

1.3  $\mu\text{m}$ -2.8 ns 电光腔倒空 Nd:YVO<sub>4</sub> 激光器\*姚铭杰<sup>1)3)</sup> 葛文琦<sup>1)3)†</sup> 颜博霞<sup>2)</sup> 张鸿博<sup>1)3)</sup>

1) (中国科学院空天信息创新研究院, 北京 100094)

2) (中国科学院微电子研究所, 北京 100094)

3) (中国科学院大学光电学院, 北京 100049)

(2023 年 1 月 3 日收到; 2023 年 4 月 28 日收到修改稿)

本文对 1342 nm 波长的电光腔倒空调  $Q$  的 Nd:YVO<sub>4</sub> 激光器进行理论与实验研究. 理论计算了电光开关下降沿时间对腔倒空激光器输出脉宽的影响. 在实验中, 采用 880 nm 准连续激光二极管同带泵浦 Nd:YVO<sub>4</sub> 激光器, 在 1 kHz 重复频率下, 通过电光腔倒空方式, 得到最大平均功率 210 mW (单脉冲能量 0.21 mJ)、脉冲宽度 2.8 ns 的 1342 nm 激光输出, 光束质量因子  $M^2$  优于 1.2. 通过周期极化铌酸锂晶体 (periodically poled lithium niobate, PPLN) 进行腔外倍频, 获得脉冲宽度 1.8 ns 的 671 nm 波长可见激光. 这是目前 1.3  $\mu\text{m}$  波长主动调  $Q$  的 Nd 固体激光器产生的最窄脉冲宽度.

**关键词:** 1342 nm Nd:YVO<sub>4</sub> 激光器, 同带泵浦, 电光腔倒空, 纳秒激光器

**PACS:** 42.55.Xi, 42.60.Gd, 42.65.Ky

**DOI:** 10.7498/aps.72.20230014

## 1 引言

近年来, 由于在生物医疗、遥感、光谱研究、强场物理等领域的广泛应用<sup>[1]</sup>, 1.3  $\mu\text{m}$  波段激光受到了越来越多的关注. 同时, 该波段激光可以通过非线性效应得到波长的拓展: 通过倍频效应, 获得红光激光<sup>[2]</sup>; 通过受激拉曼散射效应, 获得 1.5  $\mu\text{m}$  和 1.7  $\mu\text{m}$  波段的红外激光<sup>[3,4]</sup>. 这些拓展波长的激光也在医学研究方面得到应用<sup>[5]</sup>.

利用掺 Nd 离子晶体  $^4\text{F}_{3/2}$  到  $^4\text{I}_{13/2}$  的受激跃迁是目前获得 1.3  $\mu\text{m}$  波段激光常用方法之一. 1.3  $\mu\text{m}$  掺 Nd 激光器具有可获得大功率输出、转化效率高、结构简单、器件商用化等优点. 由于一些实际应用要求激光具有窄脉冲宽度和高峰值功率, 研究人员对 1.3  $\mu\text{m}$  主动调  $Q$  激光器开展了大量研究<sup>[1,6,7,8]</sup>.

2007 年, Sauder 等<sup>[6]</sup>报道了在 1.3  $\mu\text{m}$  的 Nd:

YAG 声光调  $Q$  激光器中, 获得重复频率 100 Hz、平均功率 0.55 W、脉冲宽度 50 ns 的脉冲激光, 其单脉冲能量 5.5 mJ. 同年, Lu 等<sup>[9]</sup>报道了在 1.3  $\mu\text{m}$  的 Nd:YVO<sub>4</sub> 声光调  $Q$  激光器中, 获得重复频率 10 kHz、最窄脉冲宽度 19 ns 的激光输出, 其平均功率为 6.3 W, 最大单脉冲能量为 0.63 mJ, 光束质量因子  $M_x^2 = 2.5$ ,  $M_y^2 = 3$ . 同年, Saha 等<sup>[10]</sup>报道了在 1.3  $\mu\text{m}$  二极管侧泵的 Nd:YAG 声光调  $Q$  激光器中, 重复频率为 37 kHz 时, 获得最窄脉冲宽度 251 ns 的激光输出, 对应平均功率 6.77 W, 其最大单脉冲能量 0.183 mJ. 2011 年, Zhao 等<sup>[11]</sup>报道了在 1.3  $\mu\text{m}$  的 Nd:YVO<sub>4</sub> 声光调  $Q$  激光器中, 重复频率为 10 kHz 时, 获得最窄脉冲宽度 6.5 ns 的激光输出, 对应平均功率 158 mW, 其最大单脉冲能量 0.158 mJ. 2014 年, Liu 等<sup>[12]</sup>报道了在 1314 nm 二极管侧泵的 Nd:YLF 声光调  $Q$  激光器中, 获得重复频率 1 kHz、平均功率 38 W、脉冲宽

