

Cr⁴⁺:YAG 被动调 Q 激光器中受激粒子上 转换效应对脉冲的影响研究^{*}

杨 林^{1,2)} 黄维玲¹⁾ 丘军林¹⁾ 冯宝华²⁾ 张治国²⁾

Volker Gaebler³⁾ Baining Liu³⁾ Hans J. Eichler³⁾

¹⁾ 华中科技大学激光技术国家重点实验室, 武汉 430074)

²⁾ 中国科学院物理研究所物理光学实验室, 北京 100080)

³⁾ Optical Institute, Technical University Berlin, D-10623 Berlin, Germany)

(2003 年 1 月 8 日收到, 2003 年 2 月 10 日收到修改稿)

分析和报道了受激粒子能量上转换(ETU)效应对 Cr:YAG 被动调 Q Nd:YAG/Nd:YVO₄ 激光器的输出脉冲影响研究. 结合 ETU 理论分析和被动调 Q 速率方程组, 得到了初始反转粒子密度、末态反转粒子密度和光强最大时反转粒子密度的比值变化对激光输出脉冲宽度和脉冲能量的影响, 和实验结果相一致. 同时讨论了降低 ETU 效应的方法, 有助于这类被动调 Q 激光器的优化设计.

关键词: 受激粒子能量上转换, Cr:YAG 饱和吸收体, 被动调 Q

PACC: 4255B, 4260

1. 引 言

调 Q 固体激光器是应用最为广泛的激光器之一, 它能提供脉宽在数十纳秒乃至纳秒量级的高峰值功率的光脉冲. 主动调 Q 固体激光器通常采用电光和声光开关, 这就要求外加脉冲高压源或高频驱动信号源, 使激光系统变得较复杂. 被动调 Q 因为结构简单, 价格便宜, 高效率, 易于生产等优点而引起人们的广泛关注^[1]. Cr:YAG 和半导体饱和吸收体是最常用的被动调 Q 和被动锁模器件^[2]. Cr:YAG 是一种新型光学晶体, 它具有宽范围的可调谐激光输出特性, 又具有显著的可饱和吸收特性, 与其他常用的掺钕离子激光器被动调 Q 开关相比, Cr⁴⁺:YAG 晶体具有稳定、可靠、耐用、热导性好、掺杂浓度高、饱和光强小等优点, 而且 Cr 离子晶体很多还具有偏振方向选择的吸收特性, 从而不添加任何偏振元件即可得输出偏振调 Q 脉冲. 这种“自偏振”的特性是十分吸引人的, 目前这种晶体作为 Nd:YAG, Nd:YVO₄, Nd:GdVO₄ 激光器的被动调 Q 开关已得到广

泛应用^[3-5].

Degnan 最早报道了从速率方程组出发, 利用两个变量推导出优化被动调 Q 激光器的方法^[6]. 但是他并未考虑 Cr 离子的受激吸收(ESA), Xiao 等^[7]建立了饱和吸收体中包括 ESA 的理论模型, 之后 Zhang 等^[8]结合 ESA 理论模型推导出存在受激吸收时被动调 Q 激光器的优化方法, 而且进一步分析了抽运光为高斯分布时的优化, 从而得到了抽运光强分布对激光器的性能影响^[9]. 日本 Song 等报道了高功率 Cr:YAG 被动调 Q Nd:YAG 激光器, 而且讨论了饱和吸收体中的热透镜效应对腔稳定性的影响^[10,11]. Cr:YAG 被动调 Q 激光器具有随着抽运功率的增加, 脉冲重复频率单调上升, 脉冲宽度和脉冲能量保持不变的特点. 我们在实验中发现, 在长腔长高功率密度抽运下, 激光输出脉冲宽度变小和脉冲能量升高的现象, 从其他文献也发现了相似的实验结果^[5], 但文献中都未分析原因.

Guyot 等^[12]发表了掺钕的激光晶体中受激粒子能量上转换(ETU)效应研究. Hardman 等^[13]测量了端面抽运 Nd:YLF 的激光器在输出和不输出两种不同状态下热透镜效应, 发现 ETU 效应导致在不同的

状态下热透镜效应存在着巨大差距. Lan 等^[14]提出了 ETU 效应对主动调 Q 激光器的影响, 即调 Q 重复频率决定了激光晶体中 ETU 所导致的热效应积累, 从而影响了激光器的稳定性. 本文分析和报道了受激粒子 ETU 现象对 Cr:YAG 被动调 Q Nd:YAG/Nd:YVO₄ 激光器的输出脉冲影响研究. 结合 ETU 理论分析和被动调 Q 速率方程组, 得到了初始态反转粒子密度、末态反转粒子密度和光强最大时反转粒子密度的比值变化对激光输出脉冲宽度和脉冲能量的影响, 实验结果和理论分析相一致.

