

DOI: 10.3969/j.issn.1007-5461. 2012.02.004

电光调 QNd:YAG 固体激光器脉冲展宽研究

周 健, 郭 强, 黄 荔, 王首长, 吴朝辉

(中国科学院安徽光学精密机械研究所, 安徽省光子器件与材料重点实验室, 安徽 合肥 230031)

摘 要: 从理论上分析了影响调 Q 激光器脉冲宽度的因素, 利用速率方程建立了电光调 Q 脉冲展宽输出过程中反转粒子数密度、光子数密度、腔损耗之间的变化关系式, 并进行了数值模拟, 绘出了输出平滑脉冲时的腔损耗变化曲线, 在实验中设计了合适的谐振腔结构, 并通过使用两个闸流管作为高压开关控制 KD*P 上的电压变化波形, 从而控制腔损耗使其满足脉冲展宽的条件, 在实验上最终获得了 420 ns 的调 Q 激光脉冲。

关键词: 激光技术; 脉冲展宽; 电光调 Q; Nd:YAG 激光器

中图分类号: TN248.1

文献标识码: A

文章编号: 1007-5461(2012)02-0147-06

Pulse stretching in an electro-optical Q-switched Nd:YAG solid-state laser

ZHOU Jian, GUO Qiang, HUANG Li, WANG Shou-zhang, WU Zhao-hui

(Key Laboratory of Photonic Devices and Materials, Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China)

Abstract: Theoretical analysis about elements that influence pulse width of Q-switched laser was carried out. On the basis of rate equation, expressions of the relations among inversion density, photon density, and cavity loss under pulse stretching conditions were established. The cavity loss's variation curve was plotted after numerical simulation when flat-topped laser pulse was obtained. In the experiment, proper structure of resonant cavity was designed, and by taking advantage of two thyratrons as high-voltage switches, the variation of voltage on KD*P can be controlled, so the loss can be controlled to make it satisfy the pulse stretching conditions. Finally, 420 ns Q-switched laser pulse was obtained.

Key words: laser techniques; pulse stretching; electro-optical Q-switch; Nd:YAG laser

1 引 言

脉冲激光器有连续激光器所不具备的高峰值功率和短持续时间特性, 因而有自己的优势和应用领域, 不同脉宽不同能量的脉冲激光器又有着不同的细分应用, 对于很多物质以及大量的人体、生物组织而言, 由于其分子结构及包含的原子的不同, 其与光发生相互作用的最佳作用时间也是千差万别的。除了纳秒级激光可对其中很多种物质产生激发等作用以外, 还有一些物质需要更长一些的作用时间如百纳秒及微秒的时间才能充分吸收光能而发生希望的变化。这其中可能的有激光诱导的化学反应、激光激发的光谱辐射, 激光对金属和非金属材料进行处理, 激光对人体、生物组织的处理等。在激光分离同位素、激光化学、激

作者简介: 周 健 (1984 -), 研究生, 研究方向为 Nd:YAG 固体激光器调 Q 技术。 E-mail: 842005000@163.com

导师简介: 郭 强 (1963 -), 安徽合肥人, 研究员, 研究方向为激光系统集成技术。 E-mail: qguo@aiofm.ac.cn

收稿日期: 2011-03-08; **修改日期:** 2011-04-07

光导星(人造卫星)技术等领域,为提高脉冲激光的利用效率,需将激光脉冲展宽。这些应用需要的激光脉冲的脉宽较通常的调 Q 脉冲宽度更宽,峰值功率要小,可见发展宽脉冲的 Q 开关技术还是很有必要的。

上世纪60年代激光器一问世,即有人开始研究 Q 脉冲展宽问题^[1,2],但始终进展不大,这种状况持续到上世纪80年代^[3],随后人们的注意力都被飞秒激光技术吸引,很少有人问津脉宽在亚微秒至十微秒量级的激光技术。

