

激光二极管泵浦 NYAB 激光器的空间分布 速率方程的研究*

赵挺洁 罗遵度

(中国科学院福建物质结构研究所, 福州 350002)

摘 要 报道了用以描述激光二极管(LD)泵浦 NYAB 连续激光器空间分布特性的非线性耦合的速率方程组, 和以此方程组进行的理论计算, 讨论了泵浦光和激光的空间分布、晶体的最佳长度、输出镜的最佳透过率对激光器输出的影响, 给出了 NYAB 激光器设计的一些依据。

关键词 自倍频, NYAB 激光晶体, 速率方程。

1 引 言

NYAB[$\text{Nd}_x\text{Y}_{1-x}(\text{BO}_3)_4$]是一种既有高的非线性系数, 又有高激光增益的自倍频晶体, 它集受激发射和倍频效应于一身, 其荧光发射截面为 $\sigma = 10.0 \times 10^{-19} \text{ cm}^2 (1.06 \mu\text{m})$, 一类位相匹配下, 有效非线性系数大约为 KDP 的 4 倍, 具有良好的物化性能。通过 NYAB 晶体中 Nd^{3+} 离子在 ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ 和 ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ 激光能级之间的跃迁, 它既可以输出基频光($1.32 \mu\text{m}$ 和 $1.06 \mu\text{m}$)又可以输出倍频光($0.66 \mu\text{m}$ 和 $0.53 \mu\text{m}$)。自从 1986 年首次实现 $1.06 \mu\text{m}$ 到 $0.53 \mu\text{m}$ 的激光转换以来。人们已经对激光二极管泵浦的 NYAB 绿色激光器作了不少研究^[1~6], 作者曾发现激光二极管泵浦 NYAB $1.06 \mu\text{m}$ 的激光输出也有很好的特性^[7], 本文报道空间分布非线性速率方程理论模型, 对激光二极管泵浦的 NYAB 激光器进行的定量描述。

Dmitiev^[8] 和 Kapend^[9] 建立起一套描述连续和调 Q 的自倍频激光转换的一般理论。其后又相继出现了描述长脉冲运转的 NYAB 绿色激光器速率方程组^[10, 11], 后者考虑了 NYAB 晶体对谐波的吸收和谐波的泵浦作用, 但是这两模型考虑的均是脉冲激光器, 没有计及基波和泵浦光之间的模匹配问题, 而模匹配是激光二极管泵浦的固体激光器实验和理论中一个关键问题, 它对激光阈值和输出功率都有很大的影响, 国外已对此作了不少的研究^[12~14]。在前人研究的基础上, 作者建立了空间分布的非线性耦合的速率方程模型, 在此模型中, 考虑了激光二极管泵浦光和基波光的空间分布及匹配, 以及二次谐波($0.53 \mu\text{m}$)的泵浦效应, 利用计算机进行计算, 研究了激光二极管泵浦 NYAB 的 $1.06 \mu\text{m}$ 和 $0.53 \mu\text{m}$ 激光特性。

2 速率方程理论

* 国家自然科学基金资助课题。

收稿日期: 1994 年 4 月 27 日; 收到修改稿日期: 1994 年 8 月 22 日

NYAB 作为一种激光工作物质, 其激活离子 Nd^{3+} 在激光发射中起作用的能级结构属于四能级系统。1.06 μm 的受激辐射产生于能级 ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ 之间。激光下能级迅速地以无辐射跃迁方式将粒子转移到基态 ${}^4I_{9/2}$, 所以可不考虑激光下能级的布居数。假设激光单模工作, 可以得到四能级系统的空间分布速率方程^[14]为:

$$\frac{dN(x, y, z)}{dt} = R_0 r_s(x, y, z) - \sigma c_1(x, y, z) N(x, y, z) - \frac{N(x, y, z)}{\tau} \quad (1)$$

$$\frac{dq(x, y, z)}{dt} = \sigma c_1 \int_a \frac{\rho(x, y, z)}{h\nu_1} N(x, y, z) dV - \frac{q}{\tau_c} \quad (2)$$

