

文章编号: 0258-7025(2010)09-2355-06

# 纵向抽运准三能级连续激光器的抽运吸收饱和效应

廖雄勇 黄朝红 许惠英 蔡志平

(厦门大学电子工程系, 福建 厦门 361005)

**摘要** 基于速率方程和腔内光传输方程, 推导了纵向抽运准三能级连续激光器的抽运吸收效率、斜率效率、腔内基波几何平均光强、激光阈值、激光输出光强和功率的显式解析表达式。讨论了抽运吸收饱和效应对抽运吸收效率、激光阈值、激光转换效率和腔内基波几何平均光强的影响。理论分析和数值模拟表明, 抽运饱和效应对激光性能的影响与抽运吸收截面和激光发射截面的比值、平均单程损耗因子、抽运能级与激光上下能级的粒子数布居因子及晶体长度等因素有关。当晶体越短、抽运吸收截面和激光发射截面的比值越大、腔损耗越大时, 抽运吸收饱和效应越明显。抽运吸收效率的下降会导致激光阈值升高、腔内基波几何平均光强以及激光转换效率的下降。

**关键词** 激光器; 准三能级; 抽运吸收饱和; 纵向抽运; 平均单程损耗因子

中图分类号 TN248.1

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL20103709.2355

## Pump Absorption Saturation Effects in Longitudinally-Pumped Quasi-Three-Level Continuous-Wave Lasers

Liao Xiongyong Huang Chaohong Xu Huiying Cai Zhiping

(Department of Electronic Engineering, Xiamen University, Xiamen, Fujian 361005, China)

**Abstract** The explicit analytical expressions of pump absorption efficiency, slope efficiency, fundamental-wave geometric average intensity in cavity, laser threshold, output laser intensity and power for longitudinally-pumped quasi-three-level continuous-wave lasers have been derived using the rate equations and optical transmission equations in cavity. Furthermore, the influences of laser-induced pump absorption saturation effect on pump absorption efficiency, laser threshold, conversion efficiency and fundamental-wave geometric average intensity in cavity are discussed. Theoretical analysis and numerical simulations indicate that the influences of the pump absorption saturation on the performance of lasers relate to the ratio of the pump absorption cross section and laser stimulated emission cross section, the average single-pass loss factor, the population factors of pump energy level and upper and lower laser energy levels, length of laser crystal, etc. When the laser crystal is shorter, the average single-pass loss factor is larger, the ratio of pump absorption cross section and laser stimulated emission cross section is larger, and the pump absorption saturation effect is more obvious. The decline of the pump absorption efficiency results in the increase of the laser threshold and the decrease of the fundamental-wave geometric average intensity in cavity and laser conversion efficiency.

**Key words** lasers; quasi-three-level; pump absorption saturation; longitudinally-pumped; average single pass loss factor

### 1 引 言

近年来,随着高功率、高亮度半导体激光器的发展,以准三能级系统工作的固体激光器受到人们的

广泛重视并得到了快速的发展<sup>[1~9]</sup>。相对于四能级系统,准三能级激光系统通常存在再吸收损耗大、受激发射截面小等缺点。为了获得高功率、高效率的

收稿日期: 2010-04-06; 收到修改稿日期: 2010-06-07

基金项目: 福建省青年科技创新基金(2007F3100)资助课题。

作者简介: 廖雄勇(1984—),男,硕士研究生,主要从事固体激光器方面的研究。E-mail: lxy198456@126.com

导师简介: 黄朝红(1974—),男,博士,副教授,硕士生导师,主要从事固体及光纤激光器等方面的研究。

E-mail: hch@xmu.edu.cn(通信联系人)

激光输出,人们对准三能级激光系统的理论模型和优化设计进行了广泛的研究<sup>[10~15]</sup>。1987年 Fan 等<sup>[10]</sup>建立了考虑布居数热分布和模式横向分布的准三能级模型,并对准三能级系统的激光阈值和输出特性进行了计算。1988年 Risk<sup>[11]</sup>对 Fan 的模型进行改进,弥补了 Fan 模型的不足,同时对谐振腔内抽运光与激光光束交叠对系统的影响进行了分析。2003年王青圃等<sup>[12]</sup>分析讨论了归一化的再吸收损耗、抽运光束与激光光束截面积比、归一化的抽运水平及一个与倍频晶体倍频能力有关的参量与腔内倍频的准三能级连续激光器的速率方程解的关系。2003年 Bjurshagen 等<sup>[13,14]</sup>首次将能量传递上转换过程引入到准三能级激光系统中,并对能量传递上转换过程对准三能级系统阈值和输出特性的影响进行了详细的分析。值得注意的是,以上模型都未考虑抽运吸收饱和对激光性能的影响。

