001)

2) 哈尔滨工业大学光电技术研究所可调谐激光国家重点实验室, 哈尔滨 150001)

(2007 年 8 月 28 日收到, 2007 年 10 月 4 日收到修改稿)

研究了激光二极管端面抽运 $Tm, Ho: YLF$ 连续激光器的输出特性, 并对激光器的参数进行了优化. 在考虑能量传递上转换的前提下, 通过准三能级速率方程推导出了连续抽运 $Tm, Ho: YLF$ 激光器输出功率与抽运功率关系的表达式. 对激光晶体的粒子掺杂浓度、晶体长度、激光束腰半径与抽运光束腰半径比值以及输出镜透过率等激光器参数进行了优化. 实验上得到了激光输出功率随抽运功率的变化关系, 并将其与理论结果进行了比较, 发现比较吻合, 从而验证了理论模型的合理性.

关键词: $Tm, Ho: YLF$ 晶体, 速率方程, 能量传递上转换, 参数优化

PACC: 4255B, 4260

1. 引 言

激光二极管抽运的 $2 \mu m$ 固体激光器是激光测距机、相干多普勒雷达、差分吸收雷达等的理想光源^[1-4]. $Tm, Ho: YLF$ 激光晶体由于其独特的线偏振输出和优良的物理特性而得到广泛的应用^[5-9]. Tm^{3+} 与 Ho^{3+} 共掺杂晶体作为激光工作物质, 一方面可充分利用 Tm^{3+} 的光敏特性, 另一方面可以降低 Ho^{3+} 的掺杂浓度, 从而减少了激光再吸收问题. 但是 Tm^{3+} 与 Ho^{3+} 共掺的激光器存在能量传递上转换 (energy transfer up-conversion, ETU) 过程, 引发了激光晶体热透镜效应的产生, 改变了激光腔模尺寸, 从而降低了激光器的输出效率^[9-11]. 因此通过对激光器参数的优化, 减小能量传递上转换对激光器输出的影响, 提高激光器的输出效率, 成为研究 $Tm, Ho: YLF$ 激光器的关键性问题. Rustad 等人^[10]曾给出了 Tm^{3+} 与 Ho^{3+} 共掺准三能级系统的稳态速率方程, 但是没有对激光参数进行优化设计. Barnes 等人^[12, 13]也给出了详尽的 Tm^{3+} 与 Ho^{3+} 共掺激光系统的速率方程, 并通过实验对粒子掺杂浓度等激光参数进行了优化, 但是他们的工作是针对脉冲抽运 Tm^{3+} 与

Ho^{3+} 共掺激光器的. 目前, 连续光抽运 $Tm, Ho: YLF$ 激光器的参数优化还未见报道.

本文建立了端面连续抽运 $Tm, Ho: YLF$ 激光器的速率方程理论模型, 此模型考虑了能量传递上转换和基态重吸收的影响, 明确地给出了 $Tm, Ho: YLF$ 激光器输出功率与抽运功率关系的表达式, 并对 $Tm, Ho: YLF$ 晶体的粒子掺杂浓度、晶体长度、激光光腰与抽运光光腰半径比值和输出镜透过率等激光器参数进行了优化. 实验上给出了 $2 \mu m$ 激光的输出功率随抽运功率的变化关系, 发现与理论结果较为符合, 从而验证了理论的合理性.

2. 速率方程理论

图 1 给出了 $Tm, Ho: YLF$ 晶体中 Tm^{3+} 和 Ho^{3+} 能量的传递过程. 波长为 792 nm 的抽运光被 3H_6 Tm^{3+} 吸收跃迁到 3H_4 能级. 一个 3H_4 Tm^{3+} 通过与其周围的 Tm^{3+} 横向弛豫产生了两个 3F_4 Tm^{3+} , 这个过程大约有 75% 的能量效率, 而另 25% 的能量被转化为晶体热能. 同时伴随着 3F_4 Tm^{3+} 向 5I_7 Ho^{3+} 的一系列能量传递过程. 当 5I_7 Ho^{3+} 数量增加到一定值时又将发生 5I_7 Ho^{3+} 向更高能级的上转换过程, 发生上转换的

* 高等学校博士学科点专项科研基金(批准号: 20070217014)资助的课题.

