

LD 泵浦 Nd : GdVO₄ 晶体 Cr⁴⁺ : YAG 被动调 Q 激光特性研究*

李桂秋 赵圣之 杨克建 李德春

(山东大学信息科学与工程学院, 济南 250100)

摘 要 考虑腔内光子数密度的空间高斯分布以及晶体热效应的影响, 给出了 LD 泵浦 Nd : GdVO₄ 晶体 Cr⁴⁺ : YAG 被动调 Q 1.06 μm 激光的耦合速率方程组. 数值求解该方程组获得了输出激光的脉冲宽度、重复率、峰值功率以及单脉冲能量随泵浦功率的变化特性, 其理论值与实验结果相符.

关键词 空间分布; 热效应; LD 泵浦; 被动调 Q; 数值解

中图分类号 TN24 **文献标识码** A

0 引言

Nd : GdVO₄ 晶体自 1992 年被 Zagumennyi 等人首次报道以来, 近几年已引起了人们的广泛关注. 与 Nd : YVO₄ 晶体相比, 它有较强的吸收系数、较大的发射截面和在 <110> 方向较高的热导率, 使其成为适合 LD 泵浦的非常有效的激活介质. 在过去的几年中, 人们已对 LD 泵浦的 Nd : GdVO₄ 晶体调 Q 激光进行了一定的研究^[1~7].

速率方程理论是分析调 Q 激光性能的基本理论. 在对 LD 泵浦的 Nd : GdVO₄ 晶体调 Q 激光进行的相关报道中, 速率方程均采用了平面波近似, 即假定泵浦光分布、腔内光子数密度分布及饱和吸收体的恢复都是均匀的. 而对于 LD 泵浦的调 Q 激光, 这些假定显然过于简单化, 并使对调 Q 激光输出脉冲特性特别是脉宽的理论计算值与实验结果偏差较大^[3]. 当在速率方程中考虑腔内光子数密度的空间高斯分布时, 理论计算值比平面波近似时更接近实验结果^[8,9]. 因此欲对 LD 泵浦的 Nd : GdVO₄ 晶体调 Q 激光进行较为精确的理论分析, 必须在速率方程中考虑泵浦光和腔内光子数密度的空间分布.

从理论和实验上分别对 LD 泵浦的 Cr⁴⁺ : YAG 被动调 Q Nd : GdVO₄ 激光进行了研究. 考虑泵浦光强和振荡光强的空间高斯分布及晶体热效应的影响, 给出了 LD 泵浦 Nd : GdVO₄ 晶体 Cr⁴⁺ : YAG 被动调 Q 激光的耦合速率方程组, 数值求解该方程组得到的理论结果与实验中测得的被动调 Q 激光输出脉冲的脉宽、重复率、峰值功率以及单脉冲能量相符.

1 理论分析

1.1 晶体热效应引起的衍射损耗

引入速率方程前, 我们先分析一下晶体热效应引起的衍射损耗. 由于在激活介质内温度场分布不均匀, 导致了光通过激活介质的相位差不均匀, 相位差以抛物线型分布, 这样使得激活介质产生薄透镜效应, 其焦距为^[10]

$$f_T = \frac{2\pi K_c}{dn/dT + \alpha_T n} \frac{\omega_p^2}{\xi P_{in} \eta} = \beta \frac{\omega_p^2}{P_{in} \eta} \quad (1)$$

式中 K_c 为晶体的热导率, dn/dT 为晶体的热色散系数, α_T 为晶体的热膨胀系数, n 为激活介质的折射率, ξ 为热负荷比, 即晶体吸收的泵浦能量转换为热能量的比例, P_{in} 为晶体端面处的泵浦功率, ω_p 为泵浦光在晶体中的有效泵浦光束半径, $\eta = 1 - \exp(-\alpha l)$ 是长度为 l 、吸收系数为 α 的晶体的吸收率. 对于 a 切割的 Nd : GdVO₄ 晶体: $K_c = 11.7 \times 10^{-3} \text{ Wmm}^{-1} \text{ K}^{-1}$, $dn/dT = 4.7 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, $\alpha_T = 3.5 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, $\xi = 0.24$

由象差的衍射理论可知, 晶体热效应引起的衍射损耗为^[10]

$$\delta_T = 1 - \left| \frac{\int_0^{r_b} \exp[i\Delta\varphi(r)] \exp(-2r^2/\omega_l^2) r dr}{\int_0^{r_b} \exp(-2r^2/\omega_l^2) r dr} \right|^2 \quad (2)$$