\* 国家自然科学基金 (批准号: 62075221, 61835014) 和国家重点研发计划 (批准号: 2018YFB0504500) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: gewq@aircas.ac.cn

度 101.9 ns 的脉冲激光, 其单脉冲能量 3.8 mJ, 光束质量因子  $M^2 = 17.8$ . 2015 年, Botha 等<sup>[13]</sup>报道了在 1314 nm 端泵浦双晶体 Nd:YLF 声光调  $Q$  激光器中, 获得重复频率 500 Hz、平均功率 18.6 W、脉冲宽度 36 ns 的脉冲激光, 其单脉冲能量 5.6 mJ, 光束质量因子  $M_x^2=2$ ,  $M_y^2 = 2.6$ . 2019 年, Tu 等<sup>[7]</sup>报道了在 1314 nm 的 Nd:YLF 声光调  $Q$  激光器中, 获得重复频率 1 kHz、平均功率 2.6 W、脉冲宽度 31 ns 的脉冲激光, 其单脉冲能量 2.6 mJ, 光束质量因子  $M^2 = 2.8$ .

电光腔倒空是一种可以获得  $< 5$  ns 窄脉冲宽度的主动调  $Q$  方法<sup>[14,15]</sup>. 2015 年, Liu 等<sup>[8]</sup>报道了在 1342 nm 的 Nd:YVO<sub>4</sub> 电光腔倒空激光器中, 获得重复频率 2 kHz、平均功率 1.1 W、脉冲宽度 4.7 ns 的脉冲激光, 其单脉冲能量 0.55 mJ, 光束质量因子  $M^2 = 1.26$ .

通常, 电光腔倒空激光器输出的脉冲宽度与激光器谐振腔长度有关, 减小谐振腔长度和激光在腔内的往返时间, 可以获得更窄的脉冲宽度. 而当激光在腔内的往返时间与电光开关的关断时间接近时, 进一步缩短谐振腔长将不能得到更窄的脉冲宽度, 电光开关的关断时间将影响脉冲宽度. 本文对 1.3  $\mu\text{m}$  的短腔电光腔倒空激光器进行理论和实验研究, 模拟在电光开关的关断时间和腔内往返一次的渡越时间接近时的脉冲时域特性; 实验采用准连续 880 nm 激光二极管同带泵浦 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体, 利用电光腔倒空方式获得 2.8 ns 脉宽、平均功率 210 mW、重复频率 1 kHz 的 1342 nm 红外激光, 单脉冲能量为 0.21 mJ, 光束质量因子为  $M_x^2 = 1.03$ 、 $M_y^2 = 1.15$ , 斜率效率为 20%. 此外, 利用周期极化的非线性晶体 MgO:PPLN 进行腔外倍频, 产生了脉冲宽度 1.8 ns 的 671 nm 红光激光. 截至目前文献报道, 这是 1.3  $\mu\text{m}$  主动调  $Q$  的 Nd 固体激光器产生的最窄脉冲宽度.

## 2 理论研究

电光腔倒空激光器的运转过程分为 3 个阶段: 第 1 个阶段, 电光晶体两端不加电压, 由于插入偏振片的反射损耗无法形成激光振荡, 增益介质的反转粒子数不断积累; 第 2 个阶段, 电光晶体两端加载电压, 谐振腔偏振反射损耗降低, 激光开始振荡, 腔内光子数迅速增加; 第 3 个阶段, 关闭电光晶体

两端的电压, 此时激光偏振反射损耗增大, 腔内的光子由偏振片反射输出, 获得激光脉冲.

通常, 减少电光腔倒空激光器的谐振腔长度可以获得更窄的脉冲宽度. 而当激光在腔内的往返时间与电光开关的关断时间接近时, 缩短谐振腔长将不能得到更窄的脉冲宽度, 电光开关关断的下降沿时间影响激光器输出的激光脉冲宽度. 电光开关组件由电光晶体、波片、偏振片构成. 在电光开关关断、输出激光脉冲过程中, 电光晶体上的电压从  $1/4$  波电压降至 0, 电光晶体产生的相位延迟由  $\pi/2$  降至 0. 在短腔长倒空激光器电光开关关断、输出激光脉冲的过程中, 电光开关关断速度 (即加载在电光晶体上高压的下降沿时间) 对脉冲宽度的影响进行理论研究.

电光晶体上电压  $U_c$  随时间  $t$  的变化关系可以表示为

$$U_c = \begin{cases} U_{\lambda/4} (1 - t/t_d), & 0 < t < t_d, \\ 0, & t > t_d, \end{cases} \quad (1)$$

式中,  $t_d$  是电光晶体上脉冲电压的下降沿时间,  $U_{\lambda/4}$  为电光晶体的  $1/4$  波电压.