式中 $N(x, y, z)$ 为激光上能级的粒子数密度, R_0 为激光介质单位时间里吸收的全部光子数, r_s 为归一化的泵浦光空间分布函数, σ 为激光发射截面, c_0 为真空中的光速, $c_1 = c_0/n_1$, n_1 为激光在介质中的折射率, τ 为上能级寿命, q 为腔内所有光子数, $\rho(x, y, z)$ 为腔模能量密度, $h\nu_1$ 为激光光子能量, τ_c 为光子寿命, a 为晶体的吸收系数, l 为晶体长度, η_1 为光耦合效率, 为注入介质的泵浦光能与泵浦光源输出光能之比, $\eta_e = 1 - \exp(-al)$ 为吸收效率, 为介质吸收的能量与注入介质的泵浦光能之比。

NYAB 自倍频激光器 0.53 μm 的谐波光处于 NYAB 的一个吸收峰上, 对介质有泵浦作用, 设晶体对谐光的吸收系数为 a_2 , 谐波光强分布为 $I_2(x, y, z)$, 考虑到在激光窄带泵浦条件下, 二次谐波的泵浦作用可写为^[11] $a_2 I_2 / h\nu_2 n_2^2$, n_2 为谐波在介质中折射率, 所以考虑到谐波泵浦作用后, 稳态条件下, 最终可得到基波光在增益介质中传播的光强变化为

$$\frac{dI_1(x, y, z)}{dz} = \frac{\sigma\tau R_0 r_s(x, y, z) + \sigma\tau a_2 I_2 / h\nu_2 n_2^2}{\sigma\tau c_1 q(x, y, z) + 1} I_1(x, y, z) - \alpha_1 I_1(x, y, z) \quad (3)$$

其中 $\alpha_1 = -\ln(R_{11}R_{21})/2l$, R_{ni} 为第 n 个腔镜对第 i 个光的反射率。另一方面 NYAB 作为非线性介质, 在 I 类位相位匹配下, 可作如下 4 个近似: 1) 无限大平面波和慢变振幅近似; 2) 略去离散角影响, 假定基波和二次谐波均沿晶体 Z 轴传播; 3) 共线相位匹配; 4) 略去晶体对基波吸收。从麦克斯韦方程出发, 可以推导出二次谐波产生的非线性耦合方程:

$$\left. \begin{aligned} dI_1/dz &= -AI_1(x, y, z) \sqrt{I_2(x, y, z)}, & dI_2(x, y, z)/dz &= AI_1 \sqrt{I_2}, \\ A &= (16\pi^2/c_0 n_1) v_1 \chi_{eff}^2 \sqrt{2\pi/c_0 n_2} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

在自倍频激光器中, 基波在介质内传播得到增益, 但同时由于非线性效应, 部分能量转化为谐波的能量, 因而谐波的产生是消耗基波的能量而得的; 谐波波长位于 NYAB 晶体的一个吸收峰上, 因而二次谐波存在着吸收损耗, 同时还考虑到谐波的输出损耗: 其于以上分析, 作两点假设: 1) 把二次谐波的产生当作基波的损耗源, 2) 在方程中加入谐波的吸收损耗和输出损耗项, 由此可得如下非线性耦合速率方程组:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dI_1(x, y, z)}{dz} &= \frac{\sigma\tau R_0 r_s(x, y, z) + \sigma\tau a_2 I_2(x, y, z) / n_2^2 h\nu_2}{\sigma\tau c_1 q(x, y, z) + 1} I_1(x, y, z) - \alpha_1 I_1(x, y, z) \\ &\quad - AI_1(x, y, z) \sqrt{I_2(x, y, z)} \\ \frac{dI_2(x, y, z)}{dz} &= AI_1(x, y, z) \sqrt{I_2(x, y, z)} - a_2 I_2(x, y, z) - \alpha_2 I_2(x, y, z) \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