本文基于准三能级激光器的速率方程和谐振腔内的光传输方程,推导了纵向抽运准三能级连续激光器的抽运吸收效率、斜率效率、腔内基波几何平均光强、激光阈值、激光输出光强和功率的显式解析表达式。并以典型的激光二极管(LD, 808 nm)纵向抽运 Nd:YAG, Nd:GdVO<sub>4</sub>, Nd:YVO<sub>4</sub> 准三能级激光器为例,重点分析和讨论了激光诱导抽运吸收饱和和效应对抽运吸收效率、激光阈值、转换效率和腔内倍频时腔内基波几何平均光强的影响。

## 2 理论分析

图1是典型的准三能级激光器的能级示意图<sup>[11]</sup>。参与激光振荡过程的能级主要有  $N_1$ ,  $N_2$  和  $N_3$  三个多重态能级。由于晶体场在每个多重态能级内产生的斯塔克(Stark)子能级间的能级间隔一般仅为几十到几百个波数,因此通常认为激活离子在多重态内始终服从玻尔兹曼分布。激光振荡上、

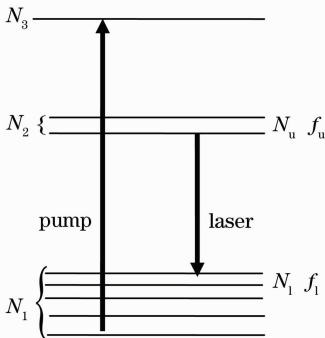


图1 准三能级激光器的能级示意图

Fig. 1 Energy level diagram of quasi-three-level lasers

下能级一般分别为  $N_2$  的最低 Stark 子能级( $N_u$ )和  $N_1$  的最高 Stark 子能级( $N_l$ )。设激光上、下能级的粒子数布居因子分别为  $f_u$  和  $f_l$ , 能级简并度分别为  $g_u$  和  $g_l$ , 则激光上、下能级的粒子数密度满足

$$\begin{cases} \frac{dN_u}{dt} = f_u \eta_{32} R_p - f_u \frac{N_2}{\tau_2} - f_u \sigma_e \frac{I_1}{h\nu_1} \Delta N \\ \frac{dN_l}{dt} = -f_l R_p + f_l \eta_{31} R_p + f_l \frac{N_2}{\tau_2} + f_l \sigma_e \frac{I_1}{h\nu_1} \Delta N \end{cases}, \quad (1)$$

式中  $\tau_2$  为激光上能级寿命,  $\eta_{32}$  为抽运的量子效率(即每吸收一个抽运光子产生的上能级粒子数),  $\eta_{31}$  为吸收带能级到抽运能级的弛豫效率,  $\sigma_e$  为受激发射截面,  $I_1$  为激光光强,  $\nu_1$  为激光频率,  $\Delta N = N_u - g_u N_l / g_l$  为反转粒子数密度,  $R_p$  为抽运速率, 设抽运过程是从  $N_1$  的最低 Stark 子能级(即基态)到  $N_3$ , 则

$$R_p = \sigma_a \frac{I_p}{h\nu_p} f_g N_1 = \sigma_a \frac{I_p}{h\nu_p} f_g \frac{f_u N - \Delta N}{f_u + f_l (g_u / g_l)}, \quad (2)$$

式中  $\sigma_a$  为受激吸收截面,  $\nu_p$  为抽运光频率,  $I_p$  为抽运光强,  $f_g$  为基态底能级的粒子数布居因子,  $N$  为总的激活离子浓度。

联立(1),(2)式,可求得反转粒子数密度随时间的变化关系为

$$\begin{aligned} \frac{d\Delta N}{dt} &= \eta_{32} \sigma_a \frac{I_p}{h\nu_p} f_g (f_u N - \Delta N) - \frac{\Delta N}{\tau_2} + \\ &\frac{\Delta N^0}{\tau_2} - \left( f_u + f_l \frac{g_u}{g_l} \right) \sigma_e \frac{I_1}{h\nu_1} \Delta N, \end{aligned} \quad (3)$$