2. 理论分析和讨论

为简化分析假设饱和吸收晶体饱和时的透过率为 100%, 而且激光晶体与 Cr:YAG 晶体中的光束截面可不同, 则被动调 Q 粒子密度速率方程为

$$\frac{d\phi}{dt} = [2\sigma n l - 2\sigma_s n_s l_s - (\ln\left(\frac{1}{R}\right) + L)] \frac{\phi}{t_r} \quad (1a)$$

$$\frac{dn}{dt} = -\gamma\sigma\phi cn, \quad (1b)$$

$$\frac{dn_s}{dt} = -\frac{A}{A_s} \gamma_s \sigma_s \phi c n_s, \quad (1c)$$

其中 ϕ 为腔内光子密度, n 和 n_s 分别是激光晶体中的反转粒子密度和饱和吸收中基态粒子密度, σ 和 σ_s 是激光受激发射截面和饱和吸收体的吸收截面, l 和 l_s 是激光晶体和饱和吸收体的长度, A 和 A_s 是激光晶体和饱和吸收体中的光束截面面积, γ 和 γ_s 是激光晶体的受激衰减系数和饱和吸收体的基态吸收衰减系数, R 是输出镜的反射率, L 是激光腔内的损耗系数.

(1b) 式除以 (1c) 式可以得到 n 和 n_s 关系,

$$n_s = n_{si} \left(\frac{n}{n_i} \right)^\alpha \quad (2)$$

其中 n_i 是在被动 Q 开关打开时增益介质初始反转粒子密度, n_{si} 是饱和吸收体的基态初始粒子密度, α 是一常量. 在被动调 Q 激光器中, α 是非常重要的参数, 实际上它表示了饱和吸收体容易被漂白的程度, α 越大说明越容易被漂白, 即容易实现好的调 Q 运转. α 的表达式为

$$\alpha = \frac{\gamma_s \sigma_s A}{\gamma \sigma A_s}. \quad (3)$$

由 (1a) 式除以 (1b) 式, 再代入 (2) 式结果得

$$\frac{d\phi}{dn} = \frac{-1}{\gamma l'} \left\{ 1 - \frac{\sigma_s l_s}{\sigma l} n_{si} \left(\frac{n}{n_i} \right)^\alpha - \frac{[\ln\left(\frac{1}{R}\right) + L]}{2\sigma n l} \right\}. \quad (4)$$

(1a) 式除以 (1b) 式, 再代入 (3) 式积分得

$$\phi(n) = \frac{l}{\gamma l'} \left\{ n_i - n - \frac{[\ln\left(\frac{1}{R}\right) + L]}{2\sigma l} \ln\left(\frac{n_i}{n}\right) - \frac{l_s}{l} \frac{\gamma}{\gamma_s} n_{si} \left[1 - \left(\frac{n}{n_i} \right)^\alpha \right] \right\}, \quad (5)$$

其中 l' 是腔的光学长度, 不难看出 (5) 式等号右边的前三项和主动调 Q 是一样的, 但第四项由被动调 Q 所引起. 被动调 Q 的单脉冲能量为

$$\begin{aligned} E &= \int_0^\infty dt P(t) \\ &= \frac{h\nu A l'}{t_r} \ln\left(\frac{1}{R}\right) \int_0^\infty dt \phi(t) \\ &= \frac{h\nu A}{2\sigma\gamma} \ln\left(\frac{1}{R}\right) \int_{n_i}^{n_f} \frac{dn}{dt} \\ &= \frac{h\nu A}{2\sigma\gamma} \ln\left(\frac{1}{R}\right) \ln\left(\frac{n_i}{n_f}\right), \end{aligned} \quad (6)$$

其中 n_f 是激光晶体的末态反转粒子密度, 当调 Q 过程结束时腔内光强为零, 由 (5) 式积分得

$$\begin{aligned} n_i - n_f - \frac{[\ln\left(\frac{1}{R}\right) + L]}{2\sigma l} \ln\left(\frac{n_i}{n_f}\right) \\ - \frac{l_s}{l} \frac{\gamma}{\gamma_s} n_{si} \left[1 - \left(\frac{n_f}{n_i} \right)^\alpha \right] = 0. \end{aligned} \quad (7)$$

在被动调 Q 激光中, 当初始反转粒子密度达到它的初始阈值时有激光输出, 即 (1) 式左边等于零得到初始条件

$$2\sigma n_i l - 2\sigma_s n_{si} l_s - \ln\left(\frac{1}{R}\right) - L = 0, \quad (8)$$

腔内光强最大时有 $d\phi/dn = 0$, 从 (4) 式可以得到光强最大时的激光反转粒子密度 n_t 为

$$\frac{n_t}{n_i} = \frac{[\ln\left(\frac{1}{R}\right) + L]}{2\sigma n_i l} + \left(\frac{l_s \sigma_s n_{si}}{1\sigma n_i} \right) \left(\frac{n_t}{n_i} \right)^\alpha. \quad (9)$$

以上表达式描述了被动调 Q 的基本规律.