近年来,随着某些生物医疗技术的需求,有关 Q 开关脉宽延展技术又开始受到人们的重视。国内外开展了在红宝石激光和Nd:YAG激光上进行脉宽延展的研究^[7,8],他们研究的重点通常是放在如何在现有 Q 开关激光器的基础上,利用一些高压元件对 Q 开关高压放电波形进行修正,以达到获得某一特定脉宽输出的目的,有的虽然脉冲得到了展宽却同时也损失了能量,有的未能很好地抑制尖峰结构。我们在实验中用两个平面高反镜构成腔镜,将布儒斯特偏振片作为输出窗口,在与KD*P的组合中能在不损失能量的情况下输出展宽脉冲。

2 理论分析

只要已知足够的参量,激光器的输出性能就能完全由速率方程求得,无论是对于三能级系统还是四能级系统,激光器的速率方程均可统一为下面的联立式^[9]

$$\begin{cases} \frac{\partial n}{\partial t} = -\gamma n \phi \sigma c - \frac{n + n_{\text{tot}}(\gamma - 1)}{\tau_f} + W_p(n_{\text{tot}} - n) \\ \frac{\partial \phi}{\partial t} = c \phi \sigma n - \frac{\phi}{\tau_c} + S \end{cases}, \quad (1)$$

式中的 $\gamma = 1 + \frac{g_2}{g_1}$, g_1 和 g_2 分别为下能级和上能级的简并度, τ_f 为自发辐射寿命, n 为反转粒子数密度, W_p 为泵浦速率, n_{tot} 为总粒子数, ϕ 为光子数密度, σ 为受激发射截面, τ_c 为谐振腔内光子的平均寿命(即谐振腔内的光子以散射、吸收、透射或其他方式在光学系统中存在的时间), S 为自发发射叠加到激光发射的速率。

对于调 Q 过程,由于脉冲的持续时间很短,虽然我们要将脉冲展宽到数百纳秒,但其相对于Nd:YAG 230 μs 的荧光寿命以及200 μs 左右的泵浦脉冲长度来说依然很小,所以在这组方程中可以忽略自发发射和光泵浦。上面的方程组就变为

$$\begin{cases} \frac{\partial \phi}{\partial t} = \phi c \sigma n - \frac{\phi}{\tau_c} = \phi c \sigma n - \frac{\varepsilon \phi}{t_R} \\ \frac{\partial n}{\partial t} = -\phi c \sigma n \end{cases}, \quad (2)$$

其中 $\tau_c = t_R/\varepsilon$, ε 表示往返损耗, t_R 是光子在谐振腔内的往返时间。上面的两个方程分别示出了谐振腔内光子密度随时间的变化和激活介质中反转粒子数密度随时间的变化,我们希望输出的调 Q 脉冲需要有亚微秒量级的持续时间且脉冲顶部平滑,即瞬态时间内激光器具有稳态输出,此时腔内反转粒子数不断消耗产生光子,而产生的光子不断输出,但腔内光子数密度变化不大。据此作如下假设

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} \ll \phi_{\text{out}}, \quad (3)$$

$$\phi_{\text{out}} = \frac{\phi}{\tau_c} = \text{const}, \quad (4)$$

其中 ϕ_{out} 是指单位体积单位时间光子数的输出损耗,单位为 $\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ 。

由(3)、(4)及(2)可得

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\phi c \sigma n = -\phi_{out}, \tag{5}$$

进而 $n(t) = n_0 - \phi_{out}t, \quad \phi(t) = \frac{\phi_{out}}{c\sigma n(t)} = \frac{\phi_{out}}{c\sigma(n_0 - \phi_{out}t)}, \quad \varepsilon(t) = t_R c \sigma (n_0 - \phi_{out}t), \tag{6}$

其中 n_0 是初始反转粒子数密度, 为了便于分析, 将谐振腔的损耗简化为一个透射率为 $T(t)$ 的镜片, 于是有 $\varepsilon(t) = \ln \left[\frac{1}{1-T(t)} \right]$, 从而