† E-mail: zhangxinlu1@sohu.com

粒子其中一部分将经过无辐射弛豫及能量传递而返回原来的能级,但总之上转换过程限制了 5I_7 Ho^{3+} 的增加,设上转换系数为 Q . 3F_4 Tm^{3+} 向 5I_7 Ho^{3+} 有效的能量转移使 Ho^{3+} 在 5I_7 能级有显著的集居,最终导致 5I_7 向 5I_8 跃迁产生了 $2\mu\text{m}$ 的激光.由于 3F_4 Tm^{3+} 与 5I_7 Ho^{3+} 之间的能量传递时间少于 $20\mu\text{s}$,而 N_2 和 N_5 的能级寿命 $\tau_2 \approx 8\text{ms}$ 和 $\tau_5 \approx 16\text{ms}$,并且 Ho^{3+} 的 5I_7 能级和 Tm^{3+} 的 3F_4 能级十分接近^[10],因此可以

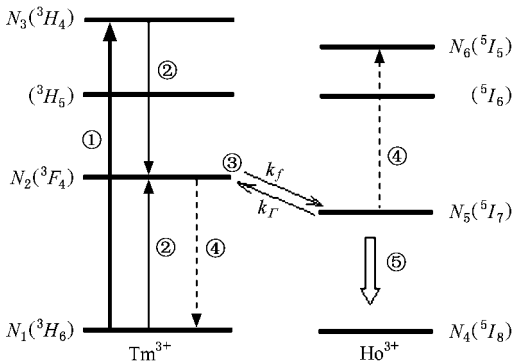


图1 Tm, Ho 共掺系统能级结构

将 N_2 和 N_5 能级当作一个耦合能级来处理,设 $N_u = N_2 + N_5$ 为此耦合能级的粒子数密度. Tm, Ho : YLF激光器的速率方程可以表示为

$$\frac{dN_u}{dt} = \eta_p R_p(r, z) - \frac{N_u}{\tau} - QN_u^2 - \frac{\sigma_e c}{n} \times [f_{\text{Ho}}(f_u + f_l)N_u - f_l N_{\text{Ho}}] \mathcal{S}(r, z), \quad (1)$$

$$\frac{dS}{dt} = \frac{\sigma_e c}{n} \int_{V_c} \Delta N \cdot \mathcal{S}(r, z) dV - \frac{S}{\tau_c}, \quad (2)$$

其中, V_c 为激光晶体的体积; σ_e 为 Ho^{3+} 的受激发射截面; n 为增益介质的折射率; $\tau_c = \frac{2L_{\text{eff}}}{c}$

$\frac{1}{\delta + \ln[1/(1 - T_0)]}$ 为腔内光子寿命,其中 $L_{\text{eff}} = L_{\text{cav}} + (n - 1)l$ 为有效腔长, l 为晶体长度, L_{cav} 为谐振腔的长度, δ 为腔内的往返损耗; c 为真空中的光速; T_0 为输出镜透过率; η_p 为抽运量子化效率; $\Delta N(r, z) = f_{\text{Ho}}(f_u + f_l)N_u - f_l N_{\text{Ho}}$ 为反转粒子数密度; f_u 和 f_l 分别为上下能级粒子数中对激光输出起作用的粒子数比例分数; f_{Ho} 为 N_5 能级粒子占耦合上能级的粒子数比例分数,可写为^[14]

$$f_{\text{Ho}} = \frac{N_{\text{Ho}} \sum_{i \in ^5I_7} g_i \exp(-E_i/KT)}{N_{\text{Ho}} \sum_{i \in ^5I_7} g_i \exp(-E_i/KT) + N_{\text{Tm}} \sum_{j \in ^3F_4} g_j \exp(-E_j/KT)}, \quad (3)$$

其中, N_{Ho} 和 N_{Tm} 是铽和钪离子的浓度, E_i 和 E_j 是铽和钪离子的斯塔克能级的能量,其取值可由文献^[14]得到, g_i 和 g_j 分别是第 i 和第 j 能级的简并度, k 是玻尔兹曼常数, T 是晶体温度. τ 为耦合上能级寿命,可以表示为^[10]

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1 - f_{\text{Ho}}}{\tau_2} + \frac{f_{\text{Ho}}}{\tau_5}, \quad (4)$$

能量传递上转换系数可以写为

$$Q = f_{\text{Ho}}(1 - f_{\text{Ho}})q_{\text{up}}, \quad (5)$$

其中, q_{up} 能量传递上转换跃迁常数,对 Tm, Ho : YLF晶体而言, q_{up} 与 Tm^{3+} 以及 Ho^{3+} 的掺杂浓度无关^[3].

