

LD 端面泵浦 Nd:YVO₄ 激光放大器的理论及实验

黄科^{1,2,3}, 樊仲维^{1,3}, 余锦¹, 石朝辉³, 王小发^{1,2,3}, 黄玉涛^{1,2,3}

(1. 中国科学院光电研究院, 北京 100094; 2. 中国科学院研究生院, 北京 100081; 3. 北京国科世纪激光技术有限公司, 北京 100192)

摘要: 设计了激光二极管(LD)连续端面泵浦的 Nd:YVO₄ 主振荡放大器(MOPA), 研究了重复频率 10 ~ 50 kHz 调 Q 脉冲注入时不同输入功率下放大器的输出情况。建立了基于速率方程理论的端面泵浦激光放大器运转模型, 能够很好地描述千赫兹脉冲的放大行为。数值模拟和实验结果表明, 随着频率的增加, 脉冲放大逐渐逼近稳定态放大行为。结合实验条件, 利用该模型得到了放大介质最佳长度随输入的种子光功率的变化关系, 发现实验中放大介质最佳长度为 8.5 mm。

关键词: 激光放大器; 放大器模型; 数值模拟; 最佳长度

中图分类号: TN248.1 **文献标识码:** A **DOI:** 10.3969/j.issn.1001-5078.2011.08.008

Theoretical and experimental study of LD end-pumped Nd:YVO₄ laser amplifier

HUANG Ke^{1,2,3}, FAN Zhong-wei^{1,3}, YU Jin¹, SHI Zhao-Hui³, WANG Xiao-fa^{1,2,3}, HUANG Yu-tao^{1,2,3}

(1. The Academy of Opto-electronics, Beijing 100094, China; 2. Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100081, China; 3. Beijing GK Laser Technology Co., Ltd, Beijing 100192, China)

Abstract: A continuous laser diode (LD) end-pumped Nd:YVO₄ laser amplifier within a MOPA structure has been designed. Based on the rate equations describing the radiation amplification process, a computational model has been established which shows a good agreement with the experimental results for the kHz pulses. It is demonstrated both experimentally and theoretically that the amplification tends to a steady state with the increasing of the input pulse frequencies. Using this model, we can conclude that an optimal gain length exists to obtain maximum amplification for a given MOPA structure. In our experiment, this length is found to be about 8.5 mm.

Key words: laser amplifier; amplifier model; numerical simulation; optimal length

1 引言

高能量、高光束质量的 ~ ns 级脉冲激光已经广泛应用于激光测距、激光雷达以及遥感和激光加工等领域, 尤其是重复频率达数十千赫兹的高重频脉冲激光器更是信息采集中的高分辨率和高精度的有效保证^[1-2]。传统的声光调 Q 技术虽然能够直接实现脉冲频率 10 kHz 乃至 10² kHz、脉冲宽度 6 ~ 100 ns 的高重频、窄脉宽的激光输出, 但是, 由于声光器件及激光增益介质热效应的影响等, 输出脉冲能量受到极大的限制。主振荡放大技术(master oscillator-power amplifier, MOPA)则因具有能够同时兼

顾高脉冲能量、高光束质量的优点而成为获取高质量、高重频脉冲激光的有效方法。在 MOPA 系统中, 振荡器通过声光调 Q 技术产生 10 ns 左右、光束发散角小、光谱宽度窄的低能量种子脉冲, 然后通过放大器实现单程或者多程功率放大, 最终获得高能量、高光束质量的激光脉冲输出。

基金项目: 国家高新技术研究发展计划(“863”计划)(No. 2009AA034701); 国家自然科学基金(No. 60927010); 国际科技合作项目(No. 2008DFR50350)资助。

