

文章编号: 0253-2239(2003)04-0455-04

激光二极管端面连续抽运的 $\text{Cr}^{4+}:\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ 微片激光器输出特性研究*

周 涛 陈 军

(浙江大学光电系现代光学仪器国家重点实验室, 杭州 310027)

摘要: 报道了腔长为 1.1 mm 的激光二极管端面抽运的 $\text{Cr}^{4+}:\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ 自调 Q 微片激光器, 连续抽运下获得了平均功率为 5~18 mW、重复频率为 1~10 kHz 的稳定的调 Q 激光脉冲输出序列。并且对微片激光器的调 Q 输出激光的单脉冲特性参量、重复频率以及抽运阈值功率等进行了理论研究, 计算结果和实验结果比较吻合。

关键词: 激光物理; 激光二极管抽运; $\text{Cr}^{4+}:\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$; 微片激光器

中图分类号: TN248 文献标识码: A

1 引 言

$\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 晶体常被应用于被动调 Q, 在激光二极管抽运的 Nd:YAG 固体激光器的激光晶体中掺入 Cr^{4+} 粒子可以获得高重复频率和窄脉宽的激光脉冲输出, 有着非常广阔的应用前景。因此近年来有很多这方面的实验报道^[1,2] 和理论研究^[3~5]。其中, $\text{Cr}^{4+}:\text{Nd}^{3+}$ 双掺的钇铝石榴石(YAG)微片激光器因采用了更短的晶体长度和晶体表面直接镀膜形成谐振腔等技术能进一步缩小激光器尺寸和简化固体激光器的设计, 因而具有衍射损耗较小和调试简单等优点。在本实验中, 通过在 $\phi 6 \text{ mm} \times 1.1 \text{ mm}$ 的 $\text{Cr}^{4+}:\text{Nd}^{3+}$ 双掺的 YAG 晶体两端面镀上高反介质膜的方法形成一个法布里-珀罗激光谐振腔, 在连续及脉冲不同抽运功率下获得了脉宽为 6 ns、平均功率为 5~18 mW 和重复频率 1~10 kHz 的稳定自调 Q 脉冲序列输出。并通过速率方程组对调 Q 输出脉冲的主要性能参量进行了理论分析。

2 实验装置

实验装置如图 1 所示, 其中激光二极管抽运光源为波长 808 nm、面积为 $2 \mu\text{m} \times 250 \mu\text{m}$ 的激光二极管阵列, 最大输出功率为 4 W。为了使抽运光在晶体内部的功率密度尽可能高以降低激光阈值功

率, 实验中采用了一块非球面镜 L_1 来压缩激光二极管的垂直发散角, 然后用会聚透镜 L_2 聚焦到晶体内部。尺寸为 $\phi 6 \text{ mm} \times 1.1 \text{ mm}$ 的 $\text{Cr}^{4+}:\text{Nd}^{3+}$ 双掺的 YAG 晶体同时作为增益介质和被动调 Q 的饱和吸收体, 并在晶体的前表面镀了对 808 nm 增透 ($T > 96\%$)、1064 nm 高反 ($R > 99.8\%$) 的介质膜, 后表面镀有对 808 nm 高反和对 1064 nm 反射率为 92% 的介质膜, 前后表面的平行度小于 $5''$, 形成了光学腔长约为 2 mm 的法布里-珀罗谐振腔。实验中激光二极管采用端面连续抽运方式, 并测得抽运光经过 L_1 与 L_2 的耦合效率约为 70%。

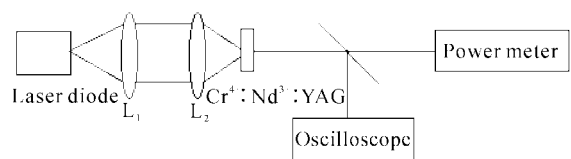


Fig. 1 Experimental setup of laser diode-pumped $\text{Cr}^{4+}:\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ microchip laser

3 实验结果

当耦合到晶体中的抽运光功率高于阈值功率 1.8 W 时, 实验中观察到微片激光器的输出为稳定的自调 Q 脉冲序列, 在抽运功率从 1.9 W 增加到 2.1 W 时, 输出激光脉冲脉宽约为 6 ns, 平均功率为 5~18 mW、重复频率为 1~10 kHz。