其中, $\alpha_i = -\ln(R_{1i}R_{2i})/2l$, $i = 1, 2$ 。为了计算简单起见, 假设激光谐振腔为平凹腔, 且由单块晶体构成。假设基波光为圆高斯分布, 则 $q(x, y, z)$ 的具体形式为:

$$q(x, y, z) = \Phi\phi_0(r, z),$$

$\Phi = 2n_1 l P_1 / c_0 h\nu_1$ 为腔内基波总光子数, 基波光子的空间分布由 $\phi_0(r, z)$ 给出,

$$\left. \begin{aligned} \iiint \phi_0(x, y, z) dV &= \iiint \phi_0(r, z) dV = 1, \\ \phi_0(r, z) &= (2/\pi w_1^2 l) \exp(-2r^2/w_1^2). \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

由此可得:

$$I_1(r, z) = 4I_1(z) \exp(-2r^2/w_1^2),$$

w_1 为基波光斑的平均半径^[14]。

泵浦光为椭圆形高斯分布更符合实验情况。当 $\beta = 1$ 时, 即得到泵浦光为圆高斯分布的情况。下面给出 R_0 、 r 的具体形式为 $R_0 = \eta_1 \eta_0 P_{in} / h\nu_p = P_p \eta_0 / h\nu_p$, 其中 P_{in} 为激光二极管输出功率, P_p 为泵浦光功率,

$$\left. \begin{aligned} r_p(x, y, z) &= (2a\beta/\pi w_0^2 \eta_0) \exp[-2(x^2 + \beta^2 y^2)/w_0^2 - az] \\ \iiint r_p(x, y, z) dV &= 1 \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

w_0 为晶体中椭圆高斯光束的最小平均光斑半径^[14], $1/\beta$ 是泵浦光束的椭圆度。

考虑上述所有条件, 最终可得空间分布的非线性耦合的速率方程组:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dI_1(x, y, z)}{dz} &= \frac{B_3 P_{in} \exp[-2(x^2 + \beta^2 y^2)/w_0^2] \exp(-az) + B_2 I_2(x, y, z)}{I_1(z) B_1 \exp(-2r^2/w_1^2) + 1} I_1(x, y, z) \\ &\quad - \alpha_1 I_1(x, y, z) - A I_1(x, y, z) \sqrt{I_2(x, y, z)} \\ \frac{dI_2(x, y, z)}{dz} &= A I_1(x, y, z) \sqrt{I_2(x, y, z)} - a_2 I_2(x, y, z) - \alpha_2 I_2(x, y, z) \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

其中 $B_1 = 4\sigma\tau/h\nu_1$, $B_2 = \sigma\tau a_2/n_2^2 h\nu_2$, $B_3 = 2a\beta\sigma\eta_1/\pi w_0 h\nu_p$,

定义在模匹配问题中的一个重要参数: $\alpha = (w_1/w_0)^2$

3 速率方程的求解

为了得到一定条件下的激光器的输出特性, 利用四阶 Runge-Kutta 法在计算机上求速率方程组(8)的数值解。计算各物理量的取值列于表 1。

Table 1. Value of parameters in the calculation ($\eta_1 = 80\%$)

n_1	1.755	n_2	1.707	n_0	1.70
c_0	2.99×10^{10} cm/s	σ	10.0×10^{-19} cm ²	ν_1	2.82×10^{14} Hz
ν_2	5.64×10^{14} Hz	ν_0	3.73×10^{14} Hz	τ	6.0×10^{-5} s
χ_{eff}	6.82×10^{-8} esu (cm/statvolt)	h	6.626×10^{-27} erg · s	R_{11}	99.8%
R_{12}	99.8%	R_{21}	99.7%	a_2	1.39/cm

首先用数值法求解 NYAB 0.53 μm 绿色激光器的空间速率方程组。本文侧重于在理论上研究泵浦光、激光空间分布及模匹配对激光输出特性的影响。

图 1 给出了谐波输出的理论曲线和实验点的对照(·代表实验点)。可以看出, 理论计算和实验结果符合得比较好。图 2 给出了绿光输出功率随基波光功率变化的曲线, 可以看出随着基波功率的增大, 谐波功率也迅速地增强。图 1、图 2 中所取的腔参数为 $w_1 = w_0 = 0.999 \times 10^{-2}$ cm, $l = 0.5$ cm, $R_{22} = 4\%$, $a = 5.8/\text{cm}$ 。

