

能量传递上转换对 $Tm, Ho : YLF$ 激光器阈值的影响*

张新陆¹⁾²⁾ 王月珠¹⁾ 鞠有伦¹⁾

¹⁾ 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)

²⁾ 哈尔滨工程大学理学院 哈尔滨 150001)

(2004 年 2 月 11 日收到 2004 年 4 月 22 日收到修改稿)

根据激光二极管纵向抽运 $Tm, Ho : YLF$ 激光器的能级跃迁和能量传递过程, 在考虑能量传递上转换的情况下, 建立了准三能级阈值速率方程, 得出了激光器阈值的解析解. 给出了阈值与激光器设计参数的关系, 并分析了能量传递上转换对激光器设计参数的依赖关系. 实验上得到了不同输出耦合透过率下的激光阈值, 验证了理论的合理性.

关键词: 二极管抽运, $Tm, Ho : YLF$ 晶体, 能量传递上转换, 速率方程, 阈值

PACC: 4255B, 4260

1. 引 言

激光二极管抽运的固体激光器具有结构紧凑、效率高、稳定、长寿命以及光束质量好等优点^[1,2]. 而激光二极管抽运的 $Tm, Ho : YLF$ 激光器除了具有上述优点外, 由于输出波长为 $2\mu m$, 处于人眼安全波段, 并且大气传输透过性好, 因而成为激光测距机、相干多普勒雷达、差分吸收雷达等的理想光源. 同时, 它还是获得 $3-5\mu m$ 波段光学参量振荡器的理想抽运源. 在国际上, 已经有许多科研小组进行这方面的理论^[3-7]和实验研究^[8-18], 值得提出的是, 在理论研究上, 对双掺杂 Tm, Ho 晶体, 在考虑能量传递上转换时都没能给出解析表达式, 结果不十分明确. 本文在详尽地分析 $Tm, Ho : YLF$ 晶体各能级之间能量传递、跃迁等过程的基础上, 根据速率方程理论建立了 $Tm, Ho : YLF$ 激光器运转的速率方程模型. 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, 得到了激光器阈值的解析表达式, 分析了激光介质长度、抽运光斑半径与激光光斑半径之比、激光谐振腔长、输出耦合透过率等激光参数对激光器阈值的影响. 本文所提出的理论模型可为其他准三能级激光器的设计提供参考.

2. 准三能级速率方程理论

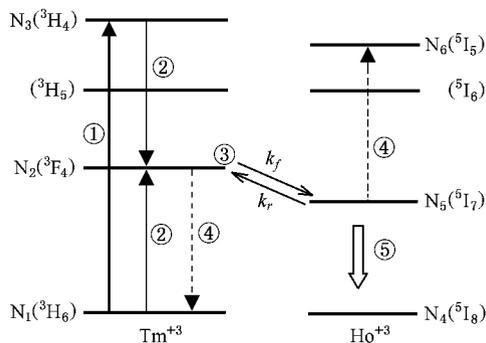


图 1 Tm, Ho 系统的基本能级谱图

图 1 给出了 $Tm, Ho : YLF$ 晶体中 Tm^{3+} 和 Ho^{3+} 能量的传递过程, 1) 当波长为 $792nm$ 的抽运光被 3H_6 Tm^{3+} 吸收跃迁到 3H_4 能级. 2) 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量, 其弛豫参数设为 A . 3) 同时伴随着 3F_4 Tm^{3+} 向 5I_7 Ho^{3+} 的一系列能量传递过程, 设前向能量传递参数为 k_f , 后向能量传递参数为 k_r . 4) 当 5I_7 Ho^{3+} 数增到一定值时又将发生 5I_7 Ho^{3+} 向更高能级的上反转过程, 发生上转换的离子其中一部分将

* 哈尔滨工程大学基础研究基金(批准号: HEUF04014)资助的课题.