$$T(t) = 1 - \exp[-t_R c \sigma (n_0 - \phi_{out}t)]. \tag{7}$$

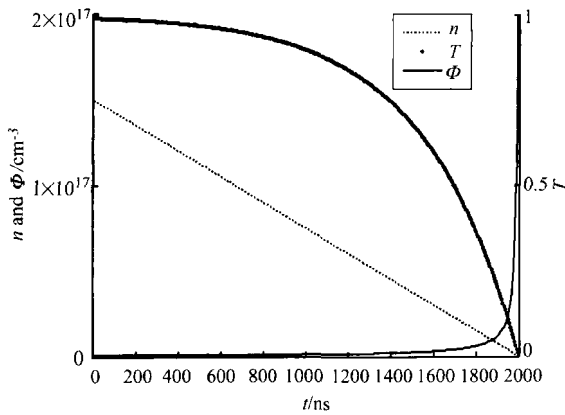


Fig.1 Temporal variation of the inversion density $n(t)$, photon density $\phi(t)$, and loss rate $T(t)$ for constant output ϕ_{out}

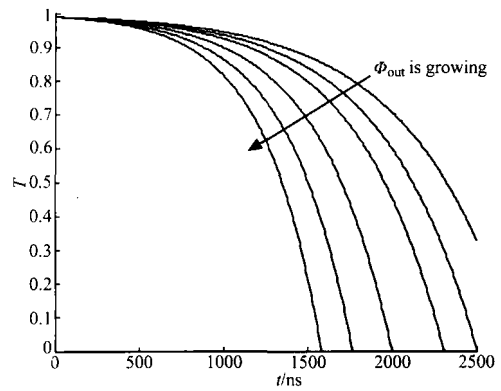


Fig.2 Variation of the loss rate $T(t)$ for the output ϕ_{out} increasing from $4.5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ to $9.5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ in steps of $1 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$

将式 (6)、(7) 中各参量随时间的变化绘制于图 1。在该图中设: $n_0 = 1.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$; $\phi_{out} = 7.5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$; $t_R = 3.6 \text{ ns}$, 另外已知: $\sigma = 2.8 \times 10^{-19} \text{ cm}^{-2}$; $c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$ 。图 1 显示了在 ϕ_{out} 固定的情况下, 反转粒子数密度、光子数密度以及腔损耗随时间的变化, 但整个图形以 (3) 式为前提, 可以看到在 1900 ns 后由于 ϕ 的激增使得 (3) 式不再成立, 也就不能保证 ϕ_{out} 的恒定, 所以我们认为在图中 ϕ 的线性递增段 (1900 ns 以前) 时间内是满足 (4) 的假定的, 此外为保证至少在 $t = 0$ 时 ϕ 的变化符合 (3), 我们可由 (3) 和 (6) 得到

$$\phi_{out} \ll c\sigma n_0^2. \tag{8}$$

在我们绘制图 1 时所做的数据设定是满足 (8) 式的, 该图的一个重要意义在于提供了 $T(t)$ 的变化曲线, 在设计激光器时使腔损耗的变化符合 $T(t)$ 的变化便能得到平滑的脉冲激光输出, 图 2 中显示了初始反转粒子数 n_0 不变的情况下, 设定多个 ϕ_{out} 值时的 $T(t)$ 变化曲线, 在 ϕ_{out} 变大时, $T(t)$ 的变化也加快, 在实验中我们通过调 Q 开关来控制腔损耗, 在电光调 Q 中, 损耗是由泡克尔斯盒和偏振片决定的, $T(t)$ 的表达式为 $T(t) = \sin^2 \alpha$; α 是偏振光经过泡克尔斯盒后的角度旋转, $\alpha = \frac{\pi}{2} \frac{V}{V_{\lambda/4}}$, 所以

$$T(t) = \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \frac{V}{V_{\lambda/4}} \right). \tag{9}$$

联立 (7) 和 (9) 得到: $V = V_{\lambda/4} \frac{2}{\pi} \arcsin \sqrt{1 - \exp[-t_R c \sigma (n_0 - \phi_{out}t)]}$ 。据此可以得到图 3 的电压变化曲线 (实线部分), 其中的参量数值设定和图 1 相同, 图 3 便是在脉冲平滑输出时间段内应有的调 Q 电压波形, 它并非整个调 Q 输出脉冲时间内的波形, 因为我们之前假定了 ϕ_{out} 在 $t = 0$ 开始便是不为 0 的定值, 实际的情况是 ϕ_{out} 有一个建立过程, 即调 Q 脉冲的建立时间, 于是将曲线修正为 t_1 前的虚线部分和 t_1 后

