

文章编号: 0258-7025(2008)Supplement2-0094-06

LD 端面抽运 $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$ 激光器 输出功率的理论分析

张智群 黄志云 邱怡申 李高明 马廷宝 陈书强 崔立强
(福建师范大学激光与光电子技术研究所,福建省光子技术重点实验室,
医学光电科学与技术教育部重点实验室,福建 福州 350007)

摘要 从准三能级速率方程出发,模拟分析了 940 nm LD 端面抽运 $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$ 输出 1030 nm 激光的性能。着重考虑了抽运光的吸收饱和以及 Yb^{3+} 的自吸收损耗。结果表明,由于输出波长在 1030 nm 附近的 $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$ 晶体存在严重的自吸收损耗,入射功率必须足够强才能有激光输出,因此激光器的阈值较高;同时,自吸收损耗与 Yb^{3+} 离子浓度、晶体厚度有关,存在最佳的晶体厚度和 Yb^{3+} 离子浓度,使激光器的输出功率最大。抽运光的吸收饱和使激光器运转时激光下能级的粒子数减小,吸收系数下降,激光器的输出功率较低。

关键词 激光器;模型;速率方程; $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$ 晶体

中图分类号 TN248.1 文献标识码 A doi: 10.3788/CJL200835s2.0094

Theoretical Analysis of LD End-Pumped $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$ Laser

Zhang Zhiqun Huang Zhiyun Qiu Yishen Li Gaoming
Ma Tingbao Chen Shuqiang Cui Liqiang

(*Institute of Laser and Optoelectronics Technology, Fujian Provincial Key Laboratory for Photonics Technology,
Key Laboratory of Optoelectronic Science and Technology for Medicine of Ministry of Education,
Fujian Normal University, Fuzhou, Fujian 350007, China*)

Abstract In this paper, the 1030nm output power of $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$ laser end-pumped by 940nm laser diode(LD) is studied theoretically, where the model is developed based on the quasi-three-level rate equation. The pump absorption saturation (PAS) and re-absorption of Yb^{3+} ion are taken into account. The results show that, the significant re-absorption of Yb^{3+} ion in the lower laser level results in the high pump threshold. The loss resulted from re-absorption is affected by the medium length and the active ion concentration, and it implies that there is an optimal combination of the length and the concentration maximizing the output laser power. Pump absorption saturation makes the population of the lower pump level and the absorption coefficient decrease, and the output power is lower.

Key words lasers;model;rate equation; $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$ crystal

1 引言

随着高功率 InGaAs 激光二极管的商品化, Yb^{3+} 激光材料引起了人们极大的兴趣。与 Nd^{3+} 激光材料相比, Yb^{3+} 激光材料具有量子效率高、荧光寿命长和量子缺陷低等优点,适合作为激光二极管(LD)抽运高功率固体激光器的增益介质^[1~3]。在

Yb^{3+} 激光材料中, $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$ ($\text{Yb}^{3+}:\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$) 晶体具有较好的热性能和机械性能,可作为固体激光器的一种良好的增益介质^[2~4]。

$\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$ 是准三能级系统,激光下能级存在着部分粒子数分布,且 $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$ 发射谱的中心波长位于 1030 nm 处,其吸收谱和发射谱在该波长处

基金项目:福建省科技厅资助省属高校项目(2007F505010041)。

作者简介:张智群(1984—),女,硕士研究生,主要从事固体激光器方面的研究。E-mail: zhiqunzhang@163.com

导师简介:黄志云(1977—),男,副教授,主要从事光电子器件方面的研究。

E-mail: zhiyunhuang@fjnu.edu.cn(通信联系人)

有较大重叠,故存在严重的自吸收损耗^[5,6]。

关于激光二极管端面抽运 Yb³⁺:YAG 激光器的输出功率已经有一些相关的报道^[5~7]。本文进一步考虑了抽运光的吸收饱和以及 Yb³⁺ 的自吸收损耗,从理论上分析晶体的厚度和浓度对 1030 nm Yb³⁺:YAG 激光器阈值和输出功率的影响。