图 2 示出了经过耦合透镜进入晶体内部的抽运光功率和输出激光的平均功率的关系图。可以看到, 在临近阈值附近, 输出激光的平均功率变化比较缓慢, 而当抽运功率高于一定值以后几乎成稳定的线

* 国家自然科学基金中国工程物理研究院联合基金(10076015)资助课题。

E-mail: chenjun1@zju.edu.cn

收稿日期: 2002-04-01

性增长。这是因为抽运功率较低时 Nd^{3+} 上能级粒子的自发辐射引起的衰减速率可以和抽运速率相比拟, 上能级粒子数的净增益较小, 所以需要更多的抽运能量才能达到阈值, 相应的脉冲重复频率和输出功率随之降低。反之, 当抽运功率较大时, 上能级粒子数的衰减可以忽略不计, 此时重复频率和输出功率几乎与抽运功率成正比。

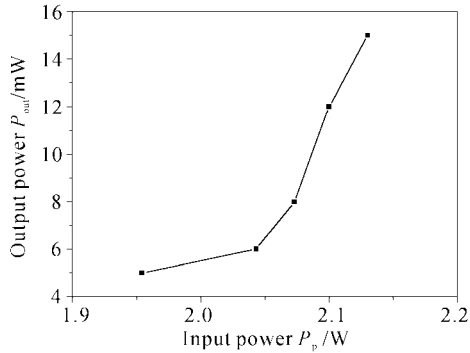


Fig. 2 Output light average power vs. pump power

图 3 示出了激光单脉冲在示波器上显示的波形。

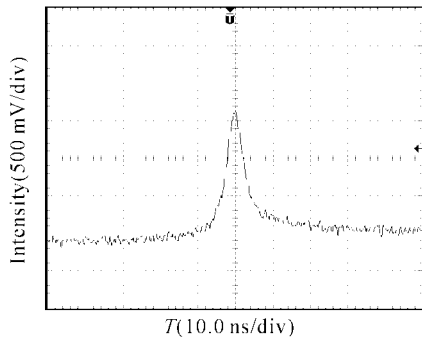


Fig. 3 Single pulse shape of Q-switched $\text{Cr}^{4+} : \text{Nd}^{3+} : \text{YAG}$ microchip laser

其脉宽(FWHM)约为 6 ns, 抽运功率为 1.96 W。在图 4 中还记录了此时示波器上显示的多脉冲输出的波形, 测得输出脉冲的重复频率为 1.41 kHz, 平均功率为 5.2 mW。可得相应单脉冲的能量为 3.69 μJ , 峰值功率为 615 W。从图 4 中可以看到激光脉冲的脉冲间隔和幅度特性是相当稳定的。需要说明的是, 由于示波器纪录数据时采用了较大的输入阻抗, 图 4 中的脉冲后沿都有比较明显的拖尾。

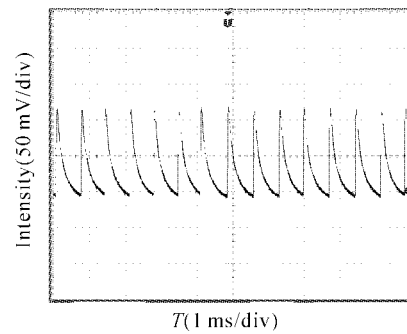


Fig. 4 Multi-pulse sequence of Q-switched $\text{Cr}^{4+} : \text{Nd}^{3+} : \text{YAG}$ microchip, traced by oscilloscope with 1 M Ω input-impedance

4 理论研究

关于激光二极管抽运的固体激光器已经有很多理论研究, 并建立了相应的数学模型。Zhang Xingyu^[4]曾在 Degnan 的调 Q 速率方程组的基础上, 考虑了 Cr^{4+} 在调 Q 过程中存在饱和吸收的情况下, 推导出了基模(TEM_{00})光束的单脉冲能量 E 、峰值功率 P_{\max} 以及脉宽 T 等重要激光特性参量的解析表达式^[5]:

$$E = \int_0^{\infty} P(t) dt = \frac{h\nu A}{2\sigma\gamma} \ln\left(\frac{1}{R}\right) \ln\left(\frac{n_i}{n_f}\right), \quad (1)$$

$$P_{\max} = \frac{h\nu A l}{\gamma t_r} \ln\left(\frac{1}{R}\right) \left[n_i - n_f - n_{i0} \ln\left(\frac{n_i}{n_f}\right) - (n_i - n_{i0}) \frac{1}{\alpha} \left(1 - \frac{n_i^2}{n_f^2}\right) \right], \quad (2)$$