式中  $\Delta N^0$  为未抽运时的反转粒子数密度。

在稳态情况下,  $\Delta N$  不随时间变化, 于是

$$\Delta N = \frac{(I_p / I_p^s) f_u N}{1 + I_1 / I_1^s + I_p / I_p^s} + \frac{\Delta N^0}{1 + I_1 / I_1^s + I_p / I_p^s}, \quad (4)$$

式中  $I_p^s$  和  $I_1^s$  为抽运光和激光的饱和光强, 分别表示为

$$I_p^s = \frac{h\nu_p}{\eta_{32} f_g \sigma_a \tau_2}, \quad (5)$$

$$I_1^s = \frac{h\nu_1}{[f_u + f_l (g_u / g_l)] \sigma_e \tau_2}. \quad (6)$$

考虑一双程抽运激光器, 若忽略抽运光和激光的发散以及增益介质对抽运光和激光的散射损耗, 可写出抽运光和激光光强沿  $z$  方向的变化关系为

$$\begin{cases} \pm \frac{dI_p^\pm}{dz} = -\sigma_a f_g N I_p^\pm + \sigma_a f_g \frac{\Delta N - \Delta N^0}{f_u + f_l (g_u / g_l)} I_p^\pm \\ \pm \frac{dI_1^\pm}{dz} = \sigma_e \Delta N I_1^\pm \end{cases}, \quad (7)$$

式中  $\pm$  分别代表前向和后向传播的光。

由(7)式可知乘积  $I_p^+ I_p^-$  和  $I_1^+ I_1^-$  与坐标  $z$  无关, 因此可定义常数  $\sqrt{c_p} = \sqrt{I_p^+ I_p^-}$  和  $\sqrt{c_l} = \sqrt{I_1^+ I_1^-}$ , 其物

理意义可理解为腔内几何平均光强。另外通过引入新变量  $u_p = \frac{1}{2} \ln \frac{I_p^+}{I_p^-}$  和  $u_l = \frac{1}{2} \ln \frac{I_l^+}{I_l^-}$ , (7) 式可变为

$$\begin{cases} \frac{du_p}{dz} = -\sigma_a f_g N + \sigma_a f_g \frac{\Delta N - \Delta N^0}{f_u + f_l (g_u/g_l)} \\ \frac{du_l}{dz} = \sigma_e \Delta N \end{cases} \quad (8)$$

相对于(7)式, (8)式的好处是边界条件除了  $u_p(0)$  未知以外, 其他均为已知。实际上在激光器大于阈值时, 可从(8)式中消去  $\Delta N$  并积分得到  $u_p(0)$ , 有

$$u_p(0) = u_p(L) + \frac{f_u}{f_u + f_l (g_u/g_l)} \alpha_a L - \frac{\sigma_a}{\sigma_e} \frac{f_g}{f_u + f_l (g_u/g_l)} \delta_l, \quad (9)$$

式中  $\alpha_a = \sigma_a f_g N$  为小信号抽运吸收系数,  $u_p(L) = \frac{1}{2} \ln \frac{1}{R_p^l}$ ,  $R_p^l$  为后腔镜对抽运光的反射系数。  $\delta_l =$

$\delta_l + \frac{1}{2} \ln \frac{1}{R_l R_r}$  为谐振腔的平均单程损耗因子,  $R_l$  和  $R_r$  分别为谐振腔左、右腔镜在激光波长处的反射率,  $\delta_l$  为除腔透射外的其他损耗引起的附加损耗因子,  $L$  为增益介质的长度。

将(4)式代入(8)式并积分可求得腔内几何平均光强为

$$\sqrt{c_1} = \frac{1}{2} \frac{1}{\sinh[u_l(L)] - \sinh[u_l(0)]} \times \frac{\nu_l}{\nu_p} \eta_{32} \eta_a (I_p^{\text{in}} - I_p^{\text{th}}), \quad (10)$$

