

# LD 泵浦 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体 GaAs 被动调 Q 激光 理论和实验研究\*

杨克建 赵圣之 赵宏明 李桂秋

(山东大学信息科学与工程学院, 山东 济南 250100)

**摘 要** 考虑 LD 泵浦光强和腔内振荡光强的空间高斯分布以及晶体热效应的影响, 给出了 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体 GaAs 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平均输出功率、脉冲宽度、重复率随泵浦功率的变化特性, 所得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

自 T. T. Kajava<sup>[1]</sup> 等发现半导体材料 GaAs 具有被动调 Q 的特性以来, 人们对 GaAs 的被动调 Q 特性作了广泛的研究<sup>[2-5]</sup>. 文献[2]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, 利用平面波近似下的速率方程对 LD 泵浦 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体 GaAs 被动调 Q 激光作了理论计算, 但是对于 LD 泵浦的被动调 Q 激光, 这些假定显然过于简单化. 本文从理论和实验上分别对 LD 泵浦的 GaAs 被动调 Q Nd:YVO<sub>4</sub> 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、激活介质激发态寿命及晶体热效应的影响, 给出了 LD 泵浦 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体 GaAs 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、重复率及平均输出功率相符。

## 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<sup>[6]</sup>

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

式中  $K_c$  为晶体的热导率,  $dn/dT$  为晶体的热色散系数,  $\alpha_T$  为晶体的热膨胀系数,  $\xi$  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,  $\bar{\omega}_p$  为泵浦光在晶体中的有效泵浦光束半径,  $\eta = 1 - e^{-a}$  为吸收系数为  $\alpha$  的晶体吸收率. 对于  $a$  切割的 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体,  $K_c = 5.23 \times 10^{-3} \text{ Wmm}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ,  $\xi = 0.24$ ,  $\alpha_T = 4.43 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ ,  $dn/dT = 3 \times 10^{-8} \text{ K}^{-1}$ .

由象差的衍射理论可知, 晶体热效应引起的衍射损耗为<sup>[6]</sup>

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

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

$$\Delta\varphi(r) = \frac{\pi\eta P_{in}}{\beta\lambda} \begin{cases} 1 + \ln(r_b^2/\bar{\omega}_p^2) & (r^2 \leq \bar{\omega}_p^2) \\ r^2/\bar{\omega}_p^2 + \ln(r_b^2/r^2) & (r^2 \geq \bar{\omega}_p^2) \end{cases} \quad (3)$$

$r_b$  为晶体的有效半径尺寸,  $\omega_l$  为振荡光的模式半径, 可以由 ABCD 矩阵理论求得<sup>[7]</sup>. 由以上分析可知, 热效应引起的衍射损耗  $\delta_T$  是  $P_{in}$  的函数, 输入泵浦功率不同,  $\delta_T$  将发生变化。

### 1.2 速率方程

对光纤耦合输出的泵浦光, 若以有效泵浦光束半径  $\bar{\omega}_p$  代替空间各处的泵浦光束半径, 则泵浦光空间分布  $r_p(r, z)$  可以写为<sup>[8]</sup>

$$r_p(r, z) = \begin{cases} \frac{2\alpha}{\pi\bar{\omega}_p^2\eta_a} \exp(-\alpha z) \exp\left(-\frac{2r^2}{\bar{\omega}_p^2}\right) & (r \leq \bar{\omega}_p) \\ 0 & (r \geq \bar{\omega}_p) \end{cases} \quad (4)$$

$\eta_a$  为泵浦能量的有效吸收率.

假定  $r_p(r, z)$  沿纵向均匀分布, 则有

$$r_p(r) = \frac{1}{l} \int_0^l r_p(r, z) dz = \frac{2[1 - \exp(-\alpha l)] \exp(-2r^2/\bar{\omega}_p^2)}{\pi\bar{\omega}_p^2\eta_a l} \quad (5)$$

如果激光器工作在基横模状态, 腔内光子数密度  $\varphi(r, t)$  可以写为

\*山东省科技发展计划项目(013060102)资助  
Tel:0531-8364509 Email:k.j.yang@sdu.edu.cn  
收稿日期:2003-12-22

$$\varphi(r, t) = \varphi(0, t) \exp(-2r^2/\omega_i^2) \quad (6)$$

其中  $r$  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. 为保证  $\varphi(r, t)$  始终为高斯形式, 我们对  $\varphi(r, t)$  随时间  $t$  变化的微分方程在光束横截面内对面积积分<sup>[9]</sup>.