式中 $\Delta\varphi(r)$ 为晶体中心到边缘的剩余象差, 且有

$$\Delta\varphi(r) = \frac{\pi\eta P_{in}}{\beta\lambda} \left\{ \begin{array}{l} 1 + \ln(r_b^2/\omega_p^2) \quad (r^2 \leq \omega_p^2) \\ r^2/\omega_p^2 + \ln(r_b^2/r^2) \quad (r^2 \geq \omega_p^2) \end{array} \right\} \quad (3)$$

r_b 为晶体的有效半径尺寸, r 表示空间某点到激光器纵向轴的距离, λ 为振荡光的波长, ω_l 为振荡光的模式半径, 可以由 ABCD 矩阵理论求得^[11]. 由以上分析可知, 热效应引起的衍射损耗 δ_T 是 P_{in} 的函数, 随着输入泵浦功率的不同, δ_T 将发生变化.

1.2 速率方程

如果激光器工作在基横模状态, 腔内光子数密

*山东省科技发展计划(013060102)、教育部博士点基金资助项目

Tel: 0531-8361581 Email: gquili@sdu.edu.cn

收稿日期: 2004-05-10

度 $\varphi(r, t)$ 可以写为

$$\varphi(r, t) = \varphi(0, t) \exp(-2r^2/\omega_l^2) \quad (4)$$

式中 r 表示空间某点到激光器纵向轴的距离, t 为时间, $\varphi(0, t)$ 为激光器纵向轴上的光子数密度.

在这里除了考虑增益介质反转粒子数密度及饱和吸收体的基态粒子数密度的空间分布外, 为保证 $\varphi(r, t)$ 始终为高斯形式, 还应对 $\varphi(r, t)$ 随时间 t 变化的微分方程在光束横截面对面积积分, 可得到速率方程^[12~14]

$$\int_0^\infty \frac{d\varphi(r, t)}{dt} 2\pi r dr = \int_0^\infty \frac{\varphi(r, t)}{t_r} \{ 2\sigma n(r, t) l - 2\sigma_g n_{s1}(r, t) l_s - 2\sigma_e [n_{s0} - n_{s1}(r, t)] l_s - \ln\left(\frac{1}{R}\right) - \delta_T - L \} 2\pi r dr \quad (5)$$

$$\frac{dn(r, t)}{dt} = R_{in}(r) - \sigma c n(r, t) \varphi(r, t) - \frac{n(r, t)}{\tau} \quad (6)$$

$$\frac{dn_{s1}(r, t)}{dt} = \frac{(n_{s0} - n_{s1}(r, t))}{\tau_s} - \sigma_g n_{s1}(r, t) c \varphi(r, t) \quad (7)$$

式中 $t_r = 2[n_1 l + n_2 l_s + (L_c - l - l_s)]/c$ 是腔内光子往返时间, n_1 、 n_2 分别表示 Nd : GdVO₄ 和 Cr⁴⁺ : YAG 的折射率, l 为 Nd : GdVO₄ 晶体的长度, l_s 为 Cr⁴⁺ : YAG 的厚度, L_c 表示谐振腔长度, c 是光速, R 为输出镜反射率, $n(r, t)$ 是激活介质中的反转粒子数密度, $n_{s1}(r, t)$ 、 n_{s0} 分别为饱和吸收体基态和总的粒子数密度, L 为腔内损耗, σ 是激活介质的受激发射截面, σ_g 、 σ_e 分别是饱和吸收体的基态、激发态吸收截面, τ 为激活介质的受激辐射寿命, τ_s 为 Cr⁴⁺ : YAG 的激发态寿命. $R_{in}(r) = P_{in}[1 - \exp(-\alpha l)] \exp(-2r^2/\omega_p^2)/h\nu_p \pi\omega_p^2 l$ 为泵浦速率, $h\nu_p$ 为泵浦光的光子能量.