定义归一化的抽运速率密度分布函数 $r_p(r, z)$, $R_p(r, z) = Rr_p(r, z)$, $R = \frac{\eta_a P_{\text{in}}}{h\nu_p}$ 为抽运速率, P_{in} 为激光二极管的输出功率; $\mathcal{S}(r, z) = Ss_0(r, z)$ 为光子数密度, $S = \frac{2L_{\text{eff}} P_{\text{out}}}{h\nu_1 c T_0}$ 为稳态时激光腔内的光子

数, T_0 为输出耦合镜的透过率, P_{out} 为激光输出功率, $s_0(r, z)$ 为腔内光子数的归一化空间分布函数.

在认为抽运光是圆对称的高斯分布,振荡光为基模运转时,抽运光和激光的分布函数为

$$r_p(r, z) = \frac{2\alpha}{\pi\omega_z^2(z) [1 - \exp(-\alpha l)]} \times \exp\left[-\alpha z - \frac{2r^2}{\omega_z^2(z)}\right], \quad (6)$$

$$s_0(r, z) = \frac{2}{\pi\omega_1^2(z)L_{\text{eff}}} \exp\left[-\frac{2r^2}{\omega_1^2(z)}\right], \quad (7)$$

其中, $\eta_a = 1 - \exp(-\alpha l)$ 为吸收效率, $\alpha = \sigma_a N_{\text{Tm}}$ 为增益介质的吸收系数, σ_a 为抽运光的吸收截面; $\omega_l(z)$, $\omega_p(z)$ 为位置 z 处输出激光和抽运光的光斑半径,它们由下式确定:

$$\omega_l^2(z) = \omega_0^2 + \left(\frac{\lambda_l z}{\pi\omega_0}\right)^2, \quad (8)$$

$$\omega_p^2(z) = \omega_{p0}^2 + \left[\frac{\lambda_p(z-d)}{\pi\omega_{p0}} \right]^2, \quad (9)$$

(8) 和 (9) 式中 ω_{p0} , ω_{p0} 为输出激光和抽运光的束腰半径, 它们分别在晶体位置 $z=0$ 和 $z=d$ 处.

$$\omega_{j0}^2 = \frac{\lambda_1}{\pi} \sqrt{L_{\text{cav}}(R - L_{\text{cav}})}, \quad (10)$$

(10) 式中 R 为输出耦合镜的曲率半径. 稳态时, 由 (1) 和 (2) 式及 $\Delta N(r, z) = ff_{\text{Ho}} N_u - f_1 N_{\text{Ho}}$ 则得输出功率 P_{out} 与抽运功率 P_{in} 之间的关系式:

$$\int_{V_c} \frac{2ff_{\text{Ho}} \left(\frac{\eta_p \eta_a P_{\text{in}} r_p}{h\nu_p} + \frac{2\sigma f_1 N_{\text{Ho}} L_{\text{eff}} P_{\text{out}}}{nh\nu_1 T_0} s_0 \right)}{\frac{1}{\tau} + \frac{2\sigma ff_{\text{Ho}} L_{\text{eff}} P_{\text{out}}}{nh\nu_1 T_0} s_0 + \left[\left(\frac{1}{\tau} + \frac{2\sigma ff_{\text{Ho}} L_{\text{eff}} P_{\text{out}}}{nh\nu_1 T_0} s_0 \right)^2 + 4Q \left(\frac{\eta_p \eta_a P_{\text{in}} r_p}{h\nu_p} + \frac{2\sigma f_1 N_{\text{Ho}} L_{\text{eff}} P_{\text{out}}}{nh\nu_1 T_0} s_0 \right) \right]^{\frac{1}{2}}} dV = \frac{n}{2\sigma L_{\text{eff}}} \left[\delta + \ln \left(\frac{1}{1 - T_0} \right) + \delta_1 \right]. \quad (11)$$

其中 $f = f_u + f_1$, $\delta_1 = (2N_{\text{Ho}} \sigma L_{\text{eff}} \int_{V_c} s_0 dV) / n$ 是激光下能级粒子的重吸收引起的损耗. 由 (11) 式可以看出, 其左边积分不但与抽运光的分布有关而且与激光的光子分布有关.