图 3 给出了在不同 β 值下谐波、基波输出的横向光强分布曲线。(取 $w_0 = 90 \mu\text{m}$, $P_p = 400$ mW, $R_{22} = 5.99\%$, $a = 5.8/\text{cm}$, $l = 0.5$ cm, $\alpha = 1.7$)。由图 3 可以看出: 1) 谐波和基波的输出功率随着 β 的减小(即泵浦光椭圆度的增大)而迅速减小。谐波输出随 β 的变化尤为剧烈,

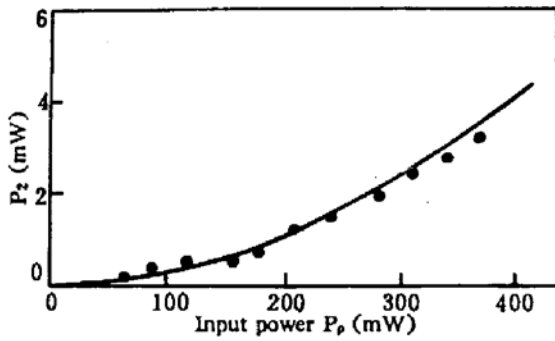


Fig. 1 Output at 0.53 μm

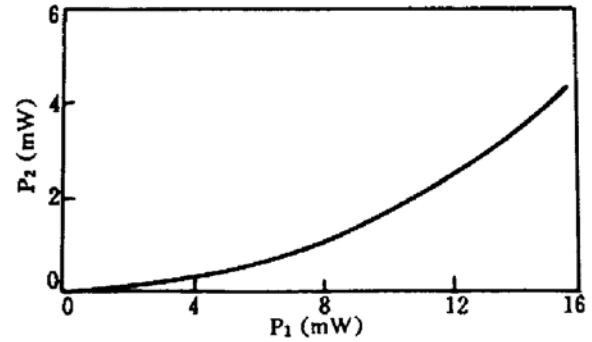


Fig. 2 Output at 0.53 μm vs. 1.06 μm

当泵浦光为圆高斯光束即 $\beta = 1$ 时, 谐波和基波的输出功率都达到最大值。2) 谐波强度随着光斑上的位置 x 变化比基波剧烈, 明显看出绿光输出光斑的半径要小于基波光, 绿光的光束质量更好。 β 的减小, 也使谐波随横向的分布曲线变化趋于平缓, 导致了光束腰斑的增大。因此泵浦光束的质量对谐波输出的影响是很大的。为了获得功率高、光束质量好的谐波输出, 聚焦系统的设计是关键问题之一。

图 4 给出了 $P_m = 400 \text{ mW}$, $l = 0.5 \text{ cm}$, 在不同 β 值和 w_0 值下, 谐波输出随 α 的变化曲线,

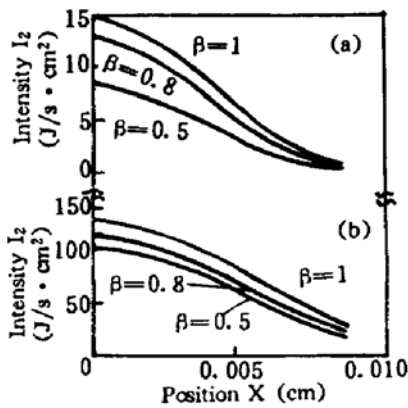


Fig. 3 Beam profile at 0.53 μm output (a) and 1.06 μm output (b)