作者简介: 黄科(1986-), 男, 硕士研究生, 主要从事工业激光器方面的研究。E-mail: 04272033@bjtu.edu.cn

收稿日期: 2011-03-02; **修订日期:** 2011-04-11

采用脉冲泵浦实现对激光脉冲的放大输出已经有了很多的研究报道^[3-4],对连续泵浦的激光器的工作特性的理论研究也有了报道并建立过一系列有用的模型^[5-9]。但是,这些工作主要局限于泵浦能量均匀分布的情况,而对于采用连续纵向泵浦激光晶体实现对高重频激光脉冲的放大以获得一定光束质量和能量输出的报道并不多见。另一方面,采用连续纵向泵浦的 MOPA 结构简单、性能稳定,具备广泛的应用价值,尤其适合于实现高重频脉冲激光的放大与处理。基于此,本文报道了一种主振荡放大系统,振荡器采用 LD 连续泵浦 Nd:YVO₄ 激光晶体和声光调 Q 的方式实现了重复频率 10 ~ 50 kHz 可调,脉宽 7 ~ 19 ns, $M^2 < 1.2$ 的基模种子光输出。放大器采用连续泵浦方式纵向泵浦 Nd:YVO₄ 激光晶体实现对种子光的单程放大,最大实现了 5 倍的功率增益、最大输出功率达 5.8 W。同时,基于速率方程理论构造了激光放大器的计算模型,用于预测放大器系统的工作特性,并实现对放大器参数的优化。数值模拟的结果具有较高的正确性和实用性。本文有关结果可以为激光放大器的设计和实验研究提供参考。

2 实验装置

MOPA 实验装置力求简单、稳定,如图 1 所示,由振荡器和放大器组成。振荡器采用掺杂原子数分数浓度 0.25%,规格为 3 mm × 3 mm × 15 mm 的 a-轴切割 Nd:YVO₄ 晶体作为工作介质,泵浦源选用中心波长 808 nm 的连续输出的光纤耦合半导体激光泵浦模块,利用声光调 Q 获得了频率 10 ~ 50 kHz 连续可调的基模光束输出,输出功率 0 ~ 2 W,脉宽 7 ~ 19 ns。振荡器的输出光束通过焦距为 150 mm 的透镜 f 经反射镜 M4 与泵浦光束同轴注入单次通过激光放大器。实验中,功率放大器采用掺杂原子数分数浓度 0.25%、尺寸为 3 mm × 3 mm × 10 mm 的 a-轴切割 Nd:YVO₄ 晶体作为增益介质,利用输出中心波长 808 nm、数值孔径 NA = 0.11、连续输出功率 30 W 的光纤耦合半导体激光泵浦模块从晶体的后端面泵浦激光晶体。放大级增益介质中泵浦光束平均光斑半径和种子激光平均光斑半径可通过仔细移动泵浦耦合透镜组和透镜 f 的位置来进行调节,以实现有效提取放大介质储存能量、得到最大 MOPA 输出功率的目的。

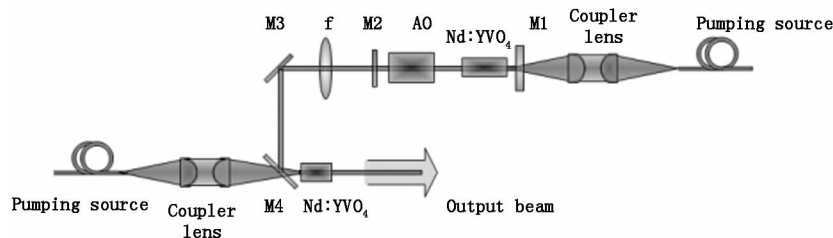


图 1 MOPA 实验装置

Fig. 1 experimental setup of the MOPA system

3 放大器模型

从速率方程理论出发,可以建立端面连续泵浦作用下的千赫兹脉冲放大的理论模型。该模型通过考察放大介质内反转粒子数密度与受激辐射光放大之间的相互作用,通过多次计算大量单个脉冲的变化来得出 MOPA 系统在特定脉冲频率下的放大特性。在特定的脉冲频率下,利用计算机数值模拟到达放大器的前 200 个脉冲的放大特征,此时通过放大器后的相邻脉冲的能量波动小于 0.01%,则可以取最后一个脉冲的放大特性来表征 MOPA 系统在该重复频率下的放大特性。对大多数实际情况,可以引入放大介质内平均泵浦光斑半径和平均注入种子光斑半径来表征泵浦光束和激光光束大小,而忽略由于光束发散对激光放大过程带来的影响。作为一阶近似^[10-14],我们认为反转粒子数和辐

射光子数仅是放大介质轴向位置 (z) 的函数,而在增益介质横截面内均匀分布,即认为在增益介质横截面上,反转粒子数密度和光子数密度仅仅是时间 t 的函数,大量的实验和研究表明这种近似并不妨碍脉冲能量或者是提取效率的计算^[10,15]。