2 理论分析

Yb³⁺ 离子在 YAG 晶体中的能级如图 1 所示。Yb³⁺ 能级结构简单,电子构型为 [Xe] 4f¹³, 仅有一个基态 2F_{7/2} 和一个激发态 2F_{5/2}, 在激光上能级之上不存在更高的激发态能级。YAG 基质的晶场作用导致 Yb³⁺ 离子能级分裂形成 Stark 能级,基态 (*l*) 和激发态 (*u*) 分别分裂为四个和三个能级。

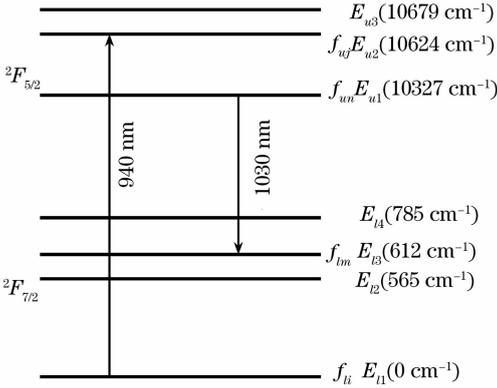


图 1 Yb³⁺:YAG 晶体的能级图

Fig. 1 Energy diagram of Yb³⁺:YAG crystal

从能级图中可以得到,抽运光和激光的粒子数密度分别为^[8]

$$\Delta N_p(r, z) = f_{l1} N_l - f_{u2} N_u = N_0 (f_{l1} + f_{u2}) [f_p - X_u(r, z)], \quad (1a)$$

$$\Delta N_l(r, z) = f_{u1} N_u - f_{l3} N_l = N_0 (f_{l3} + f_{u1}) [X_u(r, z) - f_l], \quad (1b)$$

式中 N_0 为激活离子浓度, N_l 、 N_u 分别为 *l* 态和 *u* 态的粒子数密度, 满足 $N_0 = N_l + N_u$, 而 f_{li} 和 f_{uj} 分别为 *l* 态的 Stark 子能级 *i* 和 *u* 态的 Stark 子能级 *j* 的玻尔兹曼分布, 满足 $f_l = f_{l3} / (f_{l3} + f_{u1})$, $f_p = f_{l1} / (f_{l1} + f_{u2})$, $X_u(r, z) = N_u(r, z) / N_0$ 。

在激光器内激光上能级的速率方程可表示为

$$\frac{dN_u(r, z)}{dt} = \frac{I_p(r, z)}{h\nu_p} \sigma_p \Delta N_p(r, z) - \frac{N_u(r, z)}{\tau_u} - \frac{I_l(r, z)}{h\nu_l} \sigma_l \Delta N_l(r, z) = 0, \quad (2)$$

式中 I_k , ν_k , σ_k 分别为抽运光 ($k = p$) 和激光 ($k = l$) 的光强、频率、吸收截面和发射截面, h 是普朗克常

数, τ_u 为激发态的荧光寿命。

式(1a)和式(1b)代入式(2), 并化简整理, 可得

$$X_u(r, z) = \frac{f_p \cdot I_p(r, z) / I_{ps} + f_l \cdot I_l(r, z) / I_{ls}}{1 + I_p(r, z) / I_{ps} + I_l(r, z) / I_{ls}}, \quad (3)$$

式中, $I_{ps} = h\nu_p / [(f_{l1} + f_{u2})\tau_u(N_0)\sigma_p]$, $I_{ls} = h\nu_l / [(f_{l3} + f_{u1})\tau_u(N_0)\sigma_l]$ 分别表示抽运光和激光的饱和强度。

对于稳定腔, 其腔内振荡的激光近似以高斯光束的形式在空间传播^[9], 其光强分布为

$$I_l^\pm(r, z) = \frac{2P_l^\pm(z)}{\pi\omega_l^2(z)} e^{-\frac{r^2}{\omega_l^2(z)}}, \quad (4)$$

$$\omega_l^2(z) = \omega_{l0}^2 \left[1 + \frac{\lambda_l^2 (z - z_0)^2}{\pi^2 \omega_{l0}^4 n_l^2} \right], \quad (5)$$

式中, ω_{l0} , $\omega_l(z)$ 分别是激光的束腰半径和在 z 处的光斑半径, n_l 是沿光传播方向的激光在材料中的折射率, λ_l 是真空中激光的波长; $P_l^\pm(z)$ 是腔内的激光功率。