将式(4)代入式(6)、(7), 解微分方程得

$$n(r, t) = \exp\left[-\frac{t}{\tau} - \sigma c \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_l^2}\right) \int_0^t \varphi(0, t) dt\right] \cdot \left[R_{in}(r) \int_0^t \exp\left(\frac{t}{\tau} + \sigma c \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_l^2}\right) \int_0^t \varphi(0, t) dt\right) dt + c_1 \right] \quad (8)$$

$$n_{s1}(r, t) = \exp\left[-\frac{t}{\tau_s} - \sigma_g c \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_l^2}\right) \int_0^t \varphi(0, t) dt\right] \cdot \left[\frac{n_{s0}}{\tau_s} \int_0^t \exp\left(\frac{t}{\tau_s} + \sigma_g c \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_l^2}\right) \int_0^t \varphi(0, t) dt\right) dt + c_2 \right] \quad (9)$$

式中 $c_1 = n(r, 0)$ 为初始反转粒子数密度, $n(r, 0)$ 的空间分布由泵浦决定, 对 LD 泵浦的被动调 Q 激光有

$$n(r, 0) = n(0, 0) \exp(-2r^2/\omega_p^2) \quad (10)$$

$n(0, 0)$ 为激光器轴上初始反转粒子数密度.

而 $c_2 = n_{s1}(r, 0)$, 当 $t=0$ 时饱和吸收体基态粒

子数密度等于总粒子数密度, 即

$$n_{s1}(r, 0) = n_{s0} \quad (11)$$

将式(4)、(8)、(9)代入式(5)可得

$$\begin{aligned} \frac{d\varphi(0, t)}{dt} = & \frac{\varphi(0, t)}{\omega_l^2 t_r} \int_0^\infty \{ 2\sigma l \exp\left[-\frac{t}{\tau} - \sigma c \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_l^2}\right) \cdot \right. \\ & \int_0^t \varphi(0, t) dt \} [R_{in}(r) \int_0^t \exp\left(\frac{t}{\tau} + \sigma c \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_l^2}\right) \cdot \right. \\ & \left. \left. \int_0^t \varphi(0, t) dt\right) dt + n(0, 0) \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_p^2}\right) \right] - 2(\sigma_g - \sigma_e) l_s \cdot \\ & \exp\left[-\frac{t}{\tau_s} - \sigma_g c \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_l^2}\right) \int_0^t \varphi(0, t) dt\right] \left[\frac{n_{s0}}{\tau_s} \cdot \right. \\ & \left. \int_0^t \exp\left(\frac{t}{\tau_s} + \sigma_g c \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_l^2}\right) \int_0^t \varphi(0, t) dt\right) dt + \right. \\ & \left. n_{s0} \right] - 2\sigma_e l_s n_{s0} - \ln\left(\frac{1}{R}\right) - \delta_T - L \} 4r dr \quad (12) \end{aligned}$$

令式(12)等于 0, 可得激光器轴上的初始反转粒子数密度 $n(0, 0)$

$$n(0, 0) = \frac{[\ln\left(\frac{1}{R}\right) + \ln\left(\frac{1}{T_0}\right) + \delta_T + L]}{2\sigma l} \left(1 + \frac{\omega_l^2}{\omega_p^2}\right) \quad (13)$$

式中 $T_0 = \exp(-\sigma_g n_{s0} l_s)$ 为饱和吸收体小信号透过率.

利用表 1 中的数据, 数值求解式(12)可以从理论上得到 Cr⁴⁺ : YAG 被动调 Q Nd : GdVO₄ 激光输出脉冲的宽度和重复率. 单脉冲能量 E 和峰值功率 P 可表示为^[12]

$$E = \frac{\pi\omega_l^2 h\nu}{4\sigma} \ln\left(\frac{1}{R}\right) \varphi_{int} \quad (14)$$

$$P = \frac{\pi\omega_l^2 h\nu}{4\sigma t_r} \left[\ln\left(\frac{1}{R}\right) + \ln\left(\frac{1}{T_0}\right) + L \right] \ln\left(\frac{1}{R}\right) \varphi_m \quad (15)$$

式中 $h\nu$ 是振荡光的光子能量, φ_{int} 是 $\varphi(0, t)$ 从单脉冲的起始时间 t_1 到终止时间 t_2 对 t 的积分, φ_m 是 $\varphi(0, t)$ 的最大值.

表 1 理论计算相关的参数值

σ	$7.6 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$	n_1	2.19
σ_g	$4.3 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$	n_2	1.81
σ_e	$8.2 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$	l	0.5 cm
n_{s0}	$2.0 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$	ω_p	0.33 mm
τ	90 μs	L	0.08
τ_s	3.2 μs	α	5.49 cm^{-1}
L_c	8.5 cm	R	85%
ω_l	0.2 mm		

表内数值取自文献[3]和[13]

2 实验与讨论

实验采用平凹腔结构, 如图 1. 泵浦源激光器选用带光纤耦合的半导体激光器 (FAP-I system Coherent Inc. U. S. A). 腔镜 M_1 的曲率半径为 150 mm, 镀 808 nm 的高透膜、1064 nm 的高反膜.