的实现部分，之所以虚线部分低于实线，在于增加腔内的光子反馈以便建立激光振荡，整个激光脉冲分为三部分，第一部分为 t_1 之前激光输出从 0 增长到 ϕ_{out} ，第二部分为 t_1 之后到 1900 ns 左右激光输出稳定在 ϕ_{out} ，第三部分为 1900 ns 之后激光输出减弱到零。我们预期的调 Q 电压退压波形和激光脉冲形成时序如图 4。

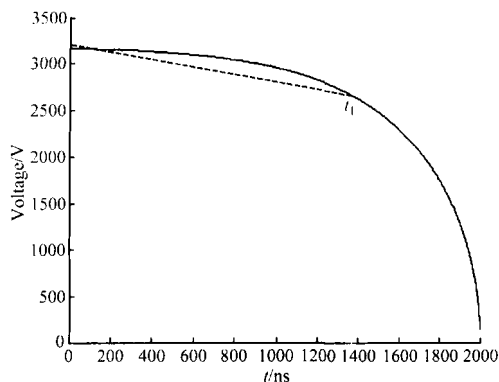


Fig.3 Variation of the voltage at a Pockels cell for constant output $\phi_{out} = 7.5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}\text{s}^{-1}$

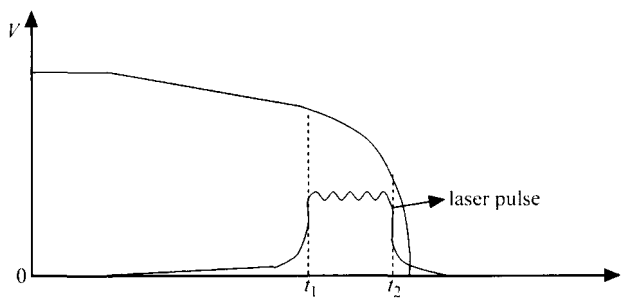


Fig.4 Expected Q-switch voltage variation curve and laser pulse shape

3 实验结果与讨论

实验装置如图 5 所示，该腔结构和腔倒空式调 Q 输出激光器结构相同，但我们改变了激光器的输出窗口，由偏振片 P 耦合输出， M_1 和 M_2 均为 1064 nm 平面全反镜片，腔长 45 cm，Nd:YAG 晶体棒掺杂浓度为 1.1 at%，直径 4 mm，长 10 cm，其通过脉冲氙灯泵浦，KD*P 晶体的四分之一波长电压约 3200 V，氙灯和调 Q 晶体高压由同一脉冲激光电源提供，在该结构中由于两个腔镜都是全反，所以激光器的损耗基本全由 KD*P 上的高压确定，当 KD*P 上的电压为 $V_{\lambda/4}$ 时，每次偏振片左边的光透过偏振片后，经 KD*P 晶体和 M_2 再返回经 KD*P 后，由于偏振面旋转 90° ，全部被偏振片反射出去，此时的透射率 T 为 1，当 KD*P 上的电压为 0 时，不会对透射光产生偏振改变，光在腔内往返振荡不会输出，此时的透射率 T 为 0，所以在 KD*P 上加 $0 \sim V_{\lambda/4}$ 电压中的某个值时，光就会部分透过偏振片，部分反射出腔外， T 由 KD*P 晶体上的高压 V 决定。

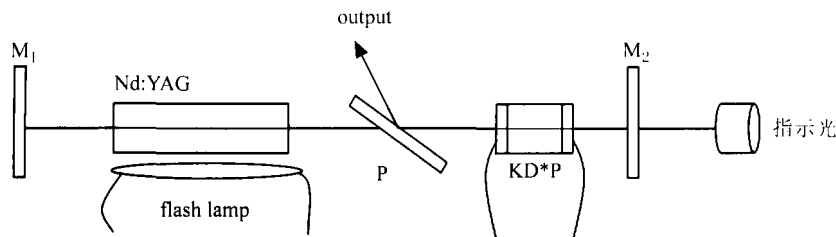


Fig.5 Experimental configuration of Nd:YAG laser to generate stretched laser pulses