在腔内, 激光放大和抽运光吸收的方程可表示为^[8]

$$\frac{dI_l^\pm(r, z)}{I_l^\pm(r, z)} = \pm \sigma_l \Delta N_l(r, z) dz = \pm g_0 [X_u(r, z) - f_l] dz, \quad (6a)$$

$$\frac{dI_p(r, z)}{I_p(r, z)} = -\alpha_p(r, z) dz =$$

$$-\sigma_p \Delta N_p(r, z) dz = -\alpha_0 [f_p - X_u(r, z)] dz, \quad (6b)$$

式中, $g_0 = \sigma_l N_0 (f_{l3} + f_{u1})$, $\alpha_0 = \sigma_p N_0 (f_{l1} + f_{u2})$ 。这里只考虑了单向抽运的情形, 因此抽运光的吸收系数可以表示为 $\alpha_p(r, z) = \alpha_0 [f_p - X_u(r, z)]$ 。

把式(6b)沿着 z 轴方向积分, 可得

$$I_p(r, z) = I_p(r, 0) \exp\left[-\int_0^z \alpha_p(r, z) dz\right].$$

因此, 对于 LD 抽运光, 其光强可以表示为

$$\left\{ \begin{array}{l} 0 \leq r \leq \omega_{p0}, I_p(r, z) = \\ I_p(r, 0) \exp\left[-\int_0^z \alpha_p(r, z) dz\right] = \\ \frac{P_{p0}}{\pi\omega_{p0}^2} \exp\left[-\int_0^z \alpha_p(r, z) dz\right] \\ r > \omega_{p0}, I_p(r, z) = 0 \end{array} \right\}, \quad (7)$$

式中, P_{p0} 为入射抽运光功率, ω_{p0} 为抽运光的束腰半径。

由式(6a)和(6b), 可得

$$\frac{1}{g_0} \frac{dI_l^+(r, z)}{I_l^+(r, z)} - \frac{1}{\alpha_0} \frac{dI_p(r, z)}{I_p(r, z)} = (f_p - f_l) dz$$

把式(4)和(7)代入上式, 并化简可得

$$\frac{1}{g_0} \ln \left[G(z) \frac{w_{l_0}^2}{w_l^2(z)} \right] - \frac{2r^2}{g_0} \left(\frac{1}{w_l^2(z)} - \frac{1}{w_{l_0}^2} \right) = (f_p - f_l)z - \frac{1}{\alpha_0} \int_0^z \alpha_p(r, z) dz, \quad (8)$$

式中, $G(z) = P_l^+(z)/P_l^+(0)$.

由式(8)可得

$$-\int_0^\pi \alpha_p(r, z) dz = \frac{\alpha_0}{g_0} \cdot \ln \left[G(z) \cdot \frac{w_{l_0}^2}{w_l^2(z)} \right] - \frac{2\alpha_0 r^2}{g_0} \left(\frac{1}{w_l^2(z)} - \frac{1}{w_{l_0}^2} \right) - \alpha_0 (f_p - f_l)z. \quad (9)$$

式(6a)对横截面积分可得

$$\begin{aligned} \frac{dP_l^\pm(z)}{dz} &= \pm 2\pi g_0 \int_0^\infty [X_u(r, z) - f_l] I_l^\pm(r, z) r dr = \\ &\pm 2\pi g_0 \int_0^\infty X_u(r, z) \frac{2P_l^\pm(z)}{\pi w_l^2(z)} \exp \frac{-2r^2}{w_l^2(z)} r dr - \\ &(\pm g_0 f_l \int_0^\infty 2\pi I_l^\pm(r, z) r dr) = \\ &\pm g_0 \int_0^\infty X_u(r, z) \frac{4P_l^\pm(z)}{w_l^2(z)} \exp \frac{-2r^2}{w_l^2(z)} r dr - \\ &[\pm g_0 f_l P_l^\pm(z)] = \pm g_0 [Q(z) - f_l] P_l^\pm(z), \end{aligned} \quad (10)$$

$$\text{式中, } Q(z) = \int_0^\infty X_u(r, z) \frac{4}{w_l^2(z)} \exp \frac{-2r^2}{w_l^2(z)} r dr$$