3. 激光参数优化

通过对 (11) 式计算, 可以对激光参数进行优化. 在晶体温度 $T = 300 \text{ K}$ 时, 计算过程中所用的有关参数为^[3, 8, 15]: $f_u = 0.095$, $f_1 = 0.024$, $\lambda_p = 792 \text{ nm}$, $\lambda_1 = 2.066 \text{ }\mu\text{m}$, $\sigma_a = 6 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$, $\sigma_e = 15 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$, $\tau_2 = 8 \text{ ms}$, $\tau_5 = 16 \text{ ms}$, $q_{\text{up}} = 1.43 \times 10^{-17} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, $\eta_p = 1.57$, $R = 5 \text{ cm}$, $\delta = 0.03$, $n = 1.4$, $d = l/2$.

3.1. 激光光腰与抽运光腰半径比值的影响

取输出耦合镜透过率 $T_0 = 2\%$, Tm, Ho: YLF 激光晶体的长度 $l = 2.5 \text{ mm}$, Tm³⁺ 和 Ho³⁺ 的掺杂浓度分别为 6% 和 0.4%, 抽运光束腰的半径 $\omega_{p0} = 100 \text{ }\mu\text{m}$, 通过改变谐振腔的长度而改变振荡光束腰半径. 我们得到了输出功率分别为 100, 200 和 300 mW 时抽运功率随振荡光束腰半径的变化关系, 如图 2 所示. 由图 2 可见, 对固定的输出功率, 振荡光束腰半径在一定范围内增大会使所需要的抽运功率减小, 并且 ETU 的影响也随之变小; 但当振荡光束腰半径增大到一定程度后, 所需抽运功率和 ETU 的影响都随之增加. 由图 2 可见, $\omega_{j0}/\omega_{p0} = 0.8 \sim 1.2$ 时, 抽运光束腰与振荡光束腰达到了最佳匹配. 虽然 ETU 效应降低了激光器的输出效率, 但是抽运光束

腰与振荡光束腰达到了最佳匹配时, ETU 对输出功率的影响降到了最低. 这是因为当激光束腰 ω_{j0} 过小时, 由于激光腔模的光斑 $\omega_j(z)$ 随着 z 的增加而迅速增大, 使激光腔模的一部分处于增益较低甚至是无粒子数反转的区域, 从而导致了在相同的输出水平下需要更高的抽运功率; 且激光束腰越小处于激光腔模外的反转粒子数越多, 因此 ETU 的影响越明显. 激光束腰 ω_{j0} 大于其最佳的取值时, 同样会使得激光腔模的一部分处于增益较低甚至是无粒子数反转区域, 导致激光器的输出效率降低; 同时反转粒子更加集中于激光腔模中心, 导致能量传递上转换的影响加剧. 抽运光束腰与振荡光束腰达到了最佳匹配时, 在激光腔模内的反转粒子数密度达到了最大值, 且几乎都参与受激辐射过程, 此时由 ETU 效应造成的上能级粒子数的减少降到了最低值, 因此也就决定了激光器有最大的激光效率.