受激粒子 ETU 效应是指增益介质中一个处于受激态的粒子转移它的能量到另一个同处于受激态的粒子而弛豫到低能级, 另一个粒子跃迁到更高的能级, 因此它减少了激发态的粒子数和粒子寿命. Hardman 等测量了端面抽运的 Nd:YLF 激光器在输出和不输出两种不同状态下热透镜效应, 发现 ETU 过程是导致在不同状态下热透镜效应存在着巨大差距的主要因素, 不输出比输出时的热透镜效应大得多. Lan 等提出了 ETU 对主动调 Q 激光器的影响, 即

调 Q 重复频率决定了激光晶体中热效应积累 ,从而影响了激光器的稳定性和性能 .ETU 效应导致了重复频率不同的调 Q 激光器中初始反转粒子密度的不同 ,而且在重复频率越低时这个效应越明显 .虽然被动调 Q 和主动调 Q 不同 ,随着抽运功率的增加重复频率随之线形上升 ,但是 ETU 效应对被动调 Q 激光器的影响并没有消除 ,当然它对低重复频率激光器影响更大 ,而且最终导致激光器的热损耗增加 .由此可以看出想在其他条件不变的情况下激光器内的损耗 L 是重复频率的函数 ,设为 L_j .在抽运功率低即重复频率低时 L_j 值大 ,而当抽运功率高即重复频率高时 L_j 值小 .

$$L_j = L - \Delta L , \tag{10}$$

L 是初始损耗 ΔL 为损耗的变化量 .由 (8) 式可得损耗为 L_j 时的初始反转粒子密度 n_{ij} ,

$$2\sigma n_{ij} l - 2\sigma_s n_{si} - \ln\left(\frac{1}{R}\right) - L_j = 0 . \tag{11}$$

(7) 式和 (9) 式可改写为

$$n_{ij} - n_{fj} - \frac{[\ln(\frac{1}{R}) + L]}{2\sigma l} \ln\left(\frac{n_{ij}}{n_{fj}}\right) - \frac{l_s}{l} \frac{\gamma}{\gamma_s} n_{si} \left[1 - \left(\frac{n_{fj}}{n_{ij}}\right)^\alpha\right] = 0 , \tag{12}$$

$$n_{ij} = \frac{[\ln(\frac{1}{R}) + L_j]}{2\sigma l} + \left(\frac{l_s \sigma_s n_{si}}{1\sigma}\right) \left(\frac{n_{fj}}{n_{ij}}\right)^\alpha . \tag{13}$$

这样就可以根据 (11) 式 (12) 和 (13) 式解出 n_{ij} , n_{fj} 和 n_{ij} ,然后就可以比较在不同的损耗即不同的重复频率时 n_{ij} 和 n_{fj} 的比值、 n_{ij} 和 n_{fj} 的比值 ,从调 Q 理论可知 n_{ij} 和 n_{fj} 的比值对激光输出能量起决定性的作用 ,而 n_{ij} 和 n_{fj} 的比值对激光输出脉冲宽度起决定性的作用 .

对于 Cr :YAG 被动调 Q Nd :YVO₄ 激光器实验 ,参数为 $R = 0.93$, $T_0 = 0.8$, $\sigma = 1.6 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$, $\sigma_s = 4.3 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$, $l = 0.4 \text{ cm}$, $l_s = 0.1 \text{ cm}$, $L = 0.05$, $\Delta L = 0.005$, $\gamma = 0.6$, $\gamma_s = 0.6$, $A = A_s^{[8]}$.计算结果如图 1 所示 ,随腔内损耗的降低 ,被动调 Q 激光器的初始反转粒子密度 n_i 有减小的趋势 ,同时末态反转粒子密度和光强最大时反转粒子密度 n_t 也有减小的趋势 .但是 $\ln(n_i/n_f)$ 的比值和 n_i/n_t 的比值都是线性上升的 . $\ln(n_i/n_f)$ 的增加由 (6) 式可知必然导致被动调 Q 激光器输出脉冲的能量提高 .由调 Q 理论可知 , n_i/n_t 的比值的增加会使激光器的输出脉冲宽度

得到压缩 .实验结果如图 2 所示 ,比较图 1 和图 2 得知理论计算和实验结果相当一致 .Cr :YAG 被动调 Q Nd :YAG 激光器如果保持其他参数不变 ,仅改变激光晶体的受激截面 $\sigma = 6.5 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$,计算结果如图 3 所示 ,和 Cr :YAG 被动调 Q Nd :YVO₄ 激光器结果非常相似 .