根据 GaAs 的调  $Q$  机理<sup>[10]</sup>, 考虑 GaAs 内部单光子及双光子吸收, 对平面波近似下 GaAs 被动调  $Q$  速率方程<sup>[2,8]</sup>修正后, 可得到速率方程

$$\int_0^\infty \frac{d\varphi(r, t)}{dt} 2\pi r dr = \int_0^\infty \frac{\varphi(r, t)}{t_r} \{ 2\sigma n(r, t) l - 2\sigma^+ n^+(r, t) d - 2\sigma^0 [n_0 - n^+(r, t)] d - B\varphi(r, t) d - \ln\left(\frac{1}{R}\right) - \delta_T - L \} 2\pi r dr \quad (7)$$

$$\frac{dn(r, t)}{dt} = R_{in} r_p(r) - 2\sigma c n(r, t) \varphi(r, t) - \frac{n(r, t)}{\tau} \quad (8)$$

$$\frac{dn^+(r, t)}{dt} = \frac{2\varphi(r, t) d}{t_r} [ \sigma^0 (n_0 - n^+(r, t)) - \sigma^+ n^+(r, t) ] \quad (9)$$

其中  $R_{in} = P_{in} \eta_a / h\nu_p$  为泵浦速率,  $h\nu_p$  为泵浦光的光子能量,  $t_r = L_1/c$  是腔内光子往返时间,  $L_1 = n_1 l + n_2 d + (L_c - l - d)$  表示激光腔的光学长度,  $n_1, n_2$  分别表示 Nd:YVO<sub>4</sub> 和 GaAs 的折射率,  $l$  为 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体的长度,  $d$  为 GaAs 的厚度,  $L_c$  表示谐振腔长度,  $c$  为光速,  $R$  为输出镜反射率,  $n(r, t)$  是激活介质中的反转粒子数密度,  $n_0$  为 GaAs 饱和吸收体深能级 EL2 上总的粒子数密度,  $n^+(r, t)$  为带正电的 EL2<sup>+</sup> 的粒子数密度,  $\sigma$  是激活介质的受激发射截面,  $\sigma^0, \sigma^+$  分别为 EL2、EL2<sup>+</sup> 的受激发射截面,  $\tau$  为激活介质的受激辐射寿命,  $L$  为腔内损耗.  $B$  为 GaAs 双光子吸收的耦合系数, 可表示为<sup>[11]</sup>

$$B = 6\beta h\nu c (\omega_0/\omega_q)^2 \quad (10)$$

其中,  $\beta$  为双光子吸收系数,  $\omega_0, \omega_q$  分别为激光束在激活介质和 GaAs 薄片上的光斑半径. 由于实验中泵浦功率不高, 腔内辐射光强不大, GaAs 内部双光子吸收不起主导作用, 因此我们假定  $\omega_0, \omega_q$  均不随泵浦功率变化而变化.

将式(5)、(6)代入式(8)、(9), 解微分方程得

$$n(r, t) = \exp \left[ -\frac{t}{\tau} - 2\sigma c \exp \left( -\frac{2r^2}{\omega_i^2} \right) \int_0^t \varphi(0, t) dt \right] [ R_{in} r_p(r) \int_0^t \exp(t/\tau + 2\sigma c \exp \left( -\frac{2r^2}{\omega_i^2} \right) \int_0^t \varphi(0, t) dt) dt + c_1 ] \quad (11)$$

$$n^+(r, t) = \exp \left[ -\frac{2d}{t_r} (\sigma^0 + \sigma^+) \exp \left( -\frac{2r^2}{\omega_i^2} \right) \int_0^t \varphi(0, t) dt \right] \left\{ \frac{2\sigma^0 n_0 d}{t_r} \exp \left( -\frac{2r^2}{\omega_i^2} \right) \int_0^t \varphi(0, t) \cdot \right.$$

$$\left. \exp \left[ \frac{2d}{t_r} (\sigma^0 + \sigma^+) \exp \left( -\frac{2r^2}{\omega_i^2} \right) \int_0^t \varphi(0, t) dt \right] dt + c_2 \right\} \quad (12)$$

其中  $c_1 = n(r, t)$ , 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

$$n(r, 0) = n(0, 0) \exp(-2r^2/\omega_p^2) \quad (13)$$

$n(0, 0)$  为激光器轴上初始反转粒子数密度.

$c_2 = n^+$ , 为 EL2<sup>+</sup> 能级上的初始粒子数密度.