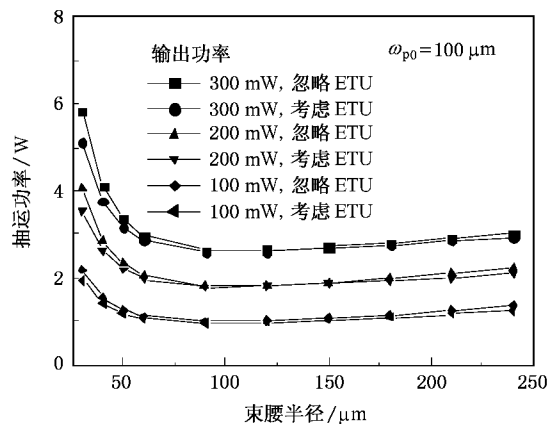


图 2 抽运功率随激光束腰半径 ω_{p0} 的变化关系

3.2. 输出镜最佳透过率

当输出耦合镜透过率增大,有利于提高输出功率,同时却又导致了激光阈值的增加,腔内光功率密度下降,因此存在最佳透过率.计算中取 $T_m, Ho: YLF$ 激光晶体的长度为 2.5 mm, Tm^{3+} 和 Ho^{3+} 的掺杂浓度分别为 6% 和 0.4%, 抽运光束腰半径为 $100 \mu m$, $\omega_{10}/\omega_{p0} = 1$. 在几个不同的输出功率下得到了抽运功率随输出镜透过率的变化关系,如图 3 所示,由图 3 可见,最佳透过率随输出功率的增加而有所增加,在中小功率输出时,最佳透过率在 4%—10% 之间.但是激光器的阈值功率随输出镜透过率的增加而增加.

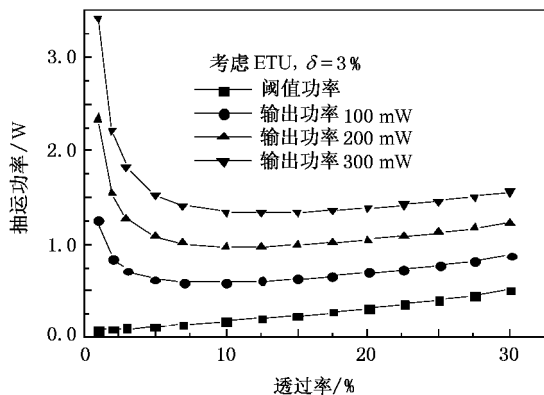


图 3 抽运功率随输出耦合镜透过率的变化关系

3.3. 最佳掺杂浓度与晶体长度的优化

在设计 Tm, Ho 准三能级激光器的过程中,常遇到一些相互矛盾的问题.激光介质的再吸收损耗使得激光器的阈值增加,为了降低再吸收损耗,应使激光晶体短一些, Ho^{3+} 的掺杂浓度应该低一些.可是激光晶体的长度和 Tm^{3+} 的掺杂浓度却又直接影响其对抽运光的吸收,从而影响到激光器的效率,因此要将激光晶体的长度和粒子掺杂浓度综合考虑. Tm, Ho 系统的最佳粒子掺杂浓度,比单一掺杂的系统更加复杂.吸收效率由 Tm^{3+} 的掺杂浓度来决定;激光上能级 Ho^{3+} 占 Tm 和 Ho 耦合上能级粒子数的比例分数 f_{Ho} , 与 Tm^{3+} 和 Ho^{3+} 的掺杂浓度比值有关^[14].为了优化激光晶体参数,所有的这些因素都应综合考虑.计算中取输出耦合镜透过率 $T_0 = 2\%$, 激光器的输出功率 $P_{out} = 200 \text{ mW}$, 抽运光束腰半径 $\omega_{p0} = 100 \mu m$, $\omega_{10}/\omega_{p0} = 1$. 利用 $\alpha = \sigma_a N_{Tm}$ 可得到不同 Tm^{3+} 掺杂浓度下激光晶体的吸收系数.通过(3)和

(4)式可以得到不同 Tm^{3+} 和 Ho^{3+} 掺杂浓度下的耦合激光上能级寿命.通过(3)和(5)式可以得到不同 Tm^{3+} 和 Ho^{3+} 掺杂浓度下的能量传递上转换系数. $Tm, Ho: YLF$ 激光晶体长度和粒子掺杂浓度的优化结果如图 4 和 5 所示.由图 4 和 5 可见,若晶体长度较长时,所掺杂的粒子浓度应该低一些,而对于较短的激光晶体,粒子的掺杂浓度应该高一些.