根据前面图 4 的退压曲线图设计了如图 6 的退压电路，HV1 为静态高压 4000 V，通过分压电路加在 KD*P 晶体 (Pockels cell) 上的静态电压为 3200 V。电压 HV2 可根据实验要求变化，退压过程分为两个阶段，第一阶段触发闸流管 T_1 ，使其打开，利用一些电子元器件 (如电阻、电感) 可以改变该阶段退压的快慢，在闸流管 T_1 打开一段时间 t_1 后触发闸流管 T_2 ， t_1 的长短由延时电路设定。

图 7~9 是实验中分别用光电探头和高压探头测得并接入示波器显示的激光脉冲波形和 KD*P 高压退压波形，氙灯泵浦电压为 750 V，信号 1 表示调 Q 脉冲波形，信号 2 表示高压退压波形，图 7 是在正常的

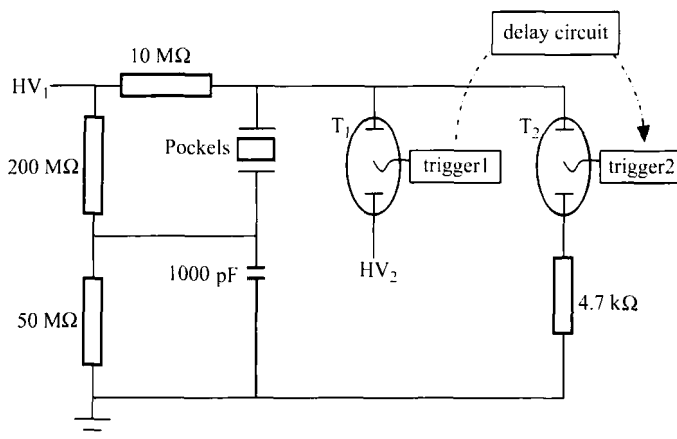


Fig.6 Principle of the electronic circuit controlling Pockels cell voltage $V(t)$

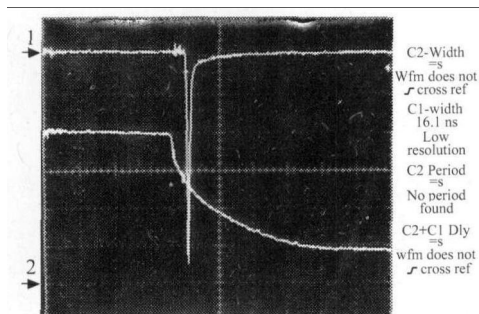


Fig.7 Lower traces: Pockels cell voltage $V(t)$, 1000 V/div, Upper traces: laser pulse, Horizontal: 100 ns/div, Pulse energy: 162 mJ

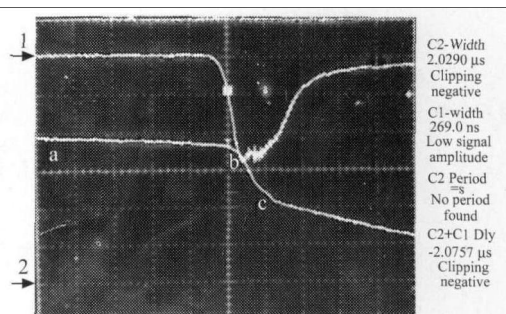


Fig.8 Lower traces: Pockels cell voltage $V(t)$, 1000 V/div, Upper traces: laser pulse, Horizontal: 100 ns/div, Pulse energy: 173 mJ

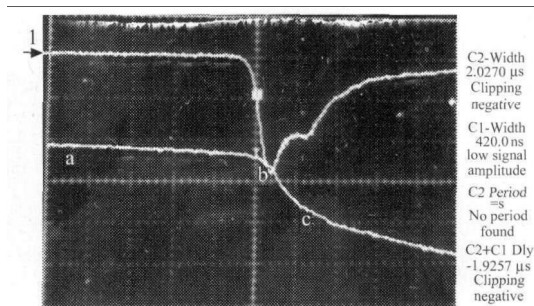


Fig.9 Lower traces: Pockels cell voltage $V(t)$, 1000 V/div, Upper traces: laser pulse, Horizontal: 200 ns/div, Pulse energy: 177 mJ