将式(6)、(11)及式(12)代入式(7)可得

$$\begin{aligned} \frac{d\varphi(0, t)}{dt} = & \frac{\varphi(0, t)}{\omega_i^2 t_r} \int_0^\infty \{ 2\sigma l \exp[-t/\tau - 2\sigma c \exp(-\frac{2r^2}{\omega_i^2}) \int_0^t \varphi(0, t) dt] [ R_{in} r_p(r) \int_0^t \exp(t/\tau) + \\ & 2\sigma c \exp(-\frac{2r^2}{\omega_i^2}) \int_0^t \varphi(0, t) dt) dt + n(0, 0) \cdot \\ & \exp(-\frac{2r^2}{\omega_p^2}) ] - 2(\sigma^+ - \sigma^0) d \exp[-2(\sigma^0 + \sigma^+) \cdot \\ & \frac{d}{t_r} \exp(-\frac{2r^2}{\omega_i^2}) \int_0^t \varphi(0, t) dt] [ \frac{2\sigma^0 n_0 d}{t_r} \exp(-\frac{2r^2}{\omega_i^2}) \cdot \\ & \int_0^t \varphi(0, t) \exp[\frac{2d}{t_r} (\sigma^0 + \sigma^+) \exp(-\frac{2r^2}{\omega_i^2}) \int_0^t \varphi(0, t) \cdot \\ & dt] dt + n^+ ] - B d \varphi(0, t) \exp(-\frac{2r^2}{\omega_i^2}) - 2\sigma^0 n_0 d - \\ & \ln\left(\frac{1}{R}\right) - \delta_T - L \} 2\pi r dr \quad (14) \end{aligned}$$

令式(14)等于0, 由于初始光子数密度很小, 我们忽略  $\varphi(0, 0)$  则可得初始反转粒子数密度  $n(0, 0)$

$$n(0, 0) = \frac{[\ln(1/R) + \ln(1/T_0^2) + \delta_T + L]}{2\sigma l} \cdot \left(1 + \frac{\omega_i^2}{\omega_p^2}\right) \quad (15)$$

式中,  $T_0 = \exp \{ -[\sigma^0 (n_0 - n^+) + \sigma^+ n^+] d \}$  为 GaAs 饱和吸收体的小信号透过率. 根据表1中的数据, 我们可以计算出实验中的 GaAs 饱和吸收体的小信号透过率  $T_0 = 93.9\%$ .

表1 速率方程组的相关参数

$n(0, 0)$	$(1 + \omega_i^2/\omega_p^2) [\ln(1/R) + \ln(1/T_0^2) + \delta_T + L]/2\sigma l$		
$\sigma$	$3.42 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$	$n_1$	2.183
$\sigma^0$	$1.0 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$	$n_2$	3.48
$\sigma^+$	$2.3 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$	1	0.5cm
$n_0$	$1.2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$	$d$	580 $\mu\text{m}$
$n^+$	$1.4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$	$\tau$	98 $\mu\text{s}$
$\omega_0$	252 $\mu\text{m}$	$\beta$	$2.6 \times 10^{-8} \text{ cmW}^{-1}$
$\omega_q$	156 $\mu\text{m}$	$L$	0.1
$\omega_p$	0.33mm	$\alpha$	5.32 $\text{cm}^{-1}$
$L_c$	8.0cm		

利用表1中的数据, 数值求解式(14)可以从理论上模拟输出镜反射率分别为85%和90%时, GaAs

被动调 Q Nd:YVO<sub>4</sub> 激光器的输出脉冲特性.

### 2 实验

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<sub>1</sub> 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<sub>2</sub> 为平面反射镜, 实验中用两块反射率分别为 90% 和 85% 的反射镜来研究 GaAs 被动调 Q 激光特性. 激光工作物质是 4 × 4 × 5 mm<sup>3</sup>、掺杂浓度为 1.0% 的 Nd:YVO<sub>4</sub> 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:YVO<sub>4</sub> 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℃. 采用 LPE - 1B 型功率计 (中科院物理研究所) 测量激光脉冲的平均输出功率, 如图 2. 采用 TED620B 存储示波器 (TeKtronix Inc. U. S. A) 测量激光脉冲脉宽、重复率等, 结果如图 3、图 4. 根据平均输出功率、脉宽和重复率的测量值, 利用公式  $E = P_{av}/F$  和  $P_{peak} = E/t_p$  便可以计算出输出激光脉冲的单脉冲能量和峰值功率, 分别如图 5、6 中的点所示. 其中,  $E$  为单脉冲能量,  $P_{av}$  为平均输出功率,  $F$  为重复率,  $t_p$  为脉冲宽度. 图 2 ~ 图 6 中实线分别给出了输出激光脉冲的平均输出功率、脉冲宽度、重复率、单脉冲能量以及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 2 ~ 图 6 表明随泵浦功率的增加, 输出激光脉冲的平均输出功率、重复率、单脉冲能量、峰值功率增加, 而由于 GaAs 在高功率密度下的快速饱和, 脉冲宽度变窄. 在泵浦功率一定时, 随着输出镜反射率的增加, 输出激光脉冲的脉冲宽度变窄. 因此要获得脉宽较窄的输出脉冲, 可以选择反射率高的输出镜. 当输出镜反射率为 90%, 抽运功率为 3.8 W 时, 计算得到输出脉冲脉宽为 17.8 ns, 重复率为 478.2 kHz, 单脉冲能量为 0.88 μJ, 峰值功率为 49.4 W, 得到的脉冲波形如图 7 虚线. 实验获得脉宽为 18.5 ns, 重复率为 476.2 kHz, 单脉冲能量为 0.842 μJ, 峰值功率为 45.5 W 的输出脉冲, 脉冲波形如图 7 中的实线所示. 从图中可以看出, 理论计算的波形和实验记录的波形符合的很好.