电光晶体产生的相位差延迟  $\varphi_c$  随时间  $t$  的变化关系可以表示为

$$\varphi_c = \begin{cases} \frac{\pi}{2} (1 - t/t_d), & 0 < t < t_d, \\ 0, & t > t_d, \end{cases} \quad (2)$$

激光通过电光开关组件的反射输出率  $R$  随时间  $t$  的变化关系, 可以表示为

$$R(t) = \begin{cases} \sin^2 \left( \frac{\pi t}{2 t_d} \right), & 0 < t < t_d, \\ 1, & t > t_d. \end{cases} \quad (3)$$

假设激光在谐振腔内振荡达到功率最大、电光开关关断开始倒空输出时, 腔内激光强度仅受偏振片反射的影响, 而偏振片反射率随时间变化. 腔内光子数密度  $\phi$  正比于腔内激光能量, 其变化可以表示为

$$\frac{d\phi}{dt} = -\frac{R(t)\phi(t)c}{2L}, \quad (4)$$

其中,  $L$  为谐振腔的光学长度,  $c$  为光速.

偏振片的反射输出引起谐振腔内激光强度的变化, 反射输出激光的瞬时强度  $I(t)$  正比于  $d\phi/dt$ , 可表示为

$$I(t) \propto -\frac{d\phi}{dt}. \quad (5)$$

假设腔内初始光子数为  $\phi_0$ , 对 (4) 式求解, 可以得到解析解:

$$\phi(t) = \begin{cases} \phi_0 e^{-\frac{c}{4L} [\frac{t_d}{\pi} \sin(\frac{\pi}{t_d} t) + t]}, & 0 < t < t_d, \\ \phi_0 e^{-\frac{c}{2L} (\frac{t_d}{2} - t)}, & t > t_d. \end{cases} \quad (6)$$

通过 (5) 式, 可以计算输出激光的相对瞬时强度  $I(t)$ .

考虑到实际光路中器件的尺寸排布, 假设谐振腔光学长度  $L = 150$  mm, 脉冲往返时间  $t_s = 1$  ns. 在电光开关下降沿时间 5 ns 的条件下进行计算.

图 1(a) 所示为偏振片反射率  $R(t)$  随时间的变

化关系, 图 1(b) 所示为腔内光子数密度  $\phi(t)$  随时间的变化关系, 图 1(c) 所示为输出激光的归一化瞬时强度  $I(t)$ .

由图 1(c) 可见, 输出激光的时域特征为前沿陡、后沿缓的非对称脉冲波形, 脉冲的半高宽度大约为 2.89 ns.

通过代入不同的电光开关下降沿时间, 可以计算得到下降沿时间对输出激光波形的影响. 在电光开关下降沿时间为 1, 3, 5, 8 ns 的条件下, 计算输出激光波形, 如图 2 所示. 输出激光脉冲的半高宽度分别为 1.2, 2.11, 2.89, 3.84 ns. 可以看出, 当谐振腔

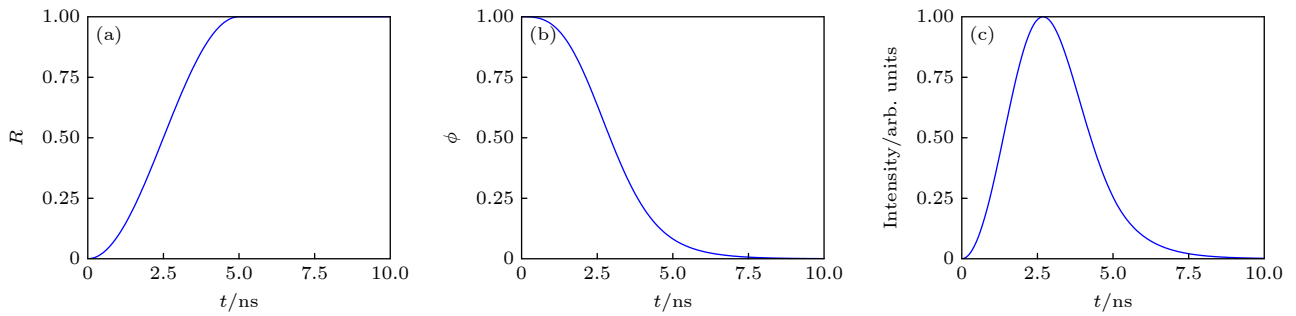


图 1 (a) 偏振片反射率随时间的变化; (b) 腔内光子数密度随时间的变化; (c) 输出激光的归一化瞬时强度

Fig. 1. (a) Polarizer reflection versa time; (b) photon number density versa time; (c) normalized instantaneous intensity of output laser.