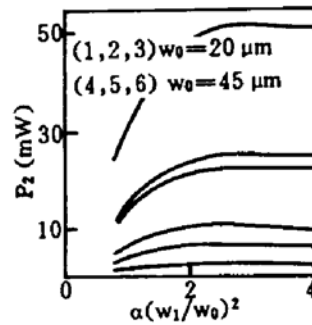


Fig. 4 Output at 0.53 vs. α

(1),(4) $\beta = 1$; (2),(5) $\beta = 0.8$; (3),(6) $\beta = 0.5$

同样可以看出, β 的变化导致了谐波输出功率强烈的变化, 泵浦光半径 w_0 较小时尤为强烈, 在其他条件相同的情况下, 随着 α 的增大, 谐波的输出在开始时迅速增大, 而后趋于平缓。在 α 值相同条件下, 泵浦光束光斑半径愈小, 谐波的输出功率就愈大, 在其它条件相同情况下, $w_0 = 20 \text{ μm}$ 时, $P_{\text{max}} = 51 \text{ mW}$, 而 $w_0 = 50 \text{ μm}$ 时, $P_{\text{max}} = 22 \text{ mW}$, 由此可见为了获得大功率的

激光输出, 不仅要求泵浦光 $\beta \rightarrow 1$ 和适当的 α 值, 以保证泵浦光和激光之间的模匹配, 同时泵浦光束的光斑也要尽量小。

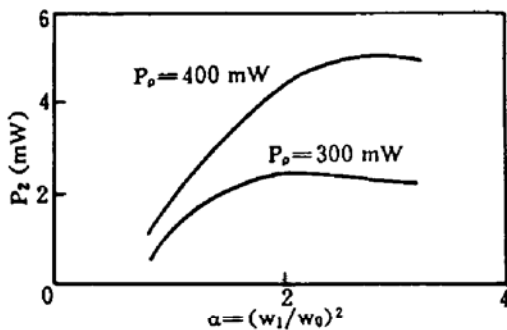


Fig. 5 Output at 0.53 μm vs. α with different P_p

图 5 给出了(取 $w_0 = 80 \text{ μm}$, $l = 0.5 \text{ cm}$, $a = 5.8/\text{cm}$, $R_{22} = 6.6\%$)泵浦光功率 P_p , 分别为 300 mW 和 400 mW 时, P_2 与 α 的关系曲线, 可以看出对于一定功率的泵浦光, α 存在着一个最佳值, 当 $\alpha < \alpha_{\text{opt}}$ 时, 谐波的输出随 α 的增大而迅速增大, 当 $\alpha > \alpha_{\text{opt}}$ 时, 谐波的输出几乎与 α 无关, 随着泵浦功率的增大, α_{opt} 的值也随着增大。

由于激光工作物质是自倍频晶体 NYAB，在其 1.06 μm 的激光器中，即使对 0.53 μm 镀膜不作任何要求，基波的输出总伴随着微弱的绿光输出，因此为了更精确地给出 1.06 μm 激光器的一些特性参数，用数值解法求解(8)式的空间速率方程，给出激光器的理论输出曲线、最佳晶体长度、最佳耦合镜透过率、泵浦光与激光空间分布及模匹配对激光输出特性的影响。

图 6 给出了基波输出的理论计算曲线和实验点，由图可以看出理论和实验数据吻合得较好。图 7 给出了 $P_2 \sim P_1$ 的变化曲线，可以看出基波的输出总伴随着谐波的输出，在实验中(取 $l = 0.8 \text{ cm}$, $w_0 = 99 \text{ μm}$, $R_{12} = 0.99 \%$, $R_{22} = 5 \%$, $T_{1.06 \text{ μm}} = 4 \%$, $\alpha = 1.7$, $\beta = 0.8$)观察到同样的现象。