式中  $I_p^{\text{in}}$  为输入抽运光强,  $u_l(0) = -\frac{1}{2} \ln \frac{1}{R_l}$ ,  $u_l(L) = \frac{1}{2} \ln \frac{1}{R_r}$ 。  $I_p^{\text{th}}$  为阈值抽运光强,  $\eta_a$  为增益介质对抽运光的吸收效率,  $I_p^{\text{th}}$ ,  $\eta_a$  可分别表示为

$$I_p^{\text{th}} = \frac{h\nu_p}{\eta_{32} \eta_a \sigma_e \tau_2 [f_u + f_l (g_u/g_l)]} \left( \delta_l + \sigma_e f_l \frac{g_u}{g_l} NL \right), \quad (11)$$

$$\eta_a = \left\{ 1 - \exp \left[ -\frac{f_u}{f_u + f_l (g_u/g_l)} \alpha_a L + \frac{\sigma_a}{\sigma_e} \frac{f_g}{f_u + f_l (g_u/g_l)} \delta_l \right] \right\} \cdot \left\{ 1 + R_p^l \exp \left[ -\frac{f_u}{f_u + f_l (g_u/g_l)} \alpha_a L + \frac{\sigma_a}{\sigma_e} \frac{f_g}{f_u + f_l (g_u/g_l)} \delta_l \right] \right\}. \quad (12)$$

由(12)式可看出, 抽运吸收效率与文献[11, 15]中的常用表达式有所不同。方程右边的第二个大括号内的因子源于双程抽运, 可增加吸收效率。指数因子当中的第二项源于基态粒子数密度的降低, 由于稳态情况下腔内激光的单程增益等于平均单程损耗, 因此这一项与腔的平均单程损耗因子有关。  $\delta_l$  越大, 意味着稳态下的反转粒子数密度也越大, 基态粒子数密度和抽运吸收效率的下降也越明显。

若以反射率为  $R_r$  的腔镜作为激光输出镜, 则实际输出光强可从几何平均光强求得

$$I_1^{\text{out}} = 2 \sqrt{c_1} \sinh[u_l(L)]. \quad (13)$$

由(13)式可知, 只要抽运光的横向分布已知, 就可以求出输出激光的横向分布。若将输出激光束按谐振腔的横模进行展开, 得到某个横模  $t$  的激光功率为

$$P_t^{\text{out}} = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} I_1^{\text{out}}(r, \theta) \cdot r_t(r, \theta) \cdot r dr d\theta = \eta_s (P_p^{\text{in}} - P_p^{\text{th}}), \quad (14)$$

式中  $P_p^{\text{in}}$  为注入的抽运功率,  $r_t(r, \theta)$  为激光横模  $t$  的横向分布函数, 斜率效率  $\eta_s$  和阈值抽运功率  $P_p^{\text{th}}$  分别为

$$\eta_s = \eta_{32} \eta_a \frac{\nu_l}{\nu_p} \frac{A_t}{A_{pt}} \frac{\sinh[u_l(L)]}{\sinh[u_l(L)] - \sinh[u_l(0)]}, \quad (15)$$

$$P_p^{\text{th}} = A_{pt} I_p^{\text{th}} = \frac{A_{pt} h\nu_p}{\eta_{32} \eta_a \sigma_e \tau_2 [f_u + f_l (g_u/g_l)]} \times [\delta_l + \sigma_e f_l (g_u/g_l) NL], \quad (16)$$

式中  $A_t = \int r_t(\mathbf{r}) ds$  为激光模式横向分布的积分,

$$A_{pt} = \frac{\int r_p(\mathbf{r}) ds \int r_t(\mathbf{r}) ds}{\int r_p(\mathbf{r}) \cdot r_t(\mathbf{r}) ds}$$

为激光模式和抽运模式横向分布的重叠相关因子,  $r_p(\mathbf{r})$  为抽运光的横向分布函数。假设抽运光和激光均为基模高斯分布, 则可求出  $A_t = \pi \omega_l^2/2$ ,  $A_{pt} = \pi(\omega_p^2 + \omega_l^2)/2$ , 式中  $\omega_p$  和  $\omega_l$  分别为抽运光和激光光场束腰半径。

### 3 模拟分析与讨论

从(12)式看到由于腔内激光振荡会诱导激光介质对抽运光的吸收效率下降, 从而导致激光阈值的增加以及转换效率和腔内基波几何平均光强下降。为分析抽运吸收饱和效应对具体激光系统的影响, 下面

