

# 高功率准连续掺钛蓝宝石激光器的 数值模拟和实验研究\*

胡国锋 倪文俊 陶世平 王泰立 李世忱

(天津大学精仪系, 天津 300072)

张 强 邓佩珍

(中国科学院上海光机所, 上海 201800)

**提要** 研制了一台用声光 Q 开关内腔倍频 Nd:YAG 激光泵浦的掺钛蓝宝石激光器, 其最大平均输出功率达 7.71 W。7.4 W 时的转换效率为 33%。通过数值模拟研究了该激光器的工作特性, 其结果与实验基本相符。

**关键词** 准连续, 掺钛蓝宝石, 声光 Q 开关

## 1 引 言

掺钛蓝宝石激光器是八十年代发展起来的一种新型可调谐激光器, 目前在近红外~可见波段被认为是最优秀的可调谐光源。自从 1982 年由 P. F. Moulton 首先研制成功以来, 由于其具有输出功率高、调谐范围宽、运转方式灵活、使用方便和运转可靠等优点, 这类激光器得到了迅速发展。高重复频率激光源泵浦的钛宝石激光器由于其有较高的平均输出功率和峰值功率, 在非线性光学和激光光谱学等方面有广泛的应用前景, 它还可应用于某些需要高速数据采样的过程中。

## 2 速率方程及其数值结果

对钛宝石晶体能级和光谱研究结果证实, 其能级可近似为四能级系统<sup>[1]</sup>, 故其速率方程可写成<sup>[2]</sup>

$$d\Phi/dt = (n_3 - n_2)v\sigma\Phi b/L - \Phi/\tau_R + W_s \quad (1)$$

$$dn_4/dt = W_p - n_4S_{43} \quad (2)$$

$$dn_3/dt = -(n_3 - n_2)v\sigma\Phi - n_3A_{32} + n_4S_{43} \quad (3)$$

$$dn_1/dt = n_2S_{21} - W_p \quad (4)$$

式中  $n_i (i = 1, 2, 3, 4)$  为相应能级上的粒子数密度,  $\Phi$  为腔内光子密度,  $\sigma$  为受激辐射截面,  $v$  为晶体中的光速,  $b$  为晶体长度,  $L$  为光学腔长,  $\tau_R$  为腔内光子寿命,  $W_s$  为由晶体的黑体辐射和激光上能级的自发辐射而进入激光模式中的光子密度,  $W_p$  为泵浦速率,  $S_{43}, S_{21}$  分别为对应能级

\* 国家 863 青年科学基金会资助项目。

收稿日期: 1994 年 10 月 27 日; 收到修改稿日期: 1994 年 11 月 25 日

上的非辐射跃迁几率,  $A_{32}$  为  $E_3 \rightarrow E_2$  能级的自发辐射几率, 它对应于激光上能级寿命  $\tau = 1/A_{32}$ 。对钛宝石晶体而言, 受激辐射产生于  $E_3 \rightarrow E_2$  能级间。由于声子弛豫过程造成的  $E_4 \rightarrow E_3$ ,  $E_2 \rightarrow E_1$  无辐射跃迁几率很大, 致使  $n_4 \approx n_2 \approx 0$ 。

设钛宝石晶体中的  $\text{Ti}^{3+}$  离子浓度为  $N_0$ , 将上述方程中的几个参量对  $N_0$  归一化:  $n = n_3/N_0$ ,  $\Psi = \Phi/N_0$ ,  $w_p = W_p/N_0$ ,  $w_s = W_s/N_0$ , 则方程(1)~(4)可简化为

$$d\Psi/dt = \sigma N_0 v n b \Psi / L - \Psi / \tau_R + w_s \quad (5)$$

$$dn/dt = w_p - n/\tau - n\sigma N_0 v \Psi \quad (6)$$

对高重复频率激光器, 一般以平均泵浦功率和输出功率为测量值。设泵浦光的平均功率为  $P_0$ , 重复频率为  $f$ , 为简单起见, 我们假定每个脉冲的时间分布是高斯型的, 且每个脉冲有相等的能量和相同的脉宽  $T_0$ , 则我们可得出  $t$  时刻的瞬时(对单个脉冲而言)泵浦功率