作为偏微分方程的边界条件,假定增益介质 (Nd:YVO₄) 长度 L ,受激发射截面 σ ,上能级荧光寿命 τ ,种子光的平均功率 P_w 和脉冲频率 f 以及增益介质中泵浦光平均光斑半径 ω_p 和种子光平均光斑半径 ω_s 等均为已知参量,此处光斑半径均为强度降低到峰值 $1/e^2$ 处的光斑半径。

对千赫兹脉冲的放大,脉冲间隔时间 T 可以近似为重复频率的倒数 $1/f$ 。这段时间中认为放大介质中不存在光子数,且反转粒子数密度 $\Delta n(z, t)$ 沿着放大器轴向距离 z 和时间 t 的变化遵循以下速率

方程^[10]:

$$\frac{\partial \Delta n(z,t)}{\partial t} = R_p(z) - \frac{\Delta n(z,t)}{\tau} \quad (1)$$

式中, R_p 是泵浦速率项。对于 LD 端泵情况, R_p 可以表示为^[16]:

$$R_p(z) = \frac{\lambda_p P_p \alpha_p}{hc\pi\omega_p^2} \exp(-\alpha_p z)$$

式中, λ_p 为泵浦光波长; P_p 为泵浦光平均功率; α_p 为增益介质对泵浦光的吸收系数; h 为普朗克常量; c 为真空中光速。

脉冲在增益介质中传播时, 持续的时间非常短(对于调 Q 脉冲, 近似为脉宽量级), 因此可以忽略泵浦作用和荧光寿命的影响。此时的反转粒子数密度 $\Delta n(z,t)$ 和光子数密度 $\varphi(z,t)$ 随着增益介质轴向距离 z 和时间 t 的变化关系满足以下速率方程组:

$$\frac{\partial \Delta n(z,t)}{\partial t} = -\sigma n(z,t)\varphi(z,t) \quad (2)$$

$$\frac{\partial \varphi(z,t)}{\partial t} + c \frac{\partial \varphi(z,t)}{\partial z} = \sigma c \Delta n(z,t)\varphi(z,t) - \alpha_s c \varphi(z,t) \quad (3)$$

其中, σ 为受激发射截面; α_s 为种子光在增益介质中的损耗系数。P. V. Avizonis 和 R. L. Grotbeck^[15] 曾给出了方程(2)和(3)的解:

$$\frac{d\varphi(z)}{dz} = \frac{\Delta n_0(z)}{2} \{1 - \exp(-\sigma\varphi(z))\} - \alpha_s \varphi(z) \quad (4)$$

$$\Delta n_e(z,t) = \Delta n_0(z) \exp(-\sigma\varphi(z)) \quad (5)$$

式中, $\Delta n_0(z)$ 是脉冲到达增益介质时的初始反转粒子数密度分布; $\varphi(z)$ 是脉冲在增益介质 z 处的总的光子数密度。很显然在 $z=0$ 处, 光子数密度就是振荡器输出的单个脉冲中的光子数密度: $\varphi_0 = \frac{P_{av}\lambda_s}{f\pi\omega_s^2 hc}$, 其中, λ_s 为振荡光波长; f 为脉冲频率。式(4)可以通过 4 阶 Runge-Kutta 算法得出数值解。

在低重频情况下(脉冲间歇时间 $\gg \tau$), 放大器的工作过程体现为单个脉冲的放大过程, 可以用式(1)计算出反转粒子数密度分布作为脉冲到达前的最大反转粒子数, 同时忽略脉冲经过放大器后的剩余反转粒子数对下一个脉冲的影响^[7-8]。联立式(1)和式(4)可以解出放大器对种子光的放大过程。

对于高频脉冲入射情况(频率 10 kHz 以上), 若继续沿用上面的方法, 计算出来的脉冲输出能量会随着频率的变高而逐渐小于实际测得的脉冲放大能

量, 这是由于脉冲间歇时间短于上能级荧光寿命, 使得下一个脉冲到来时, 剩余反转粒子数并未完全自发衰减, 所以必须考虑脉冲通过增益介质后的剩余反转粒子分布。但是应该指出即使在 10 ~ 20 kHz 情况下, 以式(1)算出的值作为初始反转粒子数, 仍然能够获得与实验吻合比较好的结果^[8]。