以 LD(808 nm)纵向抽运的 Nd:YAG(946 nm), Nd:GdVO<sub>4</sub>(912 nm), Nd:YVO<sub>4</sub>(914 nm)激光系统为例进行分析。计算所用的光谱参数引自文献[16]。为讨论方便起见,假设抽运量子效率为  $\eta_{32} = 1$ , 抽运和激光的横向分布均为基模高斯分布( $\omega_p = \omega_l = 200 \mu\text{m}$ ), 抽运方式为单程抽运( $R_p^l = 0$ ), 谐振腔左腔镜对激光高反( $R_l = 99.9\%$ ), 右腔镜作为激光输出镜(反射率为  $R_r$ )。

图 2 显示了抽运吸收效率同谐振腔平均单程损耗因子( $\delta_l$ )和晶体长度的关系。根据文献[16~20], 实际实验系统中常采用的输出镜反射率大于 0.90, 取谐振腔平均单程损耗因子  $\delta_l$  为 0~0.06。在不考虑激光诱导抽运饱和的情况下, 抽运吸收效率与  $\delta_l$  无关。在考虑激光诱导抽运饱和的情况下, 抽运饱和效应与(12)式中指数因子当中的第二项有关, 而第二项是  $\sigma_a/\sigma_e$ ,  $\delta_l$  和  $f_g/[f_u + f_l(g_u/g_l)]$  三项的乘积, 乘积越大, 抽运饱和效应越明显。对 Nd:YVO<sub>4</sub>, Nd:GdVO<sub>4</sub> 和 Nd:YAG 晶体三项的乘积分别约为  $8.78\delta_l$ ,  $2.97\delta_l$  和  $1.61\delta_l$ 。在  $\delta_l$  相同的情况下, Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体吸收效率下降比 Nd:GdVO<sub>4</sub> 晶体及 Nd:YAG 晶体更明显。对同一晶体,  $\delta_l$  越大, 吸收效率下降越大, 并

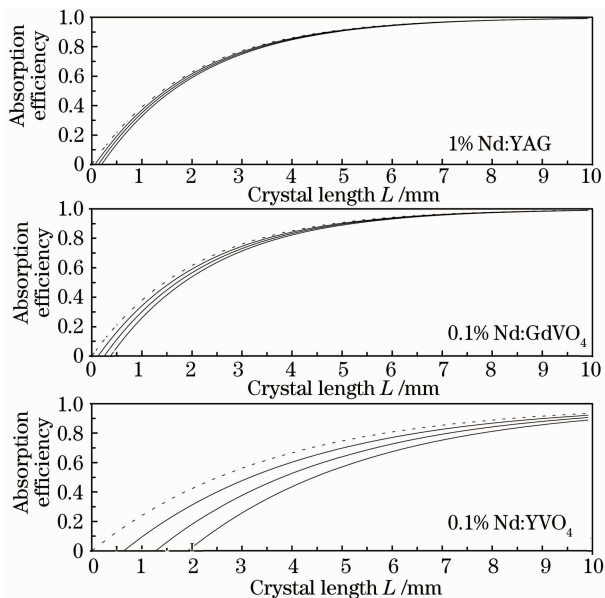


图 2 不同平均单程损耗因子下抽运吸收效率和激光晶体长度的关系(虚线:不考虑抽运饱和;实线:考虑抽运饱和,且  $\delta_l$  从上到下分别为 0.02, 0.04, 0.06)

Fig. 2 Absorption efficiency versus crystal length for different average single pass loss factors(dash line: without pump saturation; solid line: with pump saturation, and  $\delta_l$  is 0.02, 0.04, 0.06 from top line to bottom line respectively)

且激光晶体越短,吸收效率下降得越明显。例如对 6 mm 长的 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体,当  $\delta_l$  为 0.02 和 0.04 时,抽运吸收效率分别下降约 4% 和 8%。在同样情况下,如果晶体长为 5 mm,相应的抽运吸收效率下降分别约 5% 和 10%。并且可以看出,对于掺杂原子数分数为 0.1% 的 Nd:YVO<sub>4</sub>(914 nm)晶体,为了平衡抽运光吸收效率和再吸收损耗的大小以增大输出功率,采用的优化晶体长度(5 或 6 mm)使抽运吸收效率不会很高,一般约为 40%~80%,这与文献[17]阐述的一致。