其中, $h\nu$ 为激光单光子能量; A 为光束有效截面积, 对于基模(TEM_{00}) 光束而言它等于 $\pi\omega^2/2$, ω 是基模半径; n_f 和 n_i 分别为 Nd^{3+} 上能级在调 Q 过程中残余粒子数密度以及腔内光子数最大时的粒子数密度, 它们可以通过其它参量求得^[5], n_i 是达到调 Q 阈值时的 Nd^{3+} 反转粒子数, n_{i0} 是 Cr^{4+} 完全饱和时对应的 Nd^{3+} 反转粒子数, 二者可以表示为

$$n_i = \frac{2\sigma_{13} n_{s0} l_s + \ln(1/R) + L}{2\sigma l},$$

$$n_{i0} = \frac{2\sigma_{24} n_{s0} l_s + \ln(1/R) + L}{2\sigma l},$$

σ 是 Nd^{3+} 的受激辐射截面, $\gamma = 0.7$ 是其上能级反转因子。 σ_{13} 和 σ_{24} 是 Cr^{4+} 的基态和受激态的吸收截面; 它的总粒子数密度 n_{s0} 可以通过其掺杂浓度或者初始透过率来确定。吸收系数 $\alpha = \sigma_{13}/\sigma\gamma$ 。 l 和 l_s 分别为

$\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ 和 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 的有效长度。 R 是输出镜的反射率, L 是谐振腔的衍射损耗。在脉冲形状三角形近似下, 输出激光的脉宽 T (FWHM) 可以通过能量 E 和瞬时功率极大值 P_{\max} 之比求得。

需要指出的是, 抽运光的功率及其在晶体内聚焦斑点的大小对激光的基模模式的形成有着显著的影响。在论文[5]中曾经通过有源腔的 Fox-Li 数值迭代方法说明: 在连续抽运下的 Nd:YAG 微片激光器, 激光器的基模光束的束腰在给定抽运功率下将随抽运光束的焦斑大小变化而变化。因此, 本文也采用了该论文中的数值方法, 计算出了在焦斑处束腰 $250\ \mu\text{m}$ 、功率 $1.96\ \text{W}$ 的激光二极管光抽运下, 谐振腔内的激光基模光束半径为 $158\ \mu\text{m}$ 。根据式(1)式、(2)式可计算得到的单脉冲能量 $E=2.96\ \mu\text{J}$, $P_{\max}=528\ \text{W}$, $T=5.61\ \text{ns}$, 和实验结果比较接近。计算中用到的晶体参量 σ 、 σ_{13} 和 σ_{24} 来自于文献[5], n_{s0} 可由它和初始透过率的关系给出:

$$T_0 = \exp(\sigma_{13} n_{s0} l_s),$$

这里 $T_0 = 98.4\%$; $R = 92\%$, $L = 0.002$, $l = l_s = 1.1\ \text{mm}$ 。

从上述计算可以看出, 激光单脉冲的主要特性和抽运功率几乎无关。因为抽运功率的增加只是加快上能级反转粒子数达到阈值的时间, 它主要影响的并不是单脉冲的性能, 而是脉冲序列的重复频率。由 Degnan 的理论可将重复频率与抽运速率的关系表示为^[5]

$$f = \left\{ \tau_a \ln \left[\frac{1 - \ln n_i \beta / (B \tau_a)}{1 - n_i / (B \tau_a)} \right] \right\}^{-1}, \quad (3)$$

式中 $\tau_a = 230\ \mu\text{s}$ 为 Nd^{3+} 的荧光寿命; 常量 $\beta = 1 - f_a(1 - n_i/n_i)/\gamma$, 其中 $f_a = 0.41$ 是 Nd^{3+} 上能级的玻尔兹曼常量。 B 是平均抽运速率。在端面抽运且抽运光和谐振腔同轴的情况下抽运速率的分布正比于抽运光的分布状况, 如(4)式所给出^[4]:

$$B(r, z) = \frac{T_p \eta_p f_a P_p}{h\nu_p A_p} \times \exp(-\alpha_p z) \exp\left[-\frac{2r^2}{\omega_p(z)^2}\right], \quad (4)$$