数值计算具体过程如下: 以式(5)可作为第一个脉冲经过增益介质后的剩余反转粒子数的分布情况。在连续纵向泵浦作用下, 第二个(下一个)脉冲到来之前反转粒子数的恢复情况可以近似由式(6)给出^[17-18]:

$$\Delta n(z) = \Delta n_0(z) (1 - \exp(\frac{-T}{\tau})) + \Delta n_e(z) (\exp(\frac{-T}{\tau})) \quad (6)$$

利用式(6)计算出来的结果作为第二个(下一个)脉冲到来时的初始反转粒子数密度分布并代入式(4)和式(5)便可以求出第二个脉冲在增益介质中的放大情况和剩余反转粒子数密度分布情况, 然后继续利用式(6)又可以得出第三个脉冲到来前的反转粒子数密度的分布情况, 反复这个迭代过程(模型中计算了前 200 个脉冲的放大情况), 最后脉冲的能量随着增益介质长度的变化会无限趋近于一条稳定的曲线, 此时两个相邻脉冲放大特性差异小于 0.01%。选取最后一个脉冲的放大特性表征放大器在该频率下的放大特性。

4 结果

实验及理论计算中均采用掺钕钒酸钇(Nd:YVO₄)晶体作为激光放大器增益介质, 相关晶体及结构参数如表 1 所示。

表 1 MOPA 系统参数

Tab. 1 system parameters of the MOPA system

	Parameters	Value
σ	stimulated-emission cross section of Nd:YVO ₄	$2.5 \times 10^{-16} \text{ mm}^2$
τ	fluorescent time constant of Nd:YVO ₄	98 μs
α_p	intensity absorption coefficient at 808 nm in Nd:YVO ₄	0.68 mm^{-1}
α_s	intensity loss coefficient at 1064 nm in Nd:YVO ₄	0.002 mm^{-1}
L	the length of the gain medium	10 mm
ω_s	average radius of the TEM ₀₀ mode in the gain medium	0.35 mm
ω_p	average radius of the pump beam in the gain medium	0.31 mm

实验中,放大级泵浦功率为 30 W,采用 4:3 的缩束镜筒将泵浦光耦合进增益介质;采用焦距为 150 mm 的透镜将种子光的基横模高斯光束束腰成像于放大级增益介质附近,通过微调该透镜和缩束镜筒的位置,获得种子光的最大增益(增益定义为 1064 nm 种子光通过泵浦作用下的增益介质和没有泵浦作用下的增益介质的功率比值),采用 Beam Viewer 测得此时增益介质中的泵浦平均光斑半径 $\sim 310 \mu\text{m}$,种子光平均光斑半径 $\sim 350 \mu\text{m}$ 。

对于一般情况,可以认为在第一个激光种子脉冲到来前,放大介质内反转粒子已经达到稳态分布,即 $\left. \frac{\partial \Delta n(z,t)}{\partial t} \right|_{t=t_0} = 0$,以该分布作为放大介质内初始反转粒子数密度,可以从方程(4)、(5)得到不同种子脉冲频率下激光放大器输出特性。

图 2 中比较了种子频率 10 kHz、放大器增益介质长度 10 mm 时,激光放大输入输出增益特性的理论计算与实验测量结果,其中横轴为注入种子激光平均功率,纵轴代表激光脉冲平均功率放大倍数。

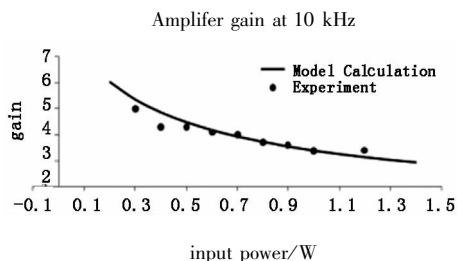


图 2 MOPA 放大器中增益随振荡器输入功率的变化关系

Fig. 2 measured and calculated gain of the MOPA at different oscillator input power

图 3 为 10 kHz 重复频率下,种子功率分别为 0.2 W, 0.6 W 和 1 W (对应注入的单脉冲能量密度分别为 $0.5197 \times 10^{-4} \text{ J} \cdot \text{mm}^{-2}$, $1.559 \times 10^{-4} \text{ J} \cdot \text{mm}^{-2}$, $2.598 \times 10^{-4} \text{ J} \cdot \text{mm}^{-2}$) 时,种子脉冲在增益介质中传播时脉冲能量密度的变化情况。