由式(10)积分, 可得腔内任一位置正负两个传

播方向激光功率分别为

$$P_l^\pm(z) = P_l^\pm(0) \exp \left\{ \pm g_0 \int_0^z [Q(z) - f_l] dz \right\} = P_l^\pm(0) \exp \left[\pm \left(g_0 \int_0^z Q(z) dz - g_0 f_l z \right) \right], \quad (11)$$

由式(11), 可得

$$G(z) = \exp \left(g_0 \int_0^z Q(z) dz - g_0 f_l z \right). \quad (12)$$

由式(10), 在腔内正负两个传播方向激光功率的关系表示为

$$\frac{dP_l^+(z)}{P_l^+(z)} = -\frac{dP_l^-(z)}{P_l^-(z)} \Rightarrow P_l^+(z) P_l^-(z) = C,$$

式中, $C_l = P_l^+(L) P_l^-(L) = R_1 [P_l^+(L)]^2 = P_l^+(0) P_l^-(0)$, R_1 为输出耦合镜的反射率。

沿着 z 轴负方向传播的激光功率为

$$P_l^-(0) = \frac{R_1 [P_l^+(L)]^2}{P_l^+(0)} = R_1 G(L) P_l^+(L)$$

因此, 腔内任一位置总的激光功率为

$$\begin{aligned} P_l(z) &= P_l^+(z) + P_l^-(z) = P_l^+(0) G(z) + \frac{P_l^-(0)}{G(z)} = \\ &\frac{P_l^+(L)}{G(L)} G(z) + \frac{R_1 G(L) P_l^+(L)}{G(z)} = \\ &P_l^+(L) G(z - L) + \frac{R_1 P_l^+(L)}{G(z - L)}, \end{aligned} \quad (13)$$

把式(3), (4), (7), (13)代入式(12), 可得

$$\begin{aligned} &\frac{1}{g_0} \ln [G(z)] + f_l z = \\ &\int_0^z \int_0^{w_{p0}} \times \left[\frac{P_{p0} \exp \left[- \int_0^z \alpha_p(r, z) dz \right]}{\pi w_{p0}^2 I_{ps}} + f_l \frac{2 \{ P_l^+(L) G(z - L) + [R_1 P_l^+(L) / G(z - L)] \} \exp \left[- 2r^2 / w_l^2(z) \right]}{\pi w_l^2(z) I_s} \right] \times \\ &\left[1 + \frac{P_{p0} \exp \left[- \int_0^z \alpha_p(r, z) dz \right]}{\pi w_{p0}^2 I_{ps}} + \frac{2 \{ P_l^+(L) G(z - L) + [R_1 P_l^+(L) / G(z - L)] \} \exp \left[- 2r^2 / w_l^2(z) \right]}{\pi w_l^2(z) I_s} \right] \times \\ &\frac{4 \exp \left[- 2r^2 / w_l^2(z) \right]}{w_l^2(z)} r dr dz \end{aligned} \quad (14)$$

腔内总光子数的速率方程为^[9]

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{c\sigma_l}{n} \iiint \Delta N_l(r, z) \Phi \varphi_l(r, z) dV - \frac{\Phi}{\tau_q} = 0, \quad (15)$$

式中, $\varphi_l(r, z) = \frac{2}{\pi w_l^2(z) l} \exp \left(- \frac{2r^2}{w_l^2(z)} \right)$ 为归一化激光模式的空间分布, 即

$$\iiint_{\text{cavity}} \varphi_l dV = 2\pi \int_0^\infty \left[\int_0^L n_l \varphi_l(r, z) dz + \int_L^{l_c} \varphi_l(r, z) dz \right] r dr = 1$$

$l = l_c + (n-1)L$ 是腔内激光的光程, l_c 是腔长, $\tau_q = 2l/c\delta$ 是腔内光子的寿命, $\delta = \delta_c L + \ln[1/(1-T)]$ 是