输出镜 M_2 是 1064 nm 反射率为 85% 的平面镜. 激光工作物质是 $4 \times 4 \times 5 \text{ mm}^3$ 、掺杂浓度为 1.0% 的 Nd:GdVO₄ 晶体, 晶体一端镀 808 nm 和 1064 nm 增透膜, 另一端镀 1064 nm 高透膜. Nd:GdVO₄ 晶体用锡箔包紧置于紫铜块中通过水循环和温控半导体致冷片致冷, 温度控制在 20°C. Cr⁴⁺:YAG 小信号透过率分别为 0.91 和 0.87.

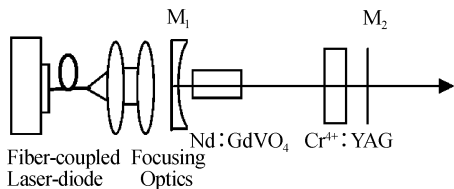


图 1 实验装置示意图

Fig. 1 Experimental setup

采用 LPE-1B 型功率计(中科院物理研究所)测量脉冲平均输出功率 P_{av} , 结果如图 2. 采用 TED620B 存储示波器(Tektronix Inc. U. S. A)测量激光脉冲宽度 t_p 、重复率 F , 结果如图 3、图 4 中的点所示. 由脉宽和重复率实验值, 利用公式 $E = P_{av}/F$ 和 $P = E/t_p$, 便可以计算出输出激光脉冲的单脉冲能量 E 和峰值功率 P , 如图 5、图 6 中的点所示. 图 3~图 6 中实线分别给出了输出激光脉冲的脉冲宽度、重复率、单脉冲能量和峰值功率的理论计算结果. 可以看出, 理论模拟结果与实验结果吻合较好. 图 3 和图 6 表明随泵浦功率的增加, 输出激光脉冲的峰值功率增加, 而脉冲宽度变窄. 在泵浦