图 2 显示,在 10 kHz 情况下,模型得出的结果能够较为准确的预测放大器的放大性能。从图 3 可以看出,在受激辐射光放大的作用下,种子脉冲传播单位长度能量密度的平均涨幅由增益介质前半段的 $50 \mu\text{Jmm}^{-1}$ 以上逐渐饱和衰减到后半段的不足 $6 \mu\text{Jmm}^{-1}$,甚至当棒长超过 8.5 mm 时,由于增益介质对种子光的吸收损耗,能量密度都出现了负增长。

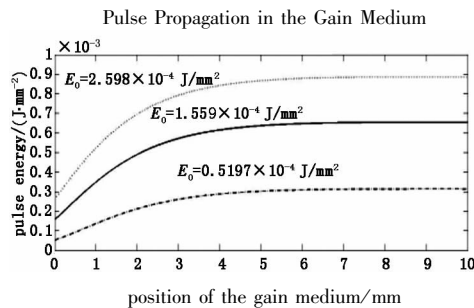


图 3 不同的注入能量对应的脉冲放大情况

Fig. 3 MOPA amplification performances for several input energies

频率在 10 ~ 50 kHz 时,不同注入功率的种子脉冲激光通过 MOPA 放大器后功率放大情况的实际测量结果如图 4(a) 所示,理论计算结果如图 4(b) 所示。从图 4(a) 很明显可以看出,随着输入种子光功率的增加,放大器的增益逐渐减小,但是提取效率逐渐增加,此外,还可以看出,放大器增益特性与脉冲频率的关系并不明确。与实验数据相比,理论模拟结果与实验结果相差在 $\pm 5\%$ 左右。从图 4(b) 可以看出,随着频率的增加,功率放大曲线无限趋近于一个高频极限。这可以解释为,随着脉冲频率的增加,脉冲间歇时间变短,期间自发辐射引起的能量损失越来越小,放大器中的能量储备趋近于一个稳定态,随着频率的继续增大脉冲放大最终成为稳定态放大。

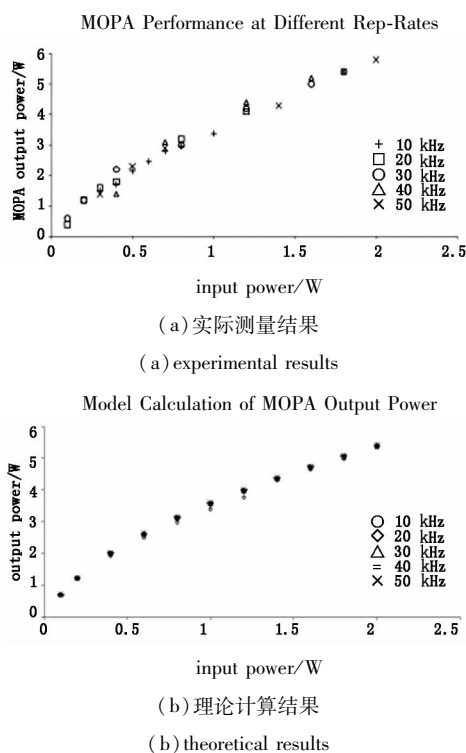


图 4 MOPA 放大器输出功率随振荡器输入功率变化关系

Fig. 4 MOPA performance at different input powers and frequencies

实验中所使用的 Nd:YVO₄ 晶体对 1064 nm 光的损耗约为 $\sim 0.002 \text{ mm}^{-1}$, 这样, 对特定的泵浦功率, 在增益介质的某一点上将会出现增益低于耗散损耗的情况, 所以增益介质存在一个最佳长度, 该长度取决于泵浦光功率大小、光斑半径、放大晶体参数等因素。图 5 给出了在 30 W 端面泵浦功率的实验条件下, 利用数值模型计算出的在 10 kHz 注入脉冲重复频率下增益随着增益介质长度的变化关系, 可以看出, 实验中所使用的 Nd:YVO₄ 晶体对于 10 kHz, 0.5 W 和 1 W 的种子注入, 晶体的最佳长度都在 8.5 mm 左右。更长的晶体不仅不会进一步放大脉冲, 而且种子激光在传输过程中受到的损耗就会大于增益。应该注意, 倘若所选用的增益介质对 1064 nm 光的损耗大于 0.002 mm^{-1} , 那么最佳晶体长度值还应该减小。