晶体内部的损耗, δ_c 是单位晶体长度的损耗, T 是输出耦合镜的透过率, 可表示为: $T = 1 - R_1$ 。

把式(1b), (3), (4), (5), (7)代入式(15), 可得腔内激光和抽运光的关系为

$$\int_0^{L/w} \int_0^w \left[\frac{P_{p0} \exp\left[-\int_0^z \alpha_p(r, z) dz\right]}{(f_p - f_l) \frac{I_{ps} \cdot \pi w_{p0}^2}{I_s} - f_l} \right] \times \left[1 + \frac{P_{p0} \exp\left[-\int_0^z \alpha_p(r, z) dz\right]}{I_{ps} \cdot \pi w_{p0}^2} + \frac{2\{P_l^+(L)G(z-L) + [R_1 P_l^+(L)/G(z-L)]\} \exp[-2r^2/w_l^2(z)]}{\pi w_l^2(z) I_s} \right] \times \frac{4 \exp[-2r^2/w_l^2(z)]}{w_l^2(z)} r dr dz = \frac{n\delta}{2g_0} \quad (16)$$

注意到式(14)和(16)中 $\alpha_p(r, z)$ 是 $G(z)$ 的函数, 因此, 可以通过假设式(14)中参数 $P_l(L)$ 的值来求得满足式(16)的 $P_l(L)$ 的数值解, 从而得到激光的输出功率。

令 $P_l = 0W$, 式(16)变为

$$\int_0^{L/w} \int_0^w \left[\frac{P_{th} \exp\left[-\int_0^z \alpha_p(r, z) dz\right]}{(f_p - f_l) \frac{I_{ps} \cdot \pi w_{p0}^2}{I_s} - f_l} \right] \cdot \frac{4}{w_l^2(z)} \cdot \exp[-2r^2/w_l^2(z)] r dr dz = \frac{n\delta}{2g_0} \quad (17)$$

由式(17)可得阈值功率。

3 数值模拟计算

文中所用的 Yb³⁺:YAG 晶体的光谱参数和其他参数如表1所示。考虑抽运光的吸收饱和(PAS)时, 其吸收系数的表达式为: $\alpha_p(r, z) = \alpha_0[f_p - X_u(r, z)]$; 如忽略抽运光的吸收饱和(NPAS), 则吸收系数就可以简化为: $\alpha_p(r, z) = \alpha_p = \sigma_p N_0 f_{l1}$ 。

表 1 Yb³⁺:YAG 的一些光谱参数和用到的其他参数

Table 1 Spectral parameters of Yb³⁺:YAG and other parameters

Parameters	Values
σ_p @ 940 nm/cm ²	0.76×10^{-20} [10]
σ_t @ 1030 nm/cm ²	3.3×10^{-20} [10]
τ_u /ms	0.95 [10]
$f_{ü}, f_{uj}, f_{im}, f_{un}, f_p, f_t$ (300 K)	0.875, 0.169, 0.0463, 0.702, 0.838, 0.0619
N_0 (atom fraction%)	10 % (1.386×10^{21} ions/cm ³)
L /mm	1
T_1	0.05

图 2 是考虑了抽运光的吸收饱和和忽略了抽运光的吸收饱和时阈值功率随 Yb³⁺ 浓度的变化图。计算中考虑的抽运光功率为 1 W。由于输出波长在 1030 nm 附近的 Yb³⁺:YAG 晶体存在严重的自吸收损耗, 入射功率必须足够强时才能有激光输出, 因

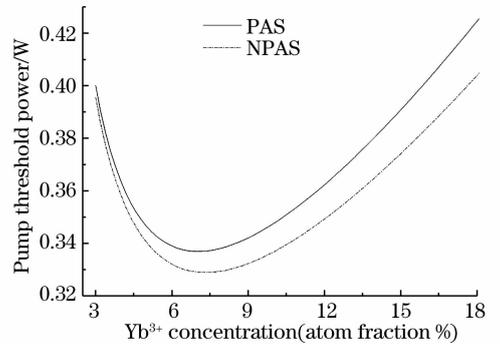


图 2 激光器的阈值功率随 Yb³⁺ 浓度的变化
Fig. 2 Pump threshold power varying with Yb³⁺ concentration

此激光器的阈值都比较高, 存在最佳的 Yb³⁺ 浓度, 使阈值功率最低^[11]。而 PAS 的最佳 Yb³⁺ 浓度较低, 阈值功率较高。可见, 抽运饱和和效应对 Yb³⁺:YAG 激光器中激活离子浓度的选择有重要的作用。因为对于 NPAS, 使阈值功率最低时所需的 Yb³⁺ 浓度较高, 因此, 若用 NPAS 的结论来选择最佳的 Yb³⁺ 浓度, 实际上激光器内的阈值功率并不是最低的。