其中 T_p 是晶体前面对抽运光的透射率, η_p 是抽运光的抽运效率, α_p 是晶体对抽运光的吸收系数, $h\nu_p$ 是抽运光的单光子能量, P_p 是激光二极管的抽运功率, $\omega_p(z)$ 是抽运光束在 z 处的光束半径, $A_p = \pi\omega_p(z)^2/2$ 是该处的有效截面积。在微片激光器中可以忽略掉 $\omega_p(z)$ 沿着轴向的变化。则在基模半径 ω

以内的平均抽运速率

$$B = \frac{T_p \eta_p f_a P_p}{2h\nu_p A l} [1 - \exp(-\alpha_p l)] [1 - \exp(-\rho^2)], \quad (5)$$

其中 $\rho = \omega/\omega_p$ 表示基模激光和抽运光的重叠系数, A 是基模激光的有效面积。从式中可以看到, 要提高抽运速率以及相应的重复频率和输出功率, 尽可能缩小抽运光聚焦斑点和提高重叠效率是非常重要的。另外, 从(3)式中还可以看到当 $B\tau_a = n_i$ 时重复频率趋近于无穷大, 此时对应的抽运功率就是阈值功率。因此, 由(4)式和(5)式可以推导得抽运功率的阈值为

$$P_p = \frac{2n_i h\nu_p A l}{T_p \eta_p f_a \tau [1 - \exp(-\alpha_p l)] [1 - \exp(-\rho^2)]}, \quad (6)$$

通过(5)式、(6)式, 可以计算出在 $1.96\ \text{W}$ 抽运下的重复频率为 $1.663\ \text{kHz}$ 。而抽运阈值功率为 $1.85\ \text{W}$, 二者和实验结果都非常接近。

结论 腔长为 $1.1\ \text{mm}$ 的 $\text{Cr}^{4+}:\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ 自调 Q 微片激光器, 在 $4\ \text{W}$ 的激光二极管端面抽运下可以获得窄脉宽、高重复频率的稳定的激光脉冲序列。通过 Fox-Li 数值方法以及速率方程组计算出了激光输出序列的单脉冲能量、峰值功率、脉宽、重复频率以及阈值抽运功率等重要的特性参量, 计算结果和实验测量结果比较吻合。

参 考 文 献

- 1 Zhou Shouhuan, Lee K K, Chen Y C. Monolithic self-Q-switched Cr: Nd: YAG laser. *Opt. Lett.*, 1993, **18**(2): 511~512
- 2 Li Shiqun, Zhou Shouhuan, Wang Pei et al.. Self-Q-switched diode-end pumped Cr: Nd: YAG Laser with polarized output. *Opt. Lett.*, 1993, **18**(3): 203~204
- 3 Laporta. Design criteria for mode size optimization in diode-pumped solid-state lasers. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1991, **27**(10): 2391~2326
- 4 Zhang Xingyu, Zhao Shengzhi, Wang Qingpu et al.. Optimization of Cr^{4+} doped saturable absorber Q-switched lasers. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1997, **33**(12): 2286~2294
- 5 Degnan J J. Optimization of passively Q-switched laser. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1995, **31**(11): 1890~1901
- 6 Xiang Dang, Jin Zhong, Li Ying. Analysis of transverse mode distribution in microchip laser active cavity. *Acta Photonica Sinica* (光子学报), 1996, **25**(12): 1131~1134 (in Chinese)

Characteristics and Analysis of Laser Diode End-Pumped $\text{Cr}^{4+}:\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ Microchip Laser

Zhou Tao Chen Jun

(*State Key Laboratory of Modern Optical Instrumentation, Zhejiang University, Hangzhou 310027*)

(Received 1 April 2002)

Abstract: A laser diode (LD) end-pumped $\text{Cr}^{4+}:\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ co-doped microchip laser with 1.1 mm-cavity length is developed, which can achieve very stable output pulse sequences with 6 ns-width, almost 18 mW average power and 1~10 kHz repetition rate. Theoretical analysis is given out and an expression for pump threshold-power is derived. The calculated results are in a good accordance with experimental data.

Key words: laser physics; LD end-pumped; $\text{Cr}^{4+}, \text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$; microchip laser