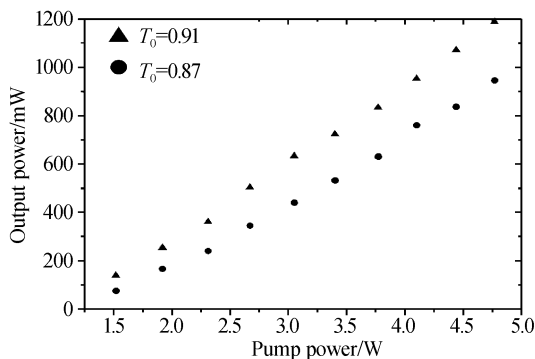


图 2 平均输出功率与泵浦功率的关系

Fig. 2 Average output power versus pumping power

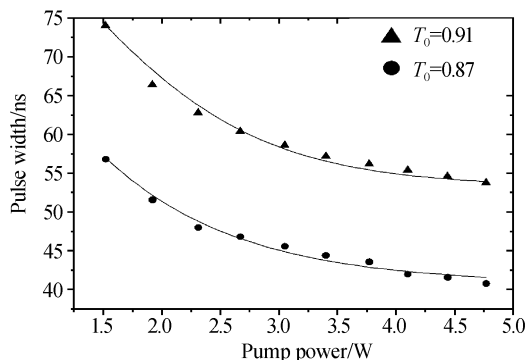


图 3 脉冲宽度与泵浦功率的关系

Fig. 3 Pulse width versus pumping power

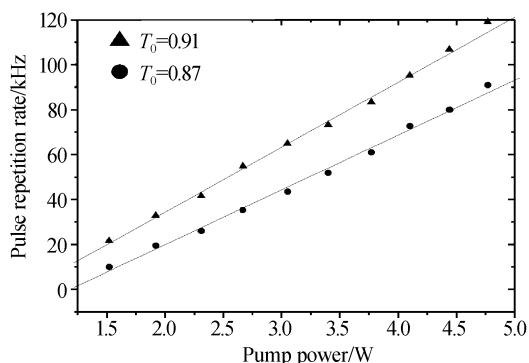


图 4 脉冲重复率与泵浦功率的关系

Fig. 4 Pulse repetition rate versus pumping power

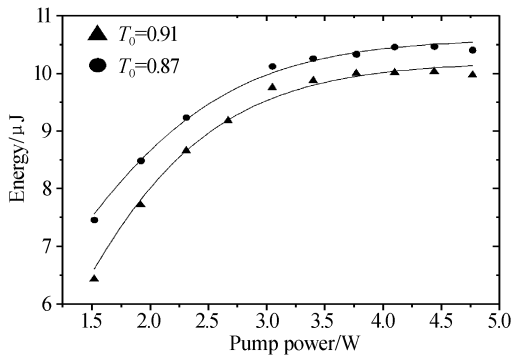


图 5 单脉冲能量与泵浦功率的关系

Fig. 5 Single-pulse energy versus pumping power

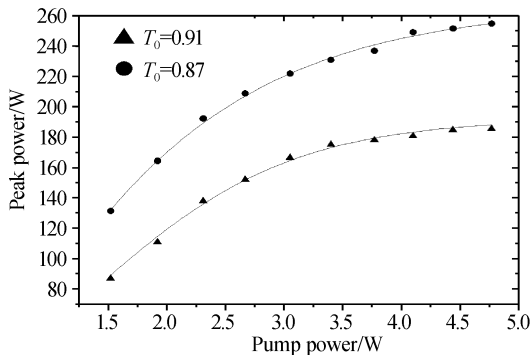


图 6 脉冲峰值功率与泵浦功率的关系

Fig. 6 Pulse peak power versus pumping power

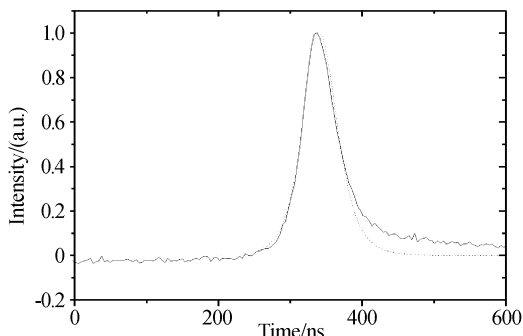


图 7 Cr⁴⁺:YAG 小信号透过率为 0.91 时的脉冲波形

Fig. 7 Temporal profile of single pulse with Cr⁴⁺:YAG $T_0 = 0.91$

功率一定时, 随 Cr⁴⁺:YAG 小信号透过率的增加, 输出激光脉冲的宽度增加, 而峰值功率下降. 因此若利用 Cr⁴⁺:YAG 饱和吸收体获得窄脉宽、高峰值功率的激光脉冲, 所选择的 Cr⁴⁺:YAG 小信号透过率要小. 当 Cr⁴⁺:YAG 小信号透过率为 $T_0 =$

0.91, 泵浦功率为 3.4 W 时, 实验获得脉宽为 56.2 ns, 重复率为 73.2 kHz, 峰值功率为 175 W 的输出脉冲, 脉冲波形如图 7 中的实线所示. 理论计算得到的输出脉冲宽度为 56.4 ns、重复率为 72 kHz, 峰值功率为 173 W, 脉冲波形如图 7 中虚线所示. 从图中可以看出, 理论计算的波形和实验记录的波形符合得很好.

3 结论

本文在考虑泵浦光强、腔内振荡光强的空间高斯分布以及激光晶体热效应引起的热损耗的基础上, 给出了 Cr⁴⁺ : YAG 被动调 Q Nd : GdVO₄ 晶体耦合速率方程组, 数值求解输出激光特性的理论结果与实验值相符.