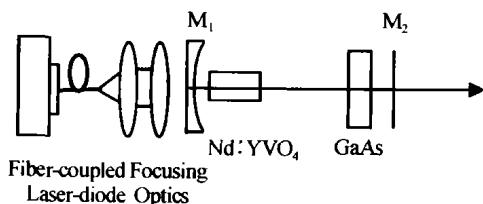


图 1 实验装置示意图  
Fig. 1 Schematic of experiment setup

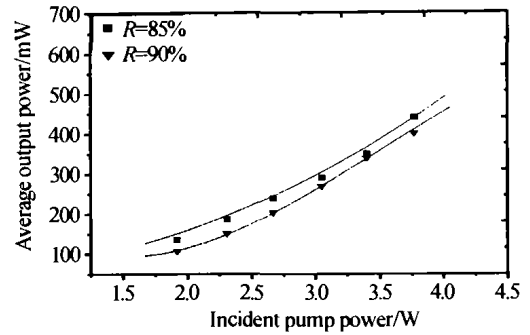


图 2 平均输出功率与泵浦功率的关系  
Fig. 2 Average output power versus pumping power

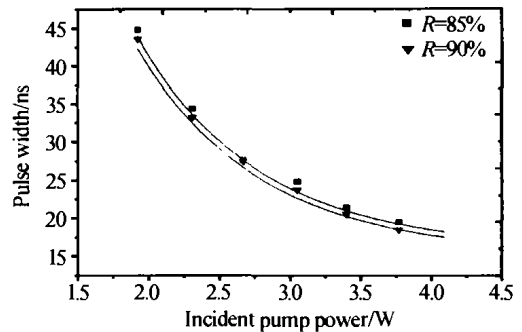


图 3 脉冲宽度与泵浦功率的关系  
Fig. 3 Pulse width versus pumping power

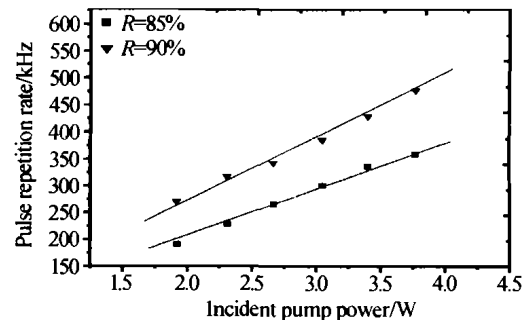


图 4 脉冲重复率与泵浦功率的关系  
Fig. 4 Pulse repetition rate versus pumping power

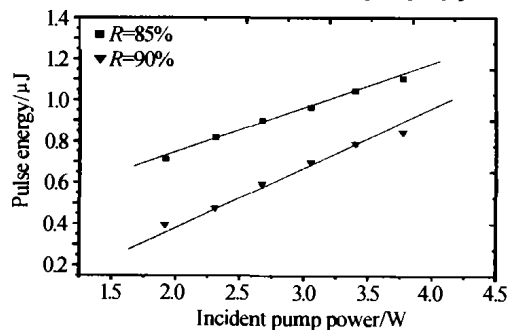


图 5 单脉冲能量与泵浦功率的关系  
Fig. 5 Pulse energy versus pumping power

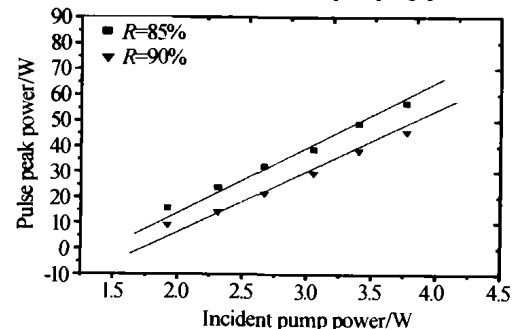


图 6 脉冲峰值功率与泵浦功率的关系  
Fig. 6 Pulse peak power versus pumping power

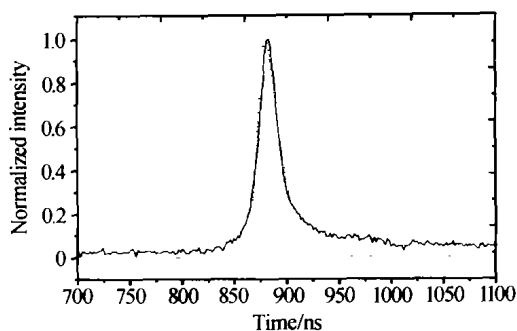


图7 输出镜反射率为90%时的脉冲波形

Fig. 7 Temporal profile of single-pulse with output mirror  $R = 90\%$

### 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腔模半径变化、热损耗的基础上,给出了 GaAs 被动调  $Q$  Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体耦合速率方程组,数值模拟输出激光特性的理论结果与实验值相符。

#### 参考文献

- 1 Kajava T T, Gaeta A L.  $Q$ -switching of a Nd:YAG laser with GaAs. *Opt Lett*, 1996, **21**(16): 1244 ~ 1246
- 2 Li P, Wang Q P, Zhang X Y, et al. Analysis of a diode-pumped Nd:YVO<sub>4</sub> laser passively  $Q$  switched with GaAs. *Opt Laser Tech*, 2001, (33): 383 ~ 387
- 3 Zhao S Z, Zhang X Y, Zheng J A, et al. Passively  $Q$ -switched self-frequency-doubling Nd<sup>3+</sup>:GdCa<sub>4</sub>O(BO<sub>3</sub>)<sub>3</sub> laser with GaAs saturable absorber. *Opt Eng*, 2002, **41**(3): 559 ~ 560
- 4 Chen L, Zhao S Z, Zhao H M. Passively  $Q$ -switching of a laser-diode-pumped intracavity-frequency-doubling Nd:NYW/KTP laser with GaAs saturable absorber. *Opt Laser Tech*, 2003, (35): 563 ~ 567
- 5 杜晨林,阮双琛,于永芹,等. LD 泵浦 NdGdVO<sub>4</sub>/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
- 6 郑加安,赵至之,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, **31**(6): 724 ~ 729  
Zheng J A, Zhao Z Z, Wang Q P, et al. *Acta Photonica Sinica*, 2001, **31**(6): 724 ~ 729