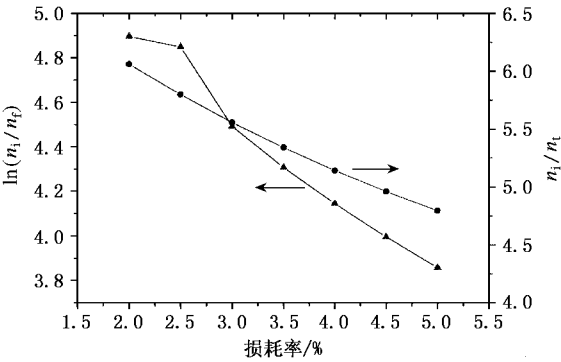


图 1 Cr :YAG 被动调 Q Nd :YVO₄ 激光器的 $\ln(n_i/n_f)$ 和 n_i/n_t 随腔内损耗变化关系曲线

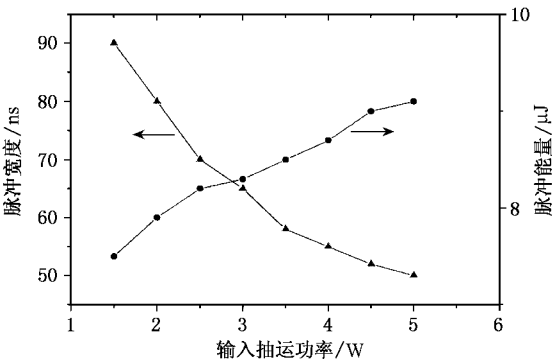


图 2 被动调 Q 脉冲宽度和脉冲能量随抽运功率变化关系曲线

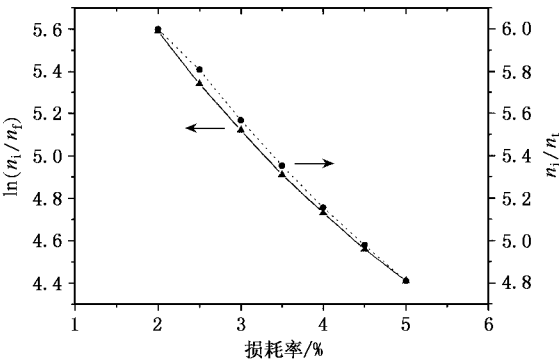


图 3 Cr :YAG 被动调 Q Nd :YAG 激光器的 $\ln(n_i/n_f)$ 和 n_i/n_t 随腔内损耗变化关系曲线

值得注意的是在被动调 Q 激光器中 α 参数非常重要,对此很多文献有详细的叙述,它表明了饱和吸收体容易被漂白的程度,而且它与激光晶体中的光束光斑和饱和吸收体中光束光斑有关.由于晶体的热透镜效应导致激光模式的改变,必然使 A/A_s 比值的改变,改变了 α 参数,便改变 n_i 和 n_t 的值,从而影响了脉宽和脉冲能量.现假设没有 ETU 效应腔内损耗保持不变, $L=0.03$,图 4 给出了 $\ln(n_i/n_t)$ 的比值和 n_i/n_t 随 α 变化曲线.实际上当 $\alpha > 5$ 后, n_i 和 n_t 的值就基本保持不变.所以就证明激光晶体中的 ETU 效应是导致脉冲宽度变窄和脉冲能量升高的主要因素.