$$P(t) = 2P_0(\ln 2/\pi)^{1/2}/(fT_0)e^{-g(t)} \quad (7)$$

其中

$$g(t) = [2(\ln 2)^{1/2}t/T_0]^2 \quad (8)$$

设钛宝石晶体对泵浦光的吸收系数为  $a$ , 则泵浦速率为

$$W_p(t) = P(t)(1 - e^{-a})/(h\nu_p V_p) \quad (9)$$

式中  $a = \alpha b$ ,  $h$  为普朗克常数,  $\nu_p = c/\lambda_p$  为泵浦光频率( $\lambda_p$  为泵浦光波长),  $V_p = \pi b r^2$  为泵浦体积( $r$  为泵浦光斑半径)。至此, 结合(7)、(8)、(9)式, 我们可以对方程(5)、(6)进行数值求解。在求解的过程中, 我们所用到的参数如下,  $\sigma = 3.0 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ ,  $\tau = 3.2 \times 10^{-6} \text{ s}$ ,  $N_0 = 3.0 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\alpha_p = 0.9 \text{ cm}^{-1}$ ,  $v = c/n = 1.7 \times 10^8 \text{ m/s}$ ,  $b = 2.1 \text{ cm}$ ,  $L = 24 \text{ cm}$ ,  $\lambda_p = 532 \text{ nm}$ ,  $f = 6 \text{ kHz}$ ,  $T_0 = 150 \text{ ns}$ ,  $r = 0.2 \text{ mm}$ ,  $\tau_R = 10 \text{ ns}$ (当  $T = 16.0\%$  时, 其中  $T$  为钛宝石腔输出镜在  $790 \text{ nm}$  处的透过率)。

通过大量计算, 我们得到下列一些有用结果。

## 2.1 初始光子密度 $W_s$ 对输出延迟的影响

受激辐射的产生是由于由晶体的黑体辐射和激光上能级粒子自发辐射产生的光子进入激光模式引起的, 但实际上这个初始光子密度  $W_s$  是难以测量的, 因而在计算中通过改变  $W_s$  的大小分别计算输出脉冲的形成情况, 发现  $W_s$  的大小对输出脉冲的脉宽并无影响, 只影响输出脉冲相对于泵浦脉冲的延迟时间, 如图 1 所示, 纵轴表示归一化的相对幅度, 图中左边宽脉冲为高斯型分布的泵浦脉冲, 峰值在  $t = 0$  处, 右边五个窄脉冲为初始光子密度  $W_s$  分别取  $10^1$ ,  $10^0$ ,  $10^{-1}$ ,  $10^{-2}$ ,  $10^{-3}$  不同值时的输出脉冲。可以看出,  $W_s$  越小, 延迟时间越长。由于  $W_s$  有一定的随机性和偶然性, 因而就导致延迟时间的不规则变化, 这与我们实验中观察到延迟时间的随机变化性相一致。另外,  $W_s$  的初始值对输出脉冲的幅度也有一定的影响, 这与延迟时间的变化对反转粒子数的利用有关。

## 2.2 输出脉冲宽度和泵浦功率的关系

图 2 给出输出脉冲宽度随平均泵浦功率的变化关系, 纵轴表示归一化的相对幅度, 左边宽脉冲是泵浦功率分别为  $9 \text{ W}$ ,  $8 \text{ W}$ ,  $7 \text{ W}$ ,  $6 \text{ W}$  时的泵浦脉冲(泵浦脉冲宽度相同), 右边四个窄脉冲是与之相对应的输出脉冲。可见随着泵浦功率的增大, 脉宽变窄。当然, 实际影响脉冲宽度的是脉冲能量, 对于我们所用的准连续激光器, 若重复频率固定, 平均功率的大小也就反映了单脉冲能量的大小。我们在实验中也确实观察到泵浦光平均功率较高时的钛宝石激光输出脉冲宽度可以大于平均功率较低时的钛宝石激光输出脉冲宽度, 不过此时泵浦光的重复率在平均功率较高时比在平均功率较低时高得多, 这与计算结果相吻合。

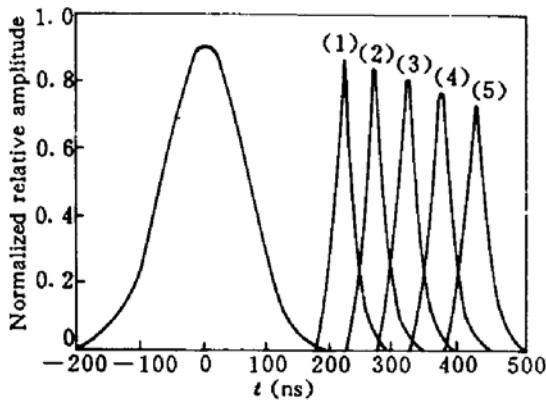


Fig. 1 Influence of the initial photon density on the output delay time, the widest curve is the pump pulse. Curves (1)~(5) are the output pulses while  $W_0$  takes the values (1)  $10^1$ ; (2)  $10^0$ ; (3)  $10^{-1}$ ; (4)  $10^{-2}$  and (5)  $10^{-3}$  respectively