参考文献

- Liu J H, Yu X Q, Xu X G, *et al.* Diode-laser-array end-pumped actively Q-switched Nd : GdVO₄ laser at 1.06 μm formed with a flat-flat resonator. *Jpn J Appl Phys*, 2000, **39**(10A):978~980
- Li C, Song J, Shen D, *et al.* Diode-pumped passively Q-switched Nd : GdVO₄ lasers operating at 1.06 μm wavelength. *Appl Phys B*, 2000, **70**(4):471~474
- Liu J H, Wang C Q, Du C L, *et al.* High-power actively Q-switched Nd : GdVO₄ laser end-pumped by a fiber-coupled diode-laser-array. *Opt Commun*, 2001, **188**(1-4):155~162
- Liu J H, Ozygus B, Yang S H, *et al.* Efficient passive Q-switching operation of a diode-pumped Nd : GdVO₄ laser with a Cr⁴⁺ : YAG saturable absorber. *J Opt Soc Am B*, 2003, **20**(4):652~661
- Hou X Y, Li Y F, Sun Y M, *et al.* LD pumped Nd : GdVO₄/KTP intracavity-frequency-doubling laser. *Acta Photonica Sinica*, 2004, **33**(1):11~14
- 孙渝明, 侯学元, 李宇飞. LD 泵浦的声光调 Q 高重复率 Nd : GdVO₄ 激光器. 光子学报, 2004, **33**(6):645~647
- Sun Y M, Hou X Y, Li Y F. *Acta Photonica Sinica*, 2004, **33**(6):645~647
- 杜晨林, 阮双琛, 于永芹, 等. LD 泵浦 Nd : GdVO₄/GaAs 被动调 Q 激光器研究. 光子学报, 2004, **33**(7):774~776
- Du C L, Ruan S C, Yu Y Q, *et al.* *Acta Photonica Sinica*, 2004, **33**(7):774~776
- 张其第, 王青圃, 张行愚, 等. 考虑腔内光强高斯分布时调 Q 激光器的速率方程及其解. 激光杂志, 2000, **21**(6):25~27
- Zhang Q D, Wang Q P, Zhang X Y, *et al.* *Laser Journal*, 2000, **21**(6):25~27
- 张行愚, 赵圣之, 王青圃. 腔内光强空间分布对被动调 Q 激光器速率方程解的影响. 光子学报, 1999, **28**(7):651~653
- Zhang X Y, Zhao S Z, Wang Q P. *Acta Photonica Sinica*, 1999, **28**(7):651~653
- 郑加安, 赵圣之, 王青圃, 等. 晶体热效应对 LD 端面泵浦固体激光器优化设计的影响. 光子学报, 2001, **30**(6):724~729
- Zheng J A, Zhao S Z, Wang Q P, *et al.* *Acta Photonica Sinica*, 2001, **30**(6):724~729
- 王青圃, 张行愚, 赵圣之. 激光物理学. 济南: 山东大学出版社, 1993
- Wang Q P, Zhang X Y, Zhao S Z. *Laser Physics*. Jinan: Shandong University Press, 1993
- Zhang X Y, Zhao S Z, Wang Q P, *et al.* Modeling of passively Q-switched lasers. *J Opt Soc Am B*, 2000, **17**(7):1166~1175
- Zheng J A, Zhao S Z, Wang Q P, *et al.* Laser-diode end-pumped passively Q-switched Nd : YVO₄ with Cr⁴⁺ : YAG saturable absorber. *Opt Eng*, 2002, **41**(9):2271~2275
- 杨克建, 赵圣之, 赵宏明, 等. LD 泵浦 Nd : YVO₄ 晶体 GaAs 被动调 Q 激光理论和实验研究. 光子学报, 2005, **34**(2):169~172
- Yang K J, Zhao S Z, Zhao H M, *et al.* *Acta Photonica Sinica*, 2005, **34**(2):169~172

Study of a Laser-diode-pumped Passively Q-switched Nd : GdVO₄ Laser with Cr⁴⁺ : YAG Saturable Absorber

Li Guiqiu, Zhao Shengzhi, Yang Kejian, Li Dechun

School of Information Science and Engineering, Shandong University, Jinan 250100

Received date: 2004-05-10

Abstract By considering the Gaussian spatial distribution of the intracavity photon density and the thermal effect in the gain medium, the coupled rate equations of a LD-pumped passively Q-switched Nd : GdVO₄ laser at 1.06 μm with Cr⁴⁺ : YAG are given. The theoretical pulse width, pulse repetition rate, single-pulse energy, and peak power of the laser are obtained by numerically solving the rate equations. The theoretical calculations agree with the experimental results.

Keywords Spatial distribution; Thermal effect; LD-pumped; Passively Q-switched; Numerical solutions



Li Guiqiu was born in 1965, in Jinan, Shandong Province. She received her B. S. degree in optical instrument from Zhejiang University in 1988. She received her M. S. degree in optics in 1991 from Institute of Optical and Electrical Technology, Chinese Academy of Science. She is an associate professor with School of Information Science and Engineering, Shandong University. Her research interests include nonlinear optics and laser technology.