快速退压调 Q 过程获得的激光脉冲波形和退压波形，可以看到退压速度较快，激光振荡迅速建立输出了脉宽为 16.1 ns 的脉冲，图 8 是我们在利用图 6 所示退压电路，将延时设定为 1 ns，并多次调整退压速度得到的波形图，可以得到 269 ns 的激光脉冲，在图中的 *ab* 段激光脉冲建立，*bc* 段激光脉冲维持一定的幅值输出，随后由于反转粒子数的大量消耗脉冲减弱到零，该图中 *ab* 段对应于图 3 的虚线部分，而 *bc* 段对应于图 3 中 t_1 的后面实线部分，由于无法精确控制退压波形，使得光脉冲底部有起伏，图 9 显示退压波形 *bc* 段下降速度稍微变缓后激光脉冲宽度更宽，达到了 420 ns，图 9 也说明了激光脉冲对退压波形极敏感，即使极小的误差也会导致激光脉冲的大幅振荡。我们用能量计测量了同一泵浦电压 (750 V) 下脉冲展宽前和展宽后的激光脉冲能量如表 1。

Table 1 Laser pulse energy varying with pulse width

| | | | |
|-----------|------|-----|-----|
| Width/ns | 16.1 | 269 | 420 |
| Energy/mJ | 162 | 173 | 177 |

表 1 显示了我们在展宽激光脉冲的过程中并没有降低脉冲能量,反而有所增加,这得益于在该腔结构中并没有引入额外的耗散损耗,而这种调节损耗的方式实际上将损耗转变为了有用的输出。

4 总 结

利用速率方程理论对电光调 Q 的 Nd:YAG 固体激光器脉冲展宽条件进行了理论推导,得出了在脉冲展宽条件下的腔损耗变化曲线,通过图 5 的腔结构和图 6(Pockels cell) 的退压电路结合实现对腔损耗的控制,得出了图 8 和图 9 的展宽脉冲,很好地验证了理论推导,由于整个高压退压过程是在数百纳秒内完成的,而且对退压波形精度要求较高,因而变得难于控制,如果能够保证高压退压电路的精度和稳定性,就一定可以获得更宽的脉宽和更平滑稳定的光脉冲波形。

参考文献 :

- [1] Thomas C H, Price E V. Feedback control of a Q -switched ruby laser [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1966, 2(9): 617-623.
- [2] Callen W R, Pantell R H, Warszawski d. Pulse stretching of Q -switched lasers [J]. *Opto-Electron.*, 1969, 1(8): 123-127.
- [3] Schmid W. Pulse stretching in a Q -switched Nd:YAG laser [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1980, 16(7): 790-794.
- [4] Harigel G, Baltay C, *et al.* Pulse stretching in a Q -switched Ruby laser for bubble chamber holography [J]. *Appl. Opt.*, 1986, 25(22): 4102-4110.
- [5] Bao Chengyu, Chang Dongliang, *et al.* A laser pulse stretcher made from beam splitter [J]. *Journal of Tsinghua University (清华大学学报)*, 1998, 38(11): 108-110 (in Chinese).
- [6] Jun Kojima, Quang-Viet Nguyen. Laser pulse-stretching with multiple optical ring cavities [J]. *Appl. Opt.*, 2002, 41(30): 6360-6370.
- [7] Zhu Yongzhe, Ye Zhisheng, *et al.* Study on pulse stretching of electro-optics Q -switched ruby laser [J]. *Optoelectronics • Laser (光电子 • 激光)*, 2006, 17(9): 1060-1063 (in Chinese).
- [8] Rutten T P, Veitch P J, Munch J. Efficient pulse stretching of Q -switched lasers [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 2008, 44(10): 911-915.
- [9] Koechner W. *Solid-State Laser Engineering (固体激光工程)* [M]. Beijing: Science Press, 2002 (in Chinese).
- [10] Lan Xinju, *et al.* *Laser Technology (激光技术)* [M]. Beijing: Science Press, 2008 (in Chinese).