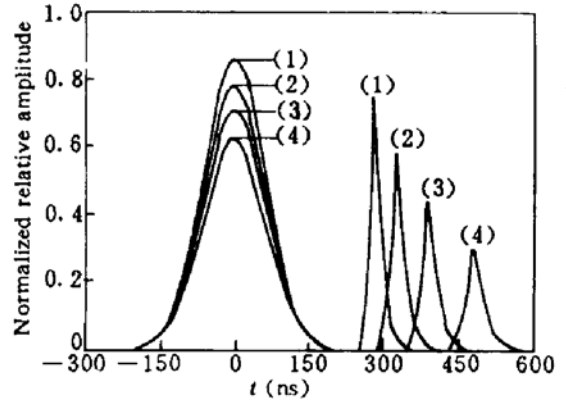


Fig. 2 Output pulse width vs. pump powers, the 4 curves on the left are pump pulses representing pump powers of (1) 9 W; (2) 8 W; (3) 7 W and (4) 6 W. The corresponding output pulses are on the right

### 2.3 输出脉冲的时间特性

图 3 是泵浦功率分别为 26 W, 24 W, 22 W, 20 W 时(泵浦脉冲宽度相同)的输出脉冲的变化情况,纵轴表示归一化的相对幅度。可看出,输出脉冲的前沿较陡,而后沿拖得较长,可见输出脉冲的时间分布不再象泵浦脉冲那样呈高斯分布。这是因为在较高的泵浦速率下,介质中的反转粒子数很快达到阈值并开始产生受激辐射,经一段时间后很快达到最大值,此后腔内光子密度以由腔内光子寿命  $\tau_r$  决定的速度衰减,这就造成了这种由激光泵浦的输出脉冲的时间分布特性。采用短腔可以改善前后沿速度。

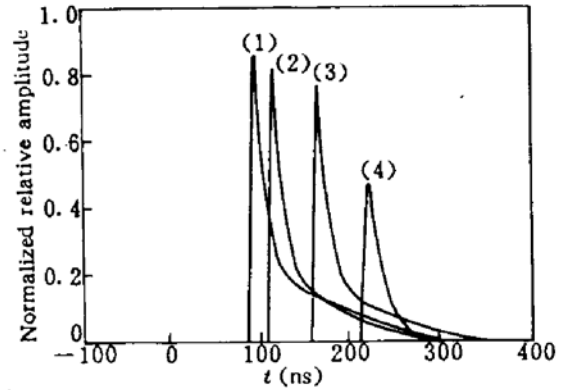


Fig. 3 Time evolution of the output pulse as the pump power decreases. The 4 curves are the output pulses for the pump power being (1) 26 W; (2) 24 W; (3) 22 W and (4) 20 W respectively

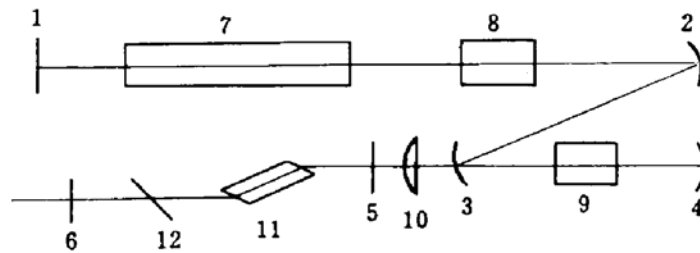


Fig. 4 Schematic of the experimental apparatus

1:  $M_1$  ( $1.06 \mu\text{m}/\text{HR}$ ); 2:  $M_2$  ( $1.06 \mu\text{m}/\text{HR}$ ); 3:  $M_3$  ( $1.06 \mu\text{m}/\text{HR}$  and  $0.53 \mu\text{m}/\text{HT}$ ); 4:  $M_4$  ( $1.06 \mu\text{m}/\text{HR}$  and  $0.53 \mu\text{m}/\text{HR}$ ); 5:  $M_5$  (with a reflective index  $> 98\%$  between  $740 \text{ nm}$  and  $860 \text{ nm}$ ); 6:  $M_6$  (output coupler); 7: Nd : YAG; 8: acousto-optic Q-switch; 9: KTP crystal; 10: lens ( $f = 110 \text{ mm}$ ); 11: Ti :  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ; 12: BF (birefringent filter)

### 3 实验结果

本实验所用的装置如图 4 所示,泵源为声光 Q 开关(天津声光技术研究所提供)内腔倍频 YAG 激光器,其工作频率为 1~12 kHz,  $0.532 \mu\text{m}$  输出可超过 30 W。这是一个新型内腔高效