从谐振腔的平均单程损耗因子的表达式可知,有两种情况可能会导致  $\delta_l$  较大:1)激光输出镜的反射率较低;2)尽管腔镜的透射损耗较低但腔内存在较大的附加损耗,例如腔内倍频对基波激光来说等效于一种损耗。以下以抽运饱和效应较明显的掺杂原子数分数为 0.1% 的 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体为例进行模拟分析。

图 3,4 显示了腔内附加损耗为  $\delta_l = 0.005$  的情况下,基波振荡阈值和功率转换效率( $P_{in} = 10 \text{ W}$ )同掺杂原子数分数为 0.1% 的 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体长度和激光输出镜反射率的关系。从图 3 可看出,考虑抽运饱和和后,基波振荡的阈值会增加。晶体长度越短、输出镜反射率越低,阈值增加越明显。在晶体长度较长和输出镜反射率较高的情况下,抽运吸收饱和项对基波振荡阈值的影响不大。从图 4 可看出,晶体长度取实际系统所用长度附近(4, 5, 6 mm)时[17~20],激光转换效率相对于不考虑抽运饱和项时有一定的下降。晶体长度越短、输出镜反射率越低,转换效率下降越明显。在晶体长度较长和输出镜反射率较高的情况下,抽运吸收饱和和对激光转换效率没有明显的影响。

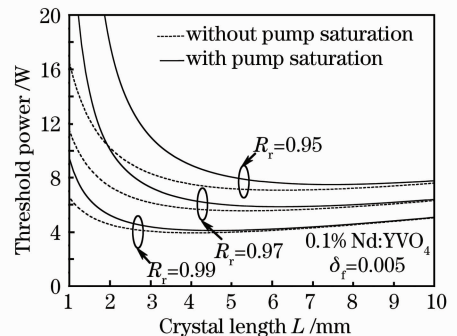


图 3 不同输出镜反射率下基波振荡阈值功率与晶体长度的关系

Fig. 3 Fundamental oscillation threshold power versus crystal length for different output mirror reflectivities

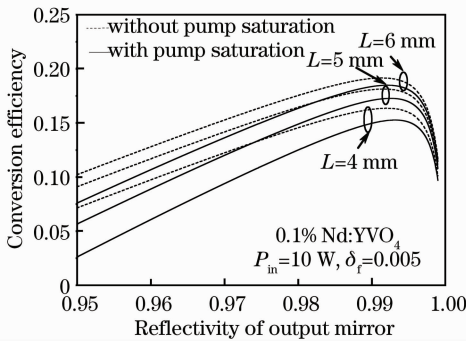


图 4 不同晶体长度下功率转换效率和输出反射率的关系

Fig. 4 Power conversion efficiency versus output mirror reflectivity for different crystal lengths

对于腔内倍频情况,腔镜对基波的反射率一般为高反。但倍频会在腔内引入一定的附加损耗,腔内倍频效率越高,附加损耗越大。腔内倍频效率与腔内基波几何平均光强之间近似为平方关系,要提高倍频效率,应提高腔内基波几何平均光强。图 5 是腔镜对基波均为高反( $R_1=R_2=99.9\%$ )时腔内基波中心处的几何平均光强随附加损耗和掺杂原子数分数为 0.1% 的 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体长度的变化关系( $P_{in}=10\text{ W}$ )。可以看出无论是否考虑抽运吸收饱和,腔内基波几何平均光强均随附加损耗的增加而下降。考虑抽运饱和时,腔内基波几何平均光强下降得更明显,特别是对于激光晶体较短的情况。由此可见,倍频引入的附加损耗会导致腔内基波几何平均光强的下降,进而导致倍频效率下降。这一负反馈过程在考虑抽运吸收饱和效应后会更明显。

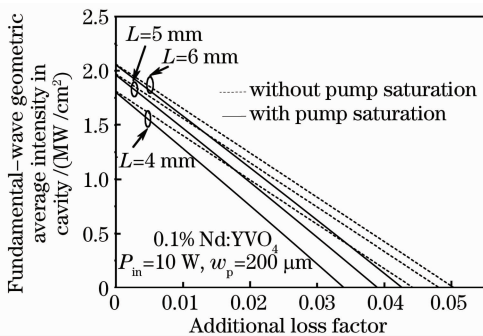


图 5 不同晶体长度下腔内基波几何平均光强和附加损耗因子的关系

Fig. 5 Fundamental-wave geometric average intensity in cavity versus additional loss factor for different crystal lengths