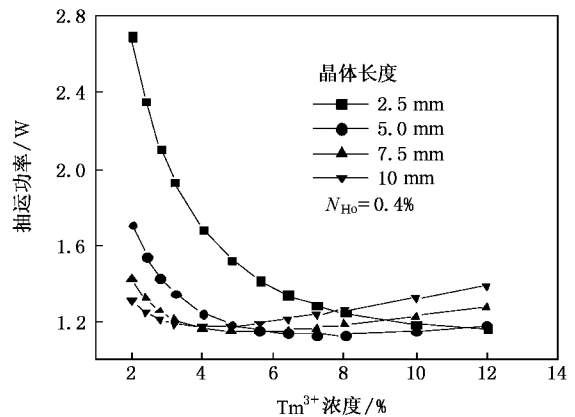


图 4 Tm^{3+} 浓度对激光输出的影响

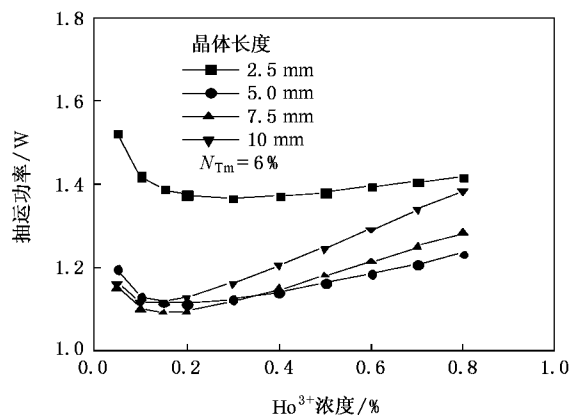


图 5 Ho^{3+} 浓度对激光输出的影响

4. 实验结果与理论结果的对比

实验中,激光器的腔长为 45 mm,输出耦合镜的曲率半径为 51.88 mm,透过率为 2%.抽运源是美国相干公司提供的输出功率为 3 W 的 S-79-3000C-200-H/L 型 $InGaAsP$ 激光二极管,利用温控系统将激光二极管的发射波长调到 $Tm, Ho: YLF$ 晶体的最强吸收峰 792 nm 处,从而最大限度地利用抽运光.抽运光首先经焦距为 8 mm 的球面透镜进行准直,然后用焦距为 100 mm 的柱透镜对发散角大的方向压缩光

束的发散角,再用焦距为 50 mm 的消色差透镜将抽运光束聚焦于激光晶体内,抽运光束腰半径 $\omega_{p0} \approx 100 \mu m$. 由于抽运光束传输系统的光学元件表面都镀有 792 nm 增透膜,使得光学系统总的传输效率可达 91% 以上. 实验所用的激光晶体为 6% (摩尔比) $Tm, 0.4\% Ho: YLF$ 晶体,晶体外形尺寸为 5 mm \times 5 mm \times 2.5 mm. 采用吸收系数大的 π 方向即激光二极管输出光的偏振方向与晶体 c 轴平行. 晶体的前后表面都经过抛光处理,在晶体前表面镀有 2 μm 激光的高反膜,反射率大于 99.9%,同时对 792 nm 抽运光增透,透射率在 85% 以上;在晶体的后表面镀有 2 μm 激光的增透膜. 将晶体嵌入到热电制冷器的铜质热沉中,以有效地控制激光晶体的温度. 实验过程中在保持晶体的温度为 300 K 时,我们测量了输出功率随抽运功率的变化关系,并将其与理论计算结果相比较,如图 6 所示. 图中曲线为理论计算结果,分立点是实验结果. 由图 6 可见,除了在较高抽运功率下由于热效应造成的激光输出的斜率效率有所降低外^[9],理论结果与实验结果基本符合,因此,实验结果较好地验证了理论模型的正确性.