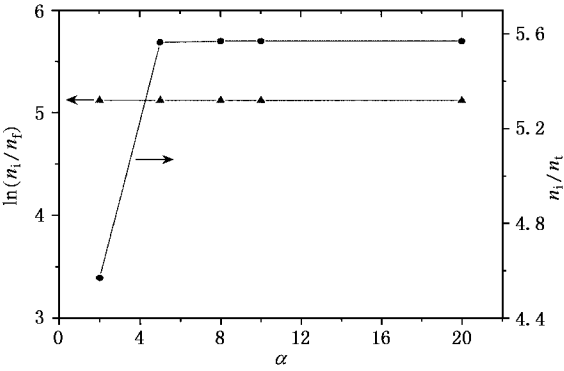


图 4 Cr:YAG 被动调 Q Nd:YVO₄ 激光器的 $\ln(n_i/n_t)$ 和 n_i/n_t 随 α 变化关系曲线

ETU 效应的存在会增加被动调 Q 激光器的热损耗,导致激光脉冲脉宽和脉冲能量的改变,这对于有些需要激光输出稳定脉冲波形和脉冲能量的应用带来困难.通常有两种方法可以减少被动调 Q 激光器 ETU 效应:一种是降低激光晶体的掺杂浓度,另一种是缩短腔长.因为降低浓度可以减少粒子能量转移的机会,所以可以使 ETU 效应减弱.实验中我们发现缩短腔长是另一种非常有效的办法.当腔长缩短到几个毫米时,激光输出脉冲波形和能量保持不变,增加腔长时脉冲宽度和能量改变明显增大.进一步的理论分析正在进行之中.

3. 结 论

本文报道了受激粒子 ETU 效应对 Cr:YAG 被动调 Q Nd:YAG/Nd:YVO₄ 激光器的输出脉冲影响研究.结合 ETU 理论分析和被动调 Q 速率方程组,得到了初始反转粒子密度,末态反转粒子密度和光强最大时反转粒子密度的比值变化对激光输出脉冲宽度和脉冲能量的影响,实验结果和理论分析相一致.降低激光晶体的掺杂浓度和缩短腔长可以有效降低 ETU 效应,有助于这类被动调 Q 激光器的优化设计.

[1] Zayhowski J J 2000 *Journal of Alloys and Compounds* **303-304** 393

[2] Chai L *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 68 [in Chinese] 柴 路等 2001 物理学报 **50** 68]

[3] Zhang X Y *et al* 2000 *Chinese Journal of Laser* **26** 678 (in Chinese)

[4] Bai Y X , Wu N L and Zhang J 1997 *Appl. Opt.* **36** 2468

[5] Li C , Song J and Shen D 2000 *App. Phys. B* **70** 471

[6] Degnan J J 1995 *IEEE J. Quantum Electron.* **31** 1890

[7] Xiao G and Bass Michael 1997 *IEEE J. Quantum Electron.* **33** 41

[8] Zhang X Y , Zhao S Z and Wang Q P 1997 *IEEE J. Quantum Electron.* **33** 2286

[9] Zhang X Y , Zhao S Z and Wang Q P 2000 *J. Opt. Soc. Am. B* **17** 1166

[10] Song J , Li C and Ueda K 2000 *Appl. Opt.* **39** 4954

[11] Song J , Li C and Ueda K 2000 *Opt. Commun.* **177** 307

[12] Guyot Y , Manaa H and Rivoire J Y 1995 *Phys. Rev. B* **51** 784

[13] Hardman P J , Clarkson W A and Friel G J 1999 *IEEE J. Quantum Electron.* **35** 647

[14] Lan Y P , Chen Y F and Wang S C 2000 *App. Phys. B* **71** 27

Influence of energy-transfer upconversion effect on the pulse in diode-pumped Cr :YAG passively Q-switched lasers^{*}

Yang Lin^{1,2)} Huang Wei-Ling¹⁾ Qiu Jun-Lin¹⁾ Feng Bao-Hua²⁾ Zhang Zhi-Guo²⁾
Volker Gaebler³⁾ Baining Liu³⁾ Hans J. Eichler³⁾

¹⁾(State Key Laboratory of Laser Technology , Huazhong University of Science and Technology , Wuhan 430074 ,China)

²⁾(Laboratory of Optical Physics , Institute of Physics and Center for Condensed Matter , Chinese Academy of Sciences , Beijing 100080 ,China)

³⁾(Optical Institute , Technical University Berlin , D-10623 Berlin , Germany)

(Received 8 January 2003 ; revised manuscript received 10 February 2003)

Abstract

Influence of energy-transfer upconversion (ETU) effect on the output pulse in diode-pumped Cr :YAG passively Q-switched lasers is investigated. Using the ETU theory and Q-switching rate equations , the initial population inversion , the final population inversion and the threshold population inversion at the maximum photon density are achieved. The output pulse width and pulse energy depend on the relation between them. The predicted results are in good agreement with the experimental results. The method of reducing the ETU effect is also discussed and it is useful to optimize this kind of lasers.

Keywords : energy-transfer upconversion , Cr :YAG saturable absorber , passively Q-switching

PACC : 4255B , 4260

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60278024).