图 3 是考虑了抽运光的吸收饱和和忽略了抽运光的吸收饱和时阈值功率随晶体厚度的变化图。由于 Yb³⁺ 自吸收的影响, 存在最佳的晶体厚度使激光

器的阈值功率最小。若晶体厚度太大,当离子浓度很高时,则吸收系数越大,吸收深度越短,抽运光在很浅的地方就被大量吸收,造成增益介质的后半段自吸收损耗增大,激光器的阈值较高;而若介质过短,抽运光不能有效被吸收。还可看出,PAS最佳的晶体厚度比较小,但阈值功率较高。可见,抽运饱和效应对激光器中晶体厚度的选择也有重要的作用。

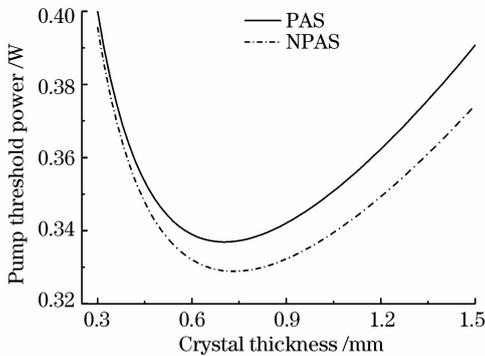


图 3 激光器的阈值功率随晶体厚度的变化

Fig. 3 Pump threshold power varying with crystal thickness

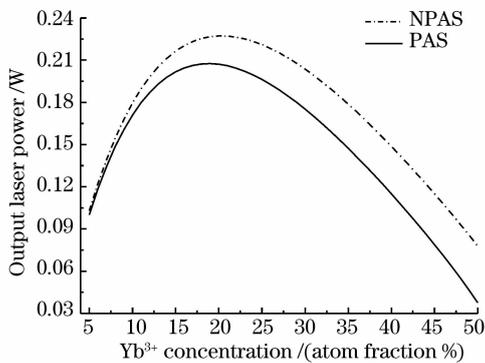


图 4 激光器的输出功率随 Yb^{3+} 浓度的变化

Fig. 4 Output laser power varying with Yb^{3+} concentration

图 4 所示的是考虑了抽运光的吸收饱和和忽略了抽运光的吸收饱和时激光器的输出功率与 Yb^{3+} 浓度的关系图。考虑 PAS 后,激光器的输出功率降低。这是由于增益系数随着腔内的反转粒子数的增大而增大,当抽运光在介质中传输时,通过受激辐射获得增益的同时消耗了大量的反转粒子数,反转粒子数的减少致使增益系数下降^[12,13]。另外,由于自吸收损耗的影响,当晶体厚度一定时,存在一个最佳的 Yb^{3+} 浓度,使输出功率最大。但是,比较图 2 和图 4,可以看出,使激光输出功率较高的 Yb^{3+} 浓度和使阈值最低的 Yb^{3+} 浓度是不同的,存在一个最佳的范围使阈值功率较低而激光的输出功率又比较

高。

图 5 所示的是抽运光功率和激光输出功率的关系图。当抽运光的功率较低时,激光输出功率较小,PAS 和 NPAS 这两种情况下激光的输出功率大致相同,当抽运光功率增大时,两者的输出功率有差异,而且随着抽运光功率增大,激光输出功率的增大,两者相差越大。可见,当输出较低时,抽运饱和效应是可以忽略的;而在高功率的激光器中,PAS 还是必须考虑的^[13,14]。

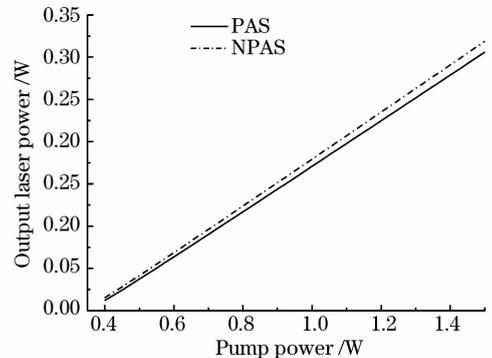


图 5 抽运光功率和激光输出功率的关系

Fig. 5 Output laser power varying with the pump power for $\text{Yb}^{3+} : \text{YAG}$ crystal