- 7 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
- 8 Taira T, Tulloch W M, Byer R L. Modeling of quasi-three-level lasers and operation of cw Yb:YAG lasers. *Appl Opt*, 1997, **36**(9): 1867 ~ 1874
- 9 Fan T Y, Byer R L. Diode laser-pumped solid-state lasers. *IEEE J Quantum Electron*, 1988, **24**(6): 895 ~ 912
- 10 李平,王青圃,张行愚,等. 激光二极管抽运的 Nd:YVO<sub>4</sub> GaAs 被动调  $Q$  激光器研究. 光学学报, 2002, **22**(3): 298 ~ 302  
Li P, Wang Q P, Zhang X Y, et al. *Acta Optica Sinica*, 2002, **22**(3): 298 ~ 302
- 11 Gu J H, Zhou F, Xie W J, et al. Passively  $Q$ -switching of a diode-pumped Nd:YAG laser with a GaAs output coupler. *Opt Commun*, 1999, (165): 245 ~ 249

## Theoretical and Experimental Study of a Laser-diode-pumped Passively $Q$ -switched Nd:YVO<sub>4</sub> Laser with GaAs Saturable Absorber

Yang Kejian, Zhao Shengzhi, Zhao Hongming, Li Guiqiu

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

Received date: 2003-12-22

**Abstract** By considering the Gaussian distribution of the pump beam and the thermal effect in the gain medium, the coupled rate equations of a LD-pumped passively  $Q$ -switched Nd:YVO<sub>4</sub> laser at 1.06  $\mu\text{m}$  with GaAs are given. The theoretical average output power, pulse width, pulse repetition of the laser are obtained by the numerical solution of the rate equations. The experimental results agree with the numerical solutions of the coupled rate equations.

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

**Yang Kejian** was born in Rizhao, Shandong Province, in January 1981. He graduated from School of Information Science and Engineering of Shandong University in 2002 and received the B. S degree. In the same year, he became a graduate student of the same department and directly worked toward Ph. D. degree. His research interests are the nonlinear optics and laser technologies.