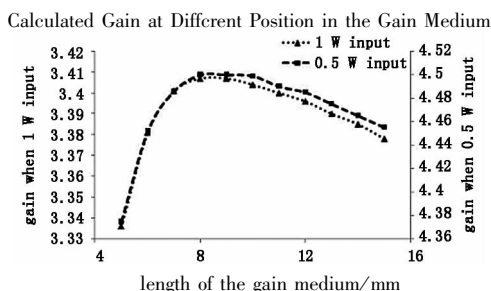


图 5 10 kHz 时不同种子光注入功率条件下计算出的增益随着增益介质长度的变化关系

Fig. 5 power amplification of the MOPA at 10 kHz for different gain medium lengths

图 6 给出了理论计算得到的 30 W 泵浦条件下增益介质最佳长度随种子光输入功率的变化情况, 很显然, 综合考虑晶体的最佳长度应该为 8.5 mm, 与图 5 计算结果一致。事实上, 在做 MOPA 实验时, 我们曾使用规格为 $3 \text{ mm} \times 3 \text{ mm} \times 15 \text{ mm}$ 的相同掺杂浓度的 Nd:YVO₄ 激光晶体, 当放大级泵浦功率 30 W, 振荡光频率为 10 kHz, 输入为 1 W 时, 采用 10 mm 长的晶体得到的输出为 3.38 W, 而采用 15 mm 晶体得到的输出为 3.24 W; 将振荡光频率调节到 50 kHz, 输入为 2 W 时, 得到的激光放大输出功率分别为 5.8 W 和 5.6 W。虽然因晶体长度偏离最佳长度而造成的功率下降在实验中并不显著, 但是在科学实验和工程应用中, 为力求性能最优化、成本最低化, 仍应该选取最佳长度。当然, 精确确定晶体最佳长度还要兼顾晶体中光束半径和功率密度对最佳长度的影响。但是利用该模型仍然能够给出晶体最佳长度的范围, 减少了应用过程中的盲目性。

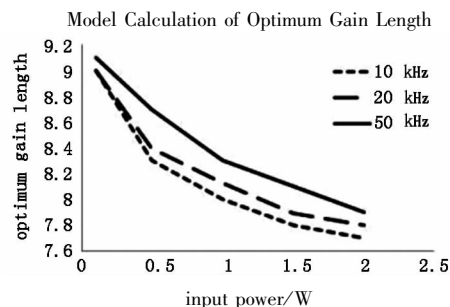


图 6 不同频率下增益介质最佳长度随振荡光功率的变化情况

Fig. 6 calculated optimum crystal length at different input powers and frequencies

5 结论

设计了连续端泵 Nd:YVO₄ 主振荡放大器结合传统的声光调 Q 技术, 实现了重复频率 10 ~ 50 kHz 连续可调, 最大输出 5.8 W, 脉宽 7 ~ 19 ns, 光束质量 $M^2 < 1.2$ 的基模脉冲输出。整个装置结构简单紧凑。考虑晶体对振荡光的损耗以及泵浦光的纵向分布特征建立了模型对 MOPA 的放大过程进行了数值模拟, 数值计算和实验结果表明随着脉冲频率的增加脉冲放大趋近于一种稳定态放大。数值模拟和实验结果非常吻合, 该模型对于 MOPA 放大特征具有很好的预测和优化能力, 最后我们利用该模型给出了一定放大级泵浦条件下, 增益介质的最佳长度随着振荡器输入功率的变化关系, 得出了增益介质的最佳长度为 8.5 mm, 而非实验中所用的 10 mm 或 15 mm。

参考文献:

- [1] Jin Feng, Zhai Gang, Li Jing, et al. Diode pumped acousto-optic Q-switch Nd:YAG laser with short pulse duration [J]. J. of Optoelectronics · Laser, 2004, 15 (3): 303-306. (in Chinese)
金峰, 翟刚, 李晶, 等. 二极管泵浦声光调 Q 窄脉冲 Nd:YAG 激光器 [J]. 光电子 · 激光, 2004, 15 (3): 303-306.
- [2] J Brandt, T D Steiner, W J Mandeville, et al. Long-range imaging LADAR flight test [J]. Proc. SPIE, 1995, 2472: 1-2.
- [3] G Vaillancourt, T B Norris, J S Coe, et al. Operation of a 1 kHz pulse-pumped Ti:sapphire regenerative amplifier [J]. Optics Letters, 1990, 15(6): 317-319.
- [4] Maine P, Strickland D, Bado P, et al. Generation of ultra-high peak power pulses by chirped pulse amplification

- [J]. IEEE J. Quantum Electronics, 1988, 24 (2): 398 - 403.
- [5] Y F Chen. Design criteria for concentration optimization in scaling diode end-pumped lasers to high powers; Influence of thermal fracture[J]. IEEE J. Quantum Electronics, 1999, 35(2): 234 - 239.
- [6] Tso Yee Fan, Robert L Byer. Modeling and CW operation of a quasi-three-level 946 nm Nd:YAG laser[J]. IEEE J. Quantum Electronics, 1987, 23(5): 605 - 612.
- [7] Xingyu Zhang, Shengzhi Zhao, Qingpu Wang, et al. Modeling of diode-pumped actively *Q*-switched lasers[J]. IEEE J. Quantum Electronics, 1999, 35(12): 1912 - 1918.
- [8] Kejian Yang, Shengzhi Zhao, Guiqiu Li, et al. A new model of laser-diode end-pumped actively *Q*-switched intracavity frequency doubling laser[J]. IEEE J. Quantum Electronics, 2004, 40(9): 1252 - 1257.
- [9] Xiongyong Liao, Chaohong Huang, Huiying Xu, et al. Pump absorption saturation effects in longitudinally-pumped quasi-three-level continuous-wave lasers[J]. Chinese J. Lasers, 2010, 37(9): 2355 - 2359. (in Chinese)
廖雄勇, 黄朝红, 徐惠英, 等. 纵向抽运准三能级连续激光器的抽运吸收饱和和效应[J]. 中国激光, 2010, 37(9): 2355 - 2359.
- [10] Gary D Baldwin. Output power calculations for a continuously pumped *Q*-switched YAG:Nd³⁺ laser[J]. IEEE J. Quantum Electronics, 1971, QE-7(6): 220 - 224.
- [11] Shengzhi Zhao, Xingyu Zhang, Jiaan Zheng, et al. Passively *Q*-switched self-frequency-doubling Nd³⁺:GdCa₄O(BO₃)₃ laser with GaAs saturable absorber[J]. Opt. Eng., 2002, 41: 559 - 560.
- [12] J J Degnan, D B Coyle, R B Kay. Effect of thermalization on *Q*-switched laser properties[J]. IEEE J. Quantum Electronics, 1998, 34: 887 - 899.
- [13] I D Lindsay, M Ebrahimzadeh. Efficient continuous-wave and *Q*-switched operation of a 946 nm Nd:YAG laser pumped by an injection-locked broad-area diode laser[J]. Appl. Opt., 1998, 37: 3961 - 3970.
- [14] Lei Chen, Shengzhi Zhao, Hongming Zhao. Passive *Q*-switching of a laser-diode-pumped intracavity-frequency-doubling Nd:NYW/KTP laser with GaAs saturable absorber[J]. Opt. Laser Tech, 2003, 35: 563 - 567.
- [15] Petras V Avizons, Ronald L Grobeck. Experimental and theoretical ruby laser amplifier dynamics [J]. J. Appl. Phys., 1966, 37(2): 687 - 690.
- [16] Francois Balembois, Franck Falcoz, Frederique Kerboull, et al. Theoretical and experimental investigation of small-signal gain for a diode-pumped *Q*-switched Cr:LiSAF laser [J]. IEEE J. Quantum Electronics, 1997, 33 (2): 269 - 273.
- [17] Sigman AE. Lasers [M]. Mill Valley: University Science Press, 1986: 243 - 251.
- [18] S Pearce, C L M Ireland. Performance of a CW pumped Nd:YVO₄ amplifier with kHz pulses[J]. Optics & Laser Technology, 2003, 35: 375 - 379.