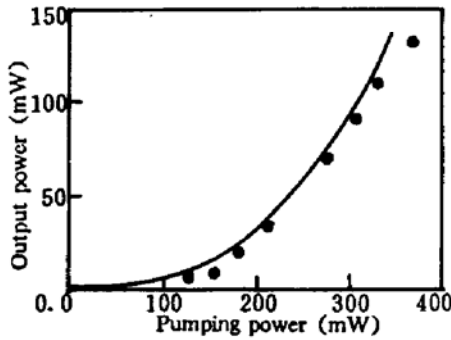


Fig. 6 Output at 1.06 μm

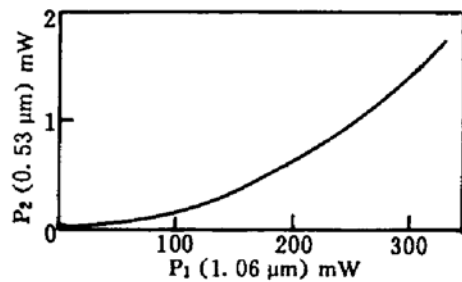


Fig. 7 0.53 μm output vs. 1.06 μm output

图 8(取 $l = 6 \text{ mm}$, $w_0 = 60 \text{ μm}$, $\alpha = 1.7$, $\beta = 1$)是在不同泵浦光功率下，1.06 μm 输出随耦合镜透过率 T 的变化曲线，由图可以看出， T 存在着一个最佳值，当 $T < T_{opt}$ 时，随着 T 的增大，基波的输出也随之增大。当 $T > T_{opt}$ 时，随着 T 的增大，基波的输出随之下降， T_{opt} 在 4% ~ 5% 之间，随着泵浦功率增大， T_{opt} 随之增大。这与实验结果吻合得很好^[7]。

图 9(取 $w_0 = 99 \text{ μm}$, $\alpha = 1.7$, $\beta = 1, 0.8, 0.5$, $T = 5 \%$)为泵浦光功率一定的情况下，1.06 μm 输出功率在不同 β 值下随晶体长度变化的曲线，可以看出输出功率随 β 增大而增大，而且输出功率开始时随着晶体长度的增大而增大， l 存在着一个最佳值范围， l_{opt} 在 6 mm ~ 8 mm 之间，由实验得到 $l_{opt} = 8 \text{ mm}$ ^[7]。

图 10(取 $T = 4 \%$, $l = 8 \text{ mm}$, $w_0 = 99 \text{ μm}$, $\beta = 1$)是在一定泵浦光功率下，激光输出功率随 α 的变化曲线，存在着一个最佳值 α_{opt} 使 P_1 为最大值，当 $\alpha < \alpha_{opt}$ 时， P_1 随之增大，当 $\alpha > \alpha_{opt}$ 时， P_1 变化与 α 影响不大，曲线的变化趋于平缓。这是因为激光斑越来越大时，在泵浦体积内基波光强越来越大，基波的输出随之增大，效率也随之增高，当激光模体积远大于泵浦光模体积时，整个泵浦区内激光光强趋于饱和，因此基波的输出随 α 变化不大，输出曲线趋于平缓。

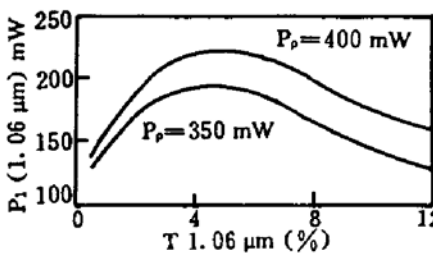


Fig. 8 1.06 μm output power vs. T

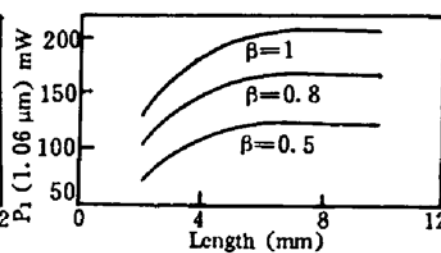


Fig. 9 1.06 μm output vs. L

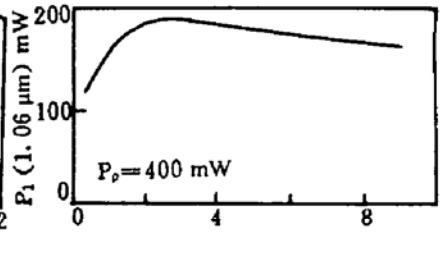


Fig. 10 Output at 1.06 μm vs. alpha

结 论 本文首次建立了用以描述激光二极管泵浦 NYAB 连续激光器的空间分布特性的非

线性耦合的速率方程组,并以此方程组进行了理论计算,给出了激光器设计的一些依据。理论结果与实验吻合的较好,但也存在着一些偏差,这是因为在模型中假设腔为单块晶体,忽略了由于耦合输出镜带来的额外损耗,其次,在理论模型中,假设泵浦光在整个腔内的半径为一平均值,而实验中沿轴各点的腰斑是稍有变化的。