5. 结 论

$Tm, Ho: YLF$ 激光器存在严重的能量传递上转

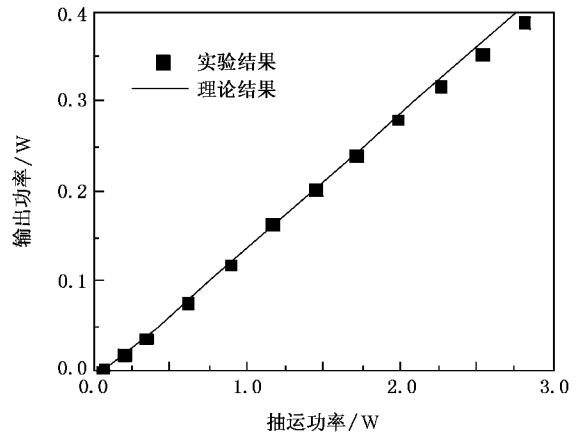


图 6 输出功率随抽运功率的变化关系

换效应,降低了激光器的输出效率. 通过对激光参数的优化,可以减小能量传递上转换效应的影响. 本文建立了 $Tm, Ho: YLF$ 激光器的准三能级速率方程理论模型,此模型不但考虑了能量传递上转换的影响,而且在分析过程中兼顾了 Gauss 光束传播特性. 基于速率方程得到了输出功率与抽运功率关系的表达式,通过此表达式对激光晶体的粒子掺杂浓度、晶体长度、激光束腰半径与抽运光束腰半径比值和输出镜透过率等激光器参数进行了优化. 设计实验验证了理论分析的正确性. 该文可为准三能级固体激光器的设计提供参考.

- [1] Yu J, Singh U N, Barnes N P, Petros M 1998 *Opt. Lett.* **23** 780
- [2] Yu J, Trieu B C, Modin E A, Singh U P, Kavaya M J, Chen S, Bai Y, Petzar P J, Petros M 2006 *Opt. Lett.* **31** 462
- [3] Bruneau D, Delmonte S, Pelon J 1998 *Appl. Opt.* **37** 8406
- [4] Galzerano G, Sani E, Toncelli A et al 2004 *Opt. Lett.* **29** 715
- [5] Zhang X L, Ju Y L, Wang Y Z 2005 *Opt. Express*. **13** 4056
- [6] Zhang X L, Wang Y Z 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1160 (in Chinese) [张新陆、王月珠 2006 物理学报 **55** 1160]
- [7] Koch G J, Petros M, Yu J, Singh U N 2002 *App. Opt.* **41** 1718
- [8] Zhang X L, Wang Y Z, Ju Y L 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 117 (in Chinese) [张新陆、王月珠、鞠有伦 2005 物理学报 **54** 117]
- [9] Zhang X L, Wang Y Z, Shi H F 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1787 (in

- Chinese) [张新陆、王月珠、史洪峰 2006 物理学报 **55** 1787]
- [10] Rustad G, Stenersen K 1996 *IEEE J. Quantum Electron.* **32** 1645
- [11] Zhang X L, Wang Y Z, Li L, Ju Y L 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 352 (in Chinese) [张新陆、王月珠、李立、鞠有伦 2007 物理学报 **56** 352]
- [12] Barnes N P, Filer E D, Morrison C A, Lee C J 1996 *IEEE J. Quantum Electron.* **32** 92
- [13] Lee C J, Han G, Barnes N P 1996 *IEEE J. Quantum Electron.* **32** 104
- [14] Storm M E 1993 *IEEE J. Quantum Electron.* **29** 440
- [15] McGuckin B T, Menzies R T 1992 *IEEE J. Quantum Electron.* **28** 1025



Laser parameter optimization and experimental study of end-pumped continuous wave Tm ,Ho:YLF lasers^{*}

Zhang Xin-Lu^{1)†} Wang Yue-Zhu²⁾ Li Li¹⁾ Cui Jin-Hui¹⁾ Ju You-Lun²⁾

¹⁾ College of Science ,Harbin Engineering University ,Harbin 150001 ,China)

²⁾ National Key Laboratory of Tunable Laser Technology ,Harbin Institute of Technology ,Harbin 150001 ,China)

(Received 28 August 2007 ; revised manuscript received 4 October 2007)

Abstract

The output performance of a laser diode end-pumped continuous wave Tm ,Ho:YLF laser is studied and the laser parameters are optimized. Based the quasi-three-level rate equations ,the relation formulus between the output power and the input power is deduced with consideration of the energy transfer up-conversion. The laser parameters such as the concentration of doped ions , the crystal length ,the pump-to-mode size ratio and the transmittance of output coupler are optimized by numerical analysis. The output power as a function of pump power is obtained in experiment. Comparison of experimental and theoretical results shows that the theoretical results are valid.

Keywords : Tm ,Ho:YLF crystal , rate equation , energy transfer up-conversion , parameter optimization

PACC : 4255B , 4260

^{*} Project supported by the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No.20070217014).

[†] E-mail :zhangxinlu1@sohu.com