经过无辐射弛豫及能量传递而返回原来的能级,但总的来说上反转过程限制了 $^5\text{I}_7\text{Ho}^{3+}$ 的增加,设上转换系数为 Q . $^3\text{F}_4\text{Tm}^{3+}$ 向 $^5\text{I}_7\text{Ho}^{3+}$ 有效的能量转移使 Ho^{3+} 在 $^5\text{I}_7$ 能级有显著的集居,最终导致 $^5\text{I}_7$ 向 $^5\text{I}_8$ 跃迁产生了 $2\mu\text{m}$ 的荧光. 当抽运光很强时,不但上转换系数较大,而且基态耗损也比较严重. 但对微片激光器而言,抽运功率不会很高,因此上反转系数不会很大,并且基态耗损可以忽略. 为了处理问题方便,可以不考虑基态耗损. $^3\text{F}_4\text{Tm}^{3+}$ 与 $^5\text{I}_7\text{Ho}^{3+}$ 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 τ_2 和 τ_5 约为 10ms ,并且 Ho^{3+} 的 $^5\text{I}_7$ 能级和 Tm^{3+} 的 $^3\text{F}_4$ 能级十分接近^[19,20],因此可以将 N_2 和 N_5 能级当作一个能级来处理. 设 N_u 为 Tm^{3+} 的 $^3\text{F}_4$ 能级与 Ho^{3+} 的 $^5\text{I}_7$ 能级组成的耦合能级的粒子数密度. 纵向抽运、基模运转时,根据准三能级激光器的速率方程理论,可以写出如下阈值条件下的速率方程:

$$\frac{dN_3}{dt} = R_p(r, z) - AN_1N_3, \quad (1)$$

$$\frac{dN_u}{dt} = \eta_p AN_1N_3 - \frac{N_u}{\tau} - QN_u^2, \quad (2)$$

其中 $R_p(r, z)$ 为抽运速率密度; η_p 为抽运量子化效; τ 为耦合能级寿命, $\frac{1}{\tau} = \frac{f_{\text{Tm}}}{\tau_2} + \frac{f_{\text{Ho}}}{\tau_5}$. f_{Tm} 、 f_{Ho} 分别为 N_2 和 N_5 能级粒子比例分数^[21],可以写为

$$f_{\text{Ho}} = N_{\text{Ho}} \sum_{i \in ^5\text{I}_7} g_i \exp(-E_i/kT_0) \left[N_{\text{Ho}} \sum_{i \in ^5\text{I}_7} g_i \times \exp(-E_i/kT_0) + N_{\text{Tm}} \sum_{j \in ^3\text{F}_4} g_j \times \exp(-E_j/kT_0) \right]^{-1}, \quad (3)$$

$$f_{\text{Tm}} = N_{\text{Tm}} \sum_{j \in ^3\text{F}_4} g_j \exp(-E_j/kT_0) \left[N_{\text{Ho}} \sum_{i \in ^5\text{I}_7} g_i \times \exp(-E_i/kT_0) + N_{\text{Tm}} \sum_{j \in ^3\text{F}_4} g_j \times \exp(-E_j/kT_0) \right]^{-1}, \quad (4)$$

其中 N_{Ho} 和 N_{Tm} 是铕和钬离子的浓度, E_i 和 E_j 是铕和钬离子的斯塔克能级的能量, 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_0 是晶体温度. 定义归一化的抽运速率密度分布函数 $r_p(r, z)$ 和腔内光子数密度分布函数 $s_0(r, z)$. $R_p(r, z) = Rr_p(r, z)$ 对增益介质积分有 $\iiint r_p(r, z) dV = 1$; $s_0(r, z)$ 对整个谐振腔积分有 $\iiint s_0(r, z) dV = 1$.