## 4 结 论

通过对准三能级激光系统的理论分析,获得了

抽运吸收效率、斜率效率、腔内基波几何平均光强、激光阈值和激光输出的显式表达式。重点分析和讨论了激光诱导抽运吸收饱和效应对抽运吸收效率、激光阈值、转换效率、腔内基波几何平均光强的影响。分析表明晶体越短,抽运吸收和激光发射截面的比值越大,腔损耗越大,抽运吸收饱和效应对激光性能的影响越明显。如果激光器直接以基波作为输出(此时腔内附加损耗较小),抽运吸收饱和效应会导致激光阈值增加和转换效率下降。特别是在激光晶体较短和激光输出镜反射率较低时,这一影响较为明显。如果激光器以倍频光作为输出(此时腔镜对基波为高反),无论是否考虑抽运吸收饱和,由倍频引入的附加损耗都会导致腔内基波几何平均光强的下降,进而导致倍频效率下降。当考虑抽运吸收饱和效应时,腔内基波几何平均光强随附加损耗的增加下降更显著。

## 参 考 文 献

- 1 W. P. Risk, W. Lenth. Room-temperature, continuous-wave, 946-nm Nd:YAG laser pumped by laser-diode arrays and intracavity frequency doubling to 473 nm[J]. *Opt. Lett.*, 1987, **12**(12): 993~995
- 2 H. W. Bruesselbach, D. S. Sumida, R. A. Reeder *et al.*. Low-heat high-power scaling using InGaAs-diode-pumped Yb:YAG lasers[J]. *IEEE Sel. Top. Quantum Electron.*, 1997, **3**(1): 105~116
- 3 E. C. Honea, R. J. Beach, S. B. Sutton *et al.*. 115-W Tm:YAG diode-pumped solid-state laser [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1997, **33**(9): 1592~1600
- 4 R. Zhou, E. Li, H. Li *et al.*. Continuous-wave, 15.2 W diode-end-pumped Nd:YAG laser operating at 946 nm[J]. *Opt. Lett.*, 2006, **31**(12): 1869~1871
- 5 Gao Jing, Yu Xin, Zhang Zhen *et al.*. Quasi-three-level operation of Nd:GdVO<sub>4</sub> laser pumped by 879 nm laser diode[J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(s1): 13~16  
高静,于欣,张震等. 879 nm 激光二极管抽运准三能级 Nd:GdVO<sub>4</sub> 激光器[J]. *中国激光*, 2008, **35**(s1): 13~16
- 6 Li Yimin, Tan Huiming, Fu Xihong *et al.*. Characteristics of intracavity-frequency-doubled Nd<sup>3+</sup>:GdVO<sub>4</sub>/LBO deep blue 456 nm laser[J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(9): 1308~1312  
李义民,檀慧明,付喜宏等. 腔内倍频 Nd<sup>3+</sup>:GdVO<sub>4</sub>/LBO 深蓝 456 nm 激光器的工作特性[J]. *中国激光*, 2008, **35**(9): 1308~1312
- 7 Wang Sha, Chen Jun, Liu Chong *et al.*. Theoretical and experimental research of end pumped quasi-three-level Yb:YAG laser[J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(1): 23~27  
汪莎,陈军,刘崇等. 纵向抽运准三能级 Yb:YAG 激光器的理论模型及实验研究[J]. *中国激光*, 2009, **36**(1): 23~27
- 8 Wang Yaoting, Zhou Qianqian, Li Yuanji *et al.*. All-solid-state CW blue laser of single frequency operating with 770 mW output power[J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(7): 1714~1718  
王垚廷,周倩倩,李渊骥等. 输出 770 mW 的全固态连续单频蓝光激光器[J]. *中国激光*, 2009, **36**(7): 1714~1718
- 9 Y. F. Lu, J. Xia, X. H. Zhang. Quasi-three-level Nd:LuVO<sub>4</sub> laser under diode pumping directly into the emitting level[J]. *Laser Phys. Lett.*, 2010, **7**(2): 120~123