4 结 论

从理论上分析了 940 nm LD 端面抽运 $\text{Yb}^{3+} : \text{YAG}$ 输出 1030 nm 激光的性能。考虑了抽运光的吸收饱和和以及 Yb^{3+} 的自吸收损耗的影响。结果表明,由于 Yb^{3+} 的自吸收损耗的影响,存在一个最佳的晶体厚度和 Yb^{3+} 浓度使激光器输出功率最高。考虑抽运光的吸收饱和时,抽运光的吸收饱和效应使吸收系数下降,因此,激光器的输出功率降低。但是,当输出功率不高时,由于抽运吸收饱和效应只是使激光器的输出功率略为减小,因此,在理论计算中,经常忽略了抽运吸收饱和的影响,认为抽运光的吸收系数没有变化。但是要准确考虑高功率固体激光器的输出功率以及 $\text{Yb}^{3+} : \text{YAG}$ 激光器的各个参数对其输出功率的影响,抽运光的吸收饱和是不能忽略的。

参 考 文 献

- 1 Dong Jun, Den Peizhen, Xu Jun. Spectral and luminescence properties of Cr^{4+} and Yb^{3+} ions in YAG[J]. *Acta Optica Sinica*, 1999, **19**(11):1576~1580
董俊,邓佩珍,徐军. YAG 晶体中 Cr^{4+} 和 Yb^{3+} 的光谱和荧光特性研究[J]. *光学学报*, 1999, **19**(11):1576~1580
- 2 A. Brenier, G. Boulon. Overview of the best Yb^{3+} -doped laser crystals[J]. *J. Alloys Compounds*, 2001, **323**(2):210~213

- 3 W. F. Krupke, Ytterbium solid-state lasers- the first decade [J]. *IEEE. J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 2000, **6**(6): 1287~1296
- 4 G. J. Spühler, R. Paschotta, M. P. Kullberg *et al.*. A passive Q-switched Yb:YAG microchip laser[J]. *Appl. Phys. B*, 2001, **72**(3):285~287
- 5 Zhang Lizhe, Dai Jianming, Zhang Weili *et al.*. All-solid-state tunable Yb:YAG laser[J]. *Chinese J. Lasers*, 2001, **A28**(10): 873~876
张丽哲,戴建明,张伟力等. 全固化可调谐 Yb:YAG 激光器 [J]. *中国激光*, 2001, **A28**(10):873~876
- 6 Tian Yubing, Tan Huiming, Cao Hongzhong *et al.*. Low power laser diode-pumped solid-state Yb:YAG laser at room temperature[J]. *Chinese J. Lasers*, 2007, **34**(5):633~636
田玉冰,檀慧明,曹洪忠等. 低功率激光二极管抽运的室温运转 Yb:YAG 激光器[J]. *中国激光*, 2007, **34**(5):633~636
- 7 Song Yue, Wang Li. Analysis of output power property on all-solid-state laser of LD-Yb:YAG[J]. *Laser & Infrared*, 2006, **36**(8):644~647
宋 钥,王 丽. LD 抽运 Yb:YAG 全固态激光器输出功率特性分析[J]. *激光与红外*, 2006, **36**(8):644~647
- 8 G. L. Bourdet. Theoretical investigation of quasi-three-level longitudinally pumped continuous wave lasers [J]. *Appl. Opt.*, 2000, **39**(6):966-971
- 9 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
- 10 R. J. Beach. CW theory of quasi-three level end-pumped laser oscillators [J]. *Opt. Commun.*, 1995, **123**:385~393
- 11 Huang Zhiyun, Huang Yidong, Huang Miaoliang *et al.*. Optimizing the doping concentration and the crystal thickness in Yb^{3+} -doped microchip lasers [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2003, **20**(10):2061~2067
- 12 Z. Y. Huang, G. L. Bourdet. Theoretical study of cw to short pulse conversion in an active cw-injected ring cavity with a Yb^{3+} :YAG amplifier[J]. *Appl. Opt.*, 2007, **46**(14):2703~2708
- 13 F. Sanchez, M. Brunel, K. Ait-Ameur. Pump-saturation effects in end-pumped solid-state lasers[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1998, **15**(9):2390~2393
- 14 Yoichi Sato, Takunori Taira. Saturation factors of pump absorption in solid-state lasers [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 2004, **40**(3):270~280