并定义以下重叠积分: $J_1 = \iiint r_p(r, z)s_0(r, z) dV$, $J_2 = \iiint r_p^2(r, z)s_0(r, z) dV$,在认为抽运光是圆对称的高斯分布,振荡光为单模运转时,抽运光和激光光子在增益介质中单位体积内的分布函数为

$$r_p(r, z) = \frac{2\alpha}{\pi\omega_z^2(z) [1 - \exp(-\alpha L)]} \times \exp\left[-\alpha z - \frac{2r^2}{\omega_z^2(z)}\right], \quad (5)$$

$$s_0(r, z) = \frac{2}{\pi\omega_l^2(z)L_{\text{eff}}} \exp\left[-\frac{2r^2}{\omega_l^2(z)}\right], \quad (6)$$

其中 α 为增益介质的吸收系数, L_{eff} 为谐振腔的有效长度, $L_{\text{eff}} = L_{\text{cav}} + (n-1)L$, L 为增益介质长度, L_{cav} 为激光腔的长度, $\omega_l(z)$ 、 $\omega_p(z)$ 为位置 z 处输出激光和抽运光的光斑尺寸,它们由以下公式确定:

$$\omega_l^2(z) = \omega_{l0}^2 + \left(\frac{\lambda_1 z}{\pi\omega_{l0}}\right)^2, \quad (7)$$

$$\omega_p^2(z) = \omega_{p0}^2 + \left[\frac{\lambda_p z(z-d)}{\pi\omega_{p0}}\right]^2, \quad (8)$$

其中 ω_{l0} 、 ω_{p0} 为输出激光和抽运光的束腰,它们分别在晶体位置 $z=0$ 和 $z=d$ 处.

$$\omega_{l0}^2 = \frac{\lambda_1}{\pi} \sqrt{L_{\text{cav}}(R - L_{\text{cav}})}, \quad (9)$$

式中 R 为输出耦合镜的曲率半径,在稳态时,对(1)(2)式求解得到

$$N_u = \frac{\eta_p R r r_p(r, z)}{1 + Q\tau^2 R \eta_p r_p(r, z)}. \quad (10)$$

设 f_u 、 f_l 分别为由 Boltzmann 分布所确定的上下能级粒子数中对激光输出起作用的粒子数分数,令 $f = f_u + f_l$. 因此,反转粒子数密度可以写为

$$\Delta N(r, z) = ff_{\text{Ho}} N_u - f_l N_{\text{Ho}}, \quad (11)$$

增益介质提供的单程增益为

$$g = \iiint \Delta N(r, z) s_0(r, z) dV, \quad (12)$$

其中积分区域为在晶体中激光的模式体积.

根据阈值条件 $2gL_{\text{eff}} = \delta$, $\delta = \delta_i + T$, δ_i 为腔内损耗, T 为输出耦合透过率. 由于入射抽运光的功率 $P = \frac{Rhw_p}{\eta_p \eta_a}$,其中 $\eta_a = 1 - \exp(-\alpha l)$ 为吸收效率,所以抽运功率阈值为

$$P_{\text{th}} = P_{\text{th0}}(1 + \beta), \quad (13)$$

其中 P_{th0} 为没有考虑能量传递上转换效应的抽运功率阈值,可以表示为

$$P_{th0} = \frac{hc}{\lambda_p \tau \eta_p \eta_{aff} L_{eff} J_1} \left(\frac{n\delta}{2\sigma} + N_{H_0} f_1 L \right), \quad (14)$$

β 为描述能量传递上转换效应对阈值影响的参数, 可以写为

$$\beta = \frac{Q\tau^2 \lambda_p \eta_p \eta_{aff} P_{th0} J_2}{hc J_1}. \quad (15)$$

应用(13)(14)式可以得到激光设计参数对激光阈值的影响. 晶体温度为 19°C 时, 计算过程中所用的主要参数为^[7,16,21]: $f_u = 0.095$, $f_l = 0.024$, $\lambda_p = 792\text{nm}$, $\lambda_1 = 2.066\mu\text{m}$, $\alpha = 3.88\text{cm}^{-1}$, $\sigma = 15 \times 10^{-20}\text{cm}^2$, $R = 10\text{cm}$, $\eta_p = 1.57$, $N_{H_0} = 5.59 \times 10^{19}\text{cm}^{-3}$, $Q = 0.5 \times 10^{-18}\text{cm}^3/\text{s}$.

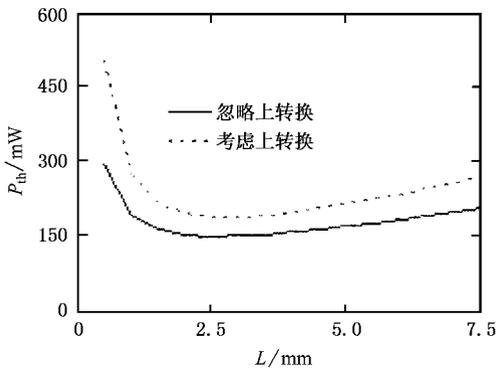
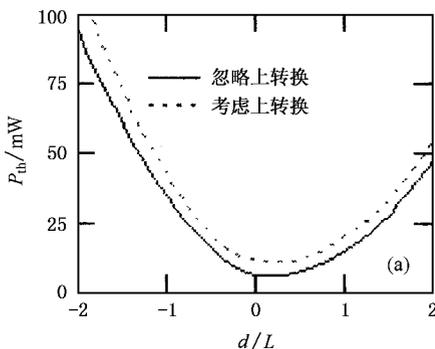


图2 晶体长度对激光阈值的影响

当取输出耦合镜透过率 $T = 2\%$, $\omega_{p0} = 0.5\omega_{l0}$, $d = 0.5L$, $L_{cav} = 6.5\text{cm}$ 时, 图2给出了激光增益介质长度 L 与抽运阈值的关系, 从图可以看出当激光增益介质长度为 2.5mm 时, 抽运阈值最小, 这个长度称为激光增益介质的最佳长度, 并且, 最佳长度的大小只与激光增益介质的掺杂浓度有关, 激光增益介质的最佳长度与其掺杂粒子浓度成反比. 当 L 小于

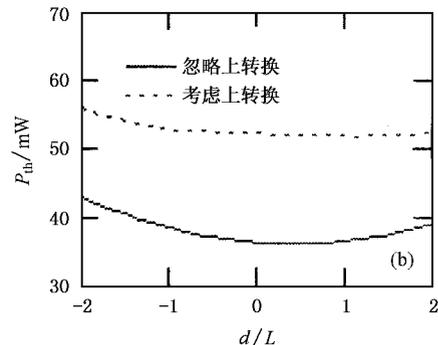


(a) $\omega_{l0} = 22.75\mu\text{m}$

最佳长度时, 增益介质不能充分地吸收抽运功率, 也就无法为激光提供足够的增益, 从而导致抽运阈值功率的增加. 当 L 大于最佳长度时, 在一定的抽运功率下, 过大的增益介质长度使得远离抽运源一端的反转粒子数变低, 甚至存在无粒子数反转区域, 从而导致抽运阈值功率的增加. 此时抽运阈值功率的增加是由再吸收损耗项 $\sigma N_{H_0} f_1 L$ 所决定.

当取 $T = 2\%$, $\omega_{p0} = 0.5\omega_{l0}$, $L = 2.5\text{mm}$, 图3给出了不同输出激光光腰半径的情况下, 抽运光腰的最佳位置. 从图3可以看出, 当激光增益介质的长度确定后, 无论输出激光的光腰半径大小如何变化, 抽运光腰的最佳位置基本上是不变的. 但是, 当输出激光光腰的半径很小时, 抽运阈值功率随抽运光腰位置的变化而明显改变, 随着输出激光光腰半径的增加, 这种变化逐渐变得不再明显. 当输出激光光腰半径大到一定程度, 抽运阈值功率几乎不再随抽运光腰位置的变化而改变. 而且, 能量传递上转换对抽运阈值功率的影响与抽运光腰位置的变化无关. 由分析可知, 抽运光光腰一般应位于激光增益介质的中间位置.

定义 b 等于输出激光的束腰半径 ω_{l0} 与抽运光束腰半径 ω_{p0} 的比值. 图4给出了抽运光束腰的半径与激光束腰半径的比值对抽运阈值功率的影响. 图4中激光增益介质的长度 $L = 2.5\text{mm}$, $\omega_{l0} = 170\mu\text{m}$, $d = 0.5L$, $T = 2\%$. 由图可见, 在考虑能量传递上转换的影响时, $b = 0.5$ 时, 抽运功率阈值最小, 但不考虑能量传递上转换的影响时, b 越小抽运阈值功率越小. 当 b 小于1时, b 越小能量传递上转换对阈值的影响越大; 当 b 大于1时, 这种影响几乎不变. 图5给出了输出激光束腰半径对抽运阈值功率的影响. 计算时取 $L = 2.5\text{mm}$, $d = 0.5L$, $T = 2\%$.



(b) $\omega_{l0} = 42.78\mu\text{m}$

图3 抽运光腰的位置对激光阈值的影响

计算表明,当选取 $b = 0.5$ 时,在 $\omega_{10} = 20\mu\text{m}$ 处,抽运阈值功率最小,而且,在此抽运光腰半径下,能量传递上转换对抽运功率阈值的影响最小,这时激光的模式与抽运光的模式达到了最佳匹配.当 ω_{10} 小于 $20\mu\text{m}$ 时, ω_{10} 越小抽运阈值反而增加,这是因为当激光束腰 ω_{10} 过小时,由于激光腔模的光斑 $\omega_1(z)$ 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,从而导致了抽运阈值功率的增加.激光束腰 ω_{10} 大于其最佳值时,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,导致抽运阈值功率的增大.由以上分析可知当激光增益晶体的长度确定后,只要确定了输出激光的束腰大小,那么抽运光束腰的大小和位置就决定了激光腔模和粒子数反转区域之间是否达到了最佳匹配,因此也就决定了激光器有较小的抽运阈值功率和较大的激光输出.

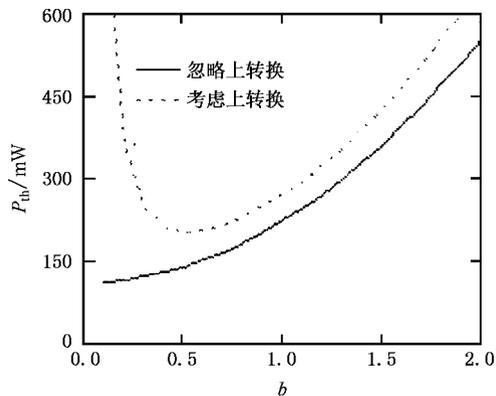


图 4 抽运光腰半径与输出光腰半径比值对激光阈值的影响

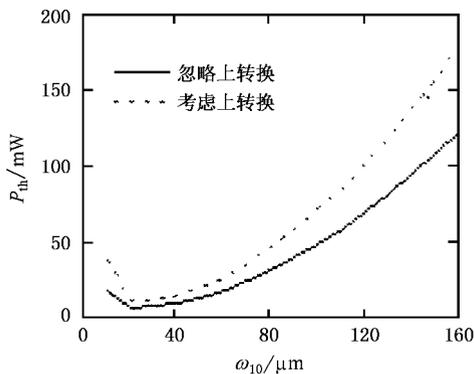


图 5 输出光腰半径对激光阈值的影响

激光器谐振腔长的改变直接影响到激光束腰和腔内光子寿命等参数,因而必然对抽运阈值功率

和激光输出产生影响.图 6 给出了抽运阈值功率随谐振腔长的变化关系.计算中所用的参数为 $L = 2.5\text{mm}$,输出耦合镜的曲率半径 $R = 10\text{cm}$,透过率 $T = 2\%$, $b = 0.5$, $d = 0.5L$.由图可见,当腔长 $L_{\text{cav}} = 5\text{cm}$ 时,抽运阈值功率最大,此时,能量传递上转换对阈值的影响也越严重.而在两边抽运功率阈值逐渐减小,而且能量传递上转换的影响也随之变小.

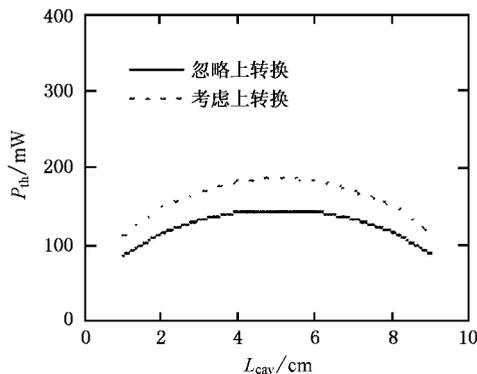


图 6 腔长对激光阈值的影响

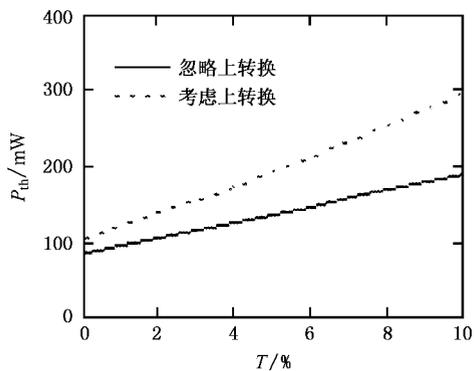


图 7 输出透过率对激光阈值的影响

一般,输出耦合镜的透过率变化,必然导致激光腔内损耗的改变,因而抽运功率阈值和激光的输出功率也要随之发生变化.图 7 给出了抽运功率阈值随输出透过率的变化关系.可以看出输出透过率增加时,抽运功率阈值随之增加,而且,能量传递上转换对阈值的影响随着输出透过率的增加而变得更加严重.

3. 实 验

实验上,谐振腔采用了平凹腔,激光增益介质为 $5\text{mm} \times 5\text{mm} \times 2.5\text{mm}$ 的 $\text{Tm} (6\text{at}\%)$, $\text{Ho} (0.4\text{at}\%)$:YLF

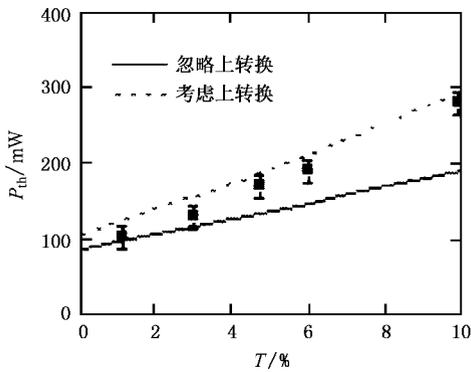


图 8 不同透过率下的激光阈值

晶体, 其中一面镀 792nmHT 和 $2.06\mu\text{mHR}$ 膜, 另一面镀 $2.06\mu\text{mHT}$ 膜. 输出耦合镜是曲率半径为 10cm 的凹面镜, 它可以平移而改变激光腔的长度. 我们选取谐振腔的长度为 6.5cm , 此时, 对应 TEM_{00} 模的激光腰斑半径 $\omega_{10} = 175\mu\text{m}$. 实验采用的半导体激光器是由 Coherent 公司提供的, 其型号为 S-79-30000C-200-H/L. 通过光学整形系统和耦合系统, 将进入到晶体的抽运光腰调整为近似于圆形的光斑, 其半径约为 $\omega_{p0} = 85\mu\text{m}$. 实验过程中把 $Tm, Ho : YLF$ 晶体包裹在紫铜块中, 保持较好的热接触, 将铜块固定在采取了

温控措施的热电制冷片上进行有效的控温. 实验过程中在保持晶体表面的温度为 19°C 时, 测量了输出耦合镜透过率分别为 1.26% , 2.97% , 4.75% , 6% 和 10% 的抽运功率阈值, 并将其与计算结果相比较. 图 8 即为不同透过率下的抽运功率阈值. 图中曲线为理论计算结果, 分立点是实验所得结果. 从图中实验点的变化规律可以看出, 正如理论所预料的, 随着输出耦合镜透过率的增加, 能量传递上转换对抽运功率阈值的影响更加严重. 因此, 实验结果较好地验证了理论模型的正确性.

4. 结 论

建立了激光二极管纵向抽运 $Tm, Ho : YLF$ 激光器的准三能级阈值速率方程理论模型, 此模型包含了能量传递上转换的影响. 得到了激光阈值的解析表达式, 分析了激光器各设计参数对抽运功率阈值的影响, 并且详细地讨论了激光器各设计参数对能量传递上转换效应的影响, 得到了一些有益的结果. 同时, 设计实验对理论模型进行了验证, 发现实验结果与理论计算比较符合.

[1] Shang L J 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1408 (in Chinese) 尚连聚 2003 物理学报 **52** 1408]
 [2] Wang S Y 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 355 (in Chinese) 王石语 2003 物理学报 **52** 355]
 [3] Barnes N P , Rodriguez W J and Walsh B M 1996 *J. Opt. Soc. Am. B* **13** 2872
 [4] Walsh B M , Barne N P and Bartolo B D 1997 *Journal of Luminescence* **75** 89
 [5] Walsh B M , Barnes N P and Bartolo B D 2000 *Journal of Luminescence* **90** 39
 [6] Bourdet G L and Lescroart G 1999 *Appl. Opt.* **38** 3275
 [7] Rustad G and Stenersen K 1996 *IEEE Journal of Quantum Electronics* **32** 1645
 [8] Koch G J , Deyst J P and Storm M E 1993 *Opt. Lett.* **18** 1235
 [9] Lee C J , Han G and Barnes N P 1996 *IEEE. Journal of Quantum Electronics* **32** 104
 [10] Wang Y Z *et al* 2003 *Chinese Optics Letters* **1** 281 (in Chinese) 王月珠 等 2003 中国光学快报 **1** 281]

[11] Zhang X L *et al* 2004 *Chinese Journal of Laser* **31** 9 (in Chinese) [张新陆等 2004 中国激光 **31** 9]
 [12] Zhang X L *et al* 2004 *Acta Opt. Sin.* **24** 88 (in Chinese) 张新陆等 2004 光学学报 **24** 88]
 [13] Izawa J *et al* 2000 *Appl. Opt.* **39** 1418
 [14] Elder I F and Payne M J P 1998 *Electronics Letters* **34** 284
 [15] McGuckin B T , Menzies R T and Hemmati H 1991 *Appl. Phys. Lett.* **59** 2926
 [16] McGuckin B T and Menzies R T 1992 *IEEE. Journal of Quantum Electronics* **28** 1025
 [17] McGuckin B T , Menzies R T and Esproles C 1993 *Appl. Opt.* **32** 2082
 [18] Budni P A *et al* 1992 *IEEE. Journal of Quantum Electronics* **28** 1029
 [19] Yang W Q 2001 *Chinese Journal of Luminescence* **22** 175 (in Chinese) 杨文琴 2001 发光学报 **22** 175]
 [20] Doshida M , Teraguchi K and Obara M 1995 *IEEE Journal of Quantum Electronics* **31** 910
 [21] Storm M E 1993 *IEEE Journal of Quantum Electronics* **29** 440



Influence of energy-transfer up-conversion on Tm ,Ho :YLF laser threshold^{*}

Zhang Xin-Li^{1,2)} Wang Yue-Zhu¹⁾ Ju You-Lun¹⁾

¹⁾(State Key Laboratory of Tunable Laser Technology ,Harbin Institute of Technology ,Harbin 150001 ,China)

²⁾(Science College ,Harbin Engineering University ,Harbin 150001 ,China)

(Received 11 February 2004 ; revised manuscript received 22 April 2004)

Abstract

Based on the energy transfer between ions and the transition between energy levels of diode-end-pumped Tm ,Ho :YLF laser , under the consideration of energy transfer up-conversion , the threshold rate equations are given , and the analytical formulas of laser threshold are deduced from rate-equations . The relations between laser threshold and laser designing parameters are derived . The dependence of energy transfer up-conversion on the laser designing parameters is analyzed in detail . Experiments on Tm ,Ho :YLF crystals are performed to validate the present model .

Keywords : diode-pumped , Tm , Ho :YLF crystal , energy transfer up-conversion , rate equation , threshold

PACC : 4255B , 4260

^{*} Project supported by the Fundamental Research Foundation of Harbin Engineering University ,China (Grant No. HEUF04014).