参 考 文 献

- [1] Sho Amano, S. Yo. Koyama, H. Koyama *et al.*, Diode pumped NYAB green laser. *The Review of Laser Engineering*, 1989, 17(12): 895~898
- [2] M. W. Qiu, Y. X. Fan, R. C. Schleicht *et al.*, An efficient NYAB self-frequency-doubling green laser with diffraction-limited beam quality. *Mol. Cryst. Liq. Cryst. & Sci. Technol., Sec. B, Nonlinear Optics*, 1993, 4: 31~38
- [3] Satoru Amano, Takayso Mochizuki, Diode-pumped NYAB green laser. *Nonlinear Optics*, 1991, 1: 297~306
- [4] I. Schutz, I. Freitag, R. Wallenstein, Miniature self-frequency-doubling CW Nd:YAB laser pumped by a diode-laser, *Opt. Commun.*, 1990, 77(2,3): 221~224
- [5] 霍玉晶,周炳琨,陆宝生等, LD泵浦 NYAB 自倍频激光器和双波长激光器. *清华大学学报*, 1992, 32(1): 63~67
- [6] R. R. Stone, S. C. Wang, *OSA Proceedings on Advanced Solid State Lasers*. Optical Society of America, Washington, DC., 1991, 12
- [7] Tingjie Zhao, Zunduo Luo, Yichun Huang *et al.*, Experimental study of laser-diode end-pumped Nd:YAl₃(BO₃)₄ laser at 1.06 μm . *Opt. Commun.*, 1994, 109: 115~118
- [8] V. G. Dmitrev, V. A. Zenkin, N. E. Konienko *et al.*, Laser with nonlinear active media. *Sov. J. Quant. Electron.*, 1978, 8(12): 1356~1361
- [9] S. G. Karpenko, V. L. Strizhevskii, Transient intracavity second harmonic generation in lasers with nonlinear active media. *Sov. J. Quant. Electron.*, 1979, 9(2): 265~269
- [10] 杨爱萍,刘恩泉,候学元等,非线性激活复合功能晶体 NYAB 激光器理论及实验研究. *光学学报*, 1990, 10(2): 103~108
- [11] Zundu. Luo, Xiangyun. Fan, Yidong. Huang, Rate equation study of flash lamp pumped NYAB self-frequency-doubling laser. *Opt. Commun.*, 1991, 81(1,2): 59~62
- [12] T. Y. Fan, R. L. Byer, Modeling and CW operation of a quasi-three-level 946 nm Nd:YAG laser. *IEEE, J. Quant. Electron.*, 1987, QE-23(6): 605~612
- [13] W. P. Risk, Modeling of longitudinally pumped solid-state lasers exhibiting reabsorption losses. *J. Opt. Soc. Am. B.*, 1988, 5(7): 1412~1423
- [14] P. Laporta, Member, Marcell Brrussard, Design criteria for mode size optimization in diode-pumped solid-state lasers. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1991, QE-27(10): 2319~2326

Space-Dependent Rate-Equations of LD End-Pumped NYAB Laser

Zhao Tingjie Luo Zundu

(Fujian Institute of Research on the Structure of Matter, Chinese Academy of Science, Fuzhou 350002)

(Received 27 April 1994; revised 22 August 1994)

Abstract A set of space-dependent nonlinear coupling rate-equations has been established to describe a CW self-frequency-doubling NYAB laser. Using these equations, the characteristics of the LD-pumped NYAB CW laser operating at 1.06 μm and 0.53 μm are studied by computer calculation. The influences of the spatial distribution of pump beam and laser beam, the optimum length of crystal and the optimum transmission of output mirror on laser output power have been discussed. Some design criteria for experiments.

Key words self-frequency-doubling, NYAB laser crystal, rate-equations.