激光器结构(将另文报道)。实验中之所以采用二镜直腔,是因为泵浦光是多模工作的,因而有较大的发散角,在用  $f = 110 \text{ mm}$  凸透镜聚焦后,其束腰处的光斑直径大约为  $0.5 \text{ mm}$ ,若用这种光斑去泵浦四镜折叠腔 Ti 宝石激光器,振荡光斑约  $50 \mu\text{m}$  左右,其利用率肯定很低<sup>[3]</sup>,故我们采用了有较大振荡光模体积的两镜直腔,使之与泵光光斑匹配,以提高泵浦效率。

由于钛宝石晶体在高温下工作将影响输出功率和转换效率,故在高功率泵浦下的钛宝石晶体需要有良好的冷却,在此我们选择了用半导体制冷器来冷却 Ti 宝石晶体,热平衡后,工作温度可较环境温度低  $20^\circ\text{C}$ ,从而保证钛宝石激光器高功率、高效率稳定运转。

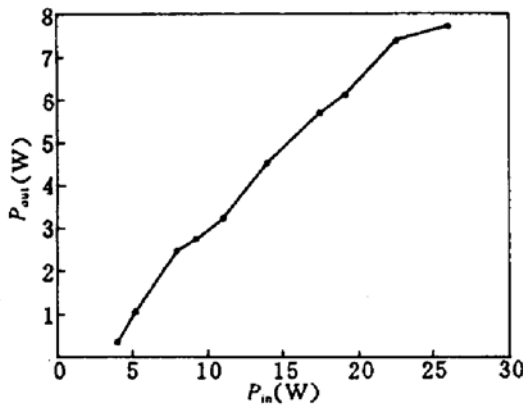


Fig. 5 Average output power of the titanium sapphire laser vs. the pump power

实验所用元件参数如下:Ti 晶体长  $21 \text{ mm}$ ,  $\alpha_s = 0.92 \text{ cm}^{-1}$ ,其  $FOM$  值为 300,上海光学精密机械研究所产品。输出镜  $M_6$  在  $790 \text{ nm}$  附近的透过率为  $14.0 \sim 20.0\%$ ,腔镜  $M_5$  对泵浦光高透,对工作波段的振荡光高反,测得在  $532 \text{ nm}$  处绿光的透过率为  $95\%$ ,在  $790 \text{ nm}$  附近反射率为大于  $98.0\%$ 。泵浦透镜的焦距为  $110 \text{ mm}$ 。图 5 给出了泵浦功率和输出功率的关系曲线,当泵浦功率为  $22.5 \text{ W}$  时,在自由运转情况下输出功率达  $7.4 \text{ W}$ ,转换效率为  $33\%$ ,斜率效率超过  $40\%$ 。鉴定测试的最大输出功率为  $7.71 \text{ W}$ 。就我们所知,这

是目前用声光  $Q$  开关内腔倍频 YAG 激光泵浦所达到的最高输出功率和最高转换效率。输出脉冲的宽度约为  $60 \text{ ns}$ ,自由线宽  $25 \text{ nm}$ ,用单片双折射滤光片调谐范围为  $745 \sim 866 \text{ nm}$ (一组镜片)。

### 参 考 文 献

- 1 C. E. Byvik, A. M. Buoncristiani. Analysis of Vibronic Transitions in Titanium Doped Sapphire Using the Temperature of the Fluorescence Spectra. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1985, QE-21(10):1619
- 2 P. F. Moulton. An Investigation of the Co:MgF<sub>2</sub> Laser System. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1985, QE-21(10):1582
- 3 于开义,孙国华,蒋新力等.铜蒸气激光器泵浦的 Ti<sup>3+</sup>:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 激光器. *中国激光*, 1991, 18(4):293

## Numerical Simulation and the Experimental Study on a High Power Quasi-CW Ti:sapphire Laser

Hu Guojiang Ni Wenjun Tao Shiping Wang Taili Li Shichen

(Precision Instrument Department, Tianjin University, Tianjin 300072)

Zhang Qiang Deng Peizhen

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai 201800)

**Abstract** A Ti:sapphire laser pumped by a internal frequency-doubled acousto-optic  $Q$ -switched Nd:YAG laser has been designed. The maximum output achieved is  $7.71 \text{ W}$ . The conversion efficiency of  $33\%$  at  $7.4 \text{ W}$  has been obtained. And, by numerical simulation, we have studied the operational characteristics of the Ti:sapphire laser. The results of the numerical calculation accord with the experimental results.

**Key words** quasi-CW, Ti:sapphire, acousto-optic  $Q$ -switch