- 10 T. Y. Fan, R. L. Byer. Modeling and CW operation of a quasi-three-level 946 nm Nd: YAG laser [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1987, **QE-23**(5): 605~612
- 11 W. P. Risk. Modeling of longitudinally pumped solid-state lasers exhibiting reabsorption losses[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1988, **5**(7): 1412~1423
- 12 Wang Qingpu, Zhang Xingyu, Li Ping *et al.*. Intracavity frequency doubling of the quasi-three-level theory of continuous laser[J]. *Chinese Science (E Series)*, 2003, **33**(10): 954~960  
王青圃, 张行愚, 李平等. 腔内倍频的准三能级连续激光器理论[J]. *中国科学(E辑)*, 2003, **33**(10): 954~960
- 13 S. Bjurshagen, D. Evekull, R. Koch. Efficient generation of blue light by frequency doubling of a Nd:YAG laser operating on  $^4F_{3/2} - ^4I_{9/2}$  transitions [J]. *Appl. Phys. B*, 2003, **76**(2): 135~141
- 14 S. Bjurshagen, R. Koch. Modeling of energy-transfer upconversion and thermal effects in end-pumped quasi-three-level lasers[J]. *Appl. Opt.*, 2004, **43**(24): 4753~4767
- 15 T. Taira, W. M. Tulloch, R. L. Byer. Modeling of quasi-three-level lasers and operation of CW Yb: YAG lasers [J]. *Appl. Opt.*, 1997, **36**(9): 1867~1874
- 16 C. Czeranowsky, M. Schmidt, E. Heumann *et al.*. Continuous wave diode pumped intracavity doubled Nd: GdVO<sub>4</sub> laser with 840 mW output power at 456 nm [J]. *Opt. Commun.*, 2002, **205**(4-6): 361~365
- 17 Ye Ziqing, Jing Zhuo, Bu Yikun *et al.*. 6.5 W LD-pumped 914 nm Nd: YVO<sub>4</sub> laser [J]. *Optics and Precision Engineering*, 2007, **15**(3): 321~325  
叶子青, 荆 茁, 卜轶坤等. 6.5 W LD泵浦 914 nm 钒酸钇激光器[J]. *光学精密工程*, 2007, **15**(3): 321~325
- 18 Shi Zhaohui, Fan Zhongwei, Wang Peifeng *et al.*. High efficiency continuous-wave laser-diode-end-pumped vanadate laser operating on 914 nm [J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(3): 328~332  
石朝辉, 樊仲维, 王培峰等. 高效率连续波运转的激光二极管端面抽运 914 nm Nd: YVO<sub>4</sub> 激光器[J]. *中国激光*, 2008, **35**(3): 328~332
- 19 Q. Xue, Y. Bu, F. Jia *et al.*. Compact efficient 1.5 W continuous wave Nd: YVO<sub>4</sub>/LBO blue laser at 457 nm [J]. *Opt. Commun.*, 2006, **258**(1): 67~71
- 20 Zheng Quan, Yao Yi, Li Bin *et al.*. 13.2 W laser-diode-pumped Nd: YVO<sub>4</sub>/LBO blue laser at 457 nm [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2009, **26**(6): 1238~1242

## · 广 告 ·



全球专业的激光晶体和非线性光学晶体制造商

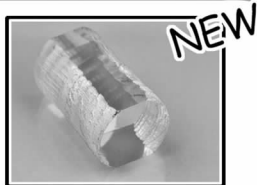


**CIOE2010**  
第十二届  
中国国际光电博览会

2010年9月6-9日 深圳会展中心  
欢迎光临我们的展位: 1号馆411号

## 磁光晶体系列

钽铍石榴石 (TGG)



## 产品系列

1. 非线性光学晶体
2. 激光晶体
3. 绿光、蓝光晶体组件
4. 声光和电光晶体
5. 双折射晶体
6. 闪烁晶体
7. 激光光学产品
8. 通讯光学产品
9. 红外光学产品
10. Q-开关、温控炉等



BBO Q-开关

BBO 普克尔盒的应用

- 1、高重复频率DPSS中Q开关的理想选择
- 2、用于高重复频率再生放大系统的控制
- 3、腔倒空系统
- 4、削波



Q开关驱动源



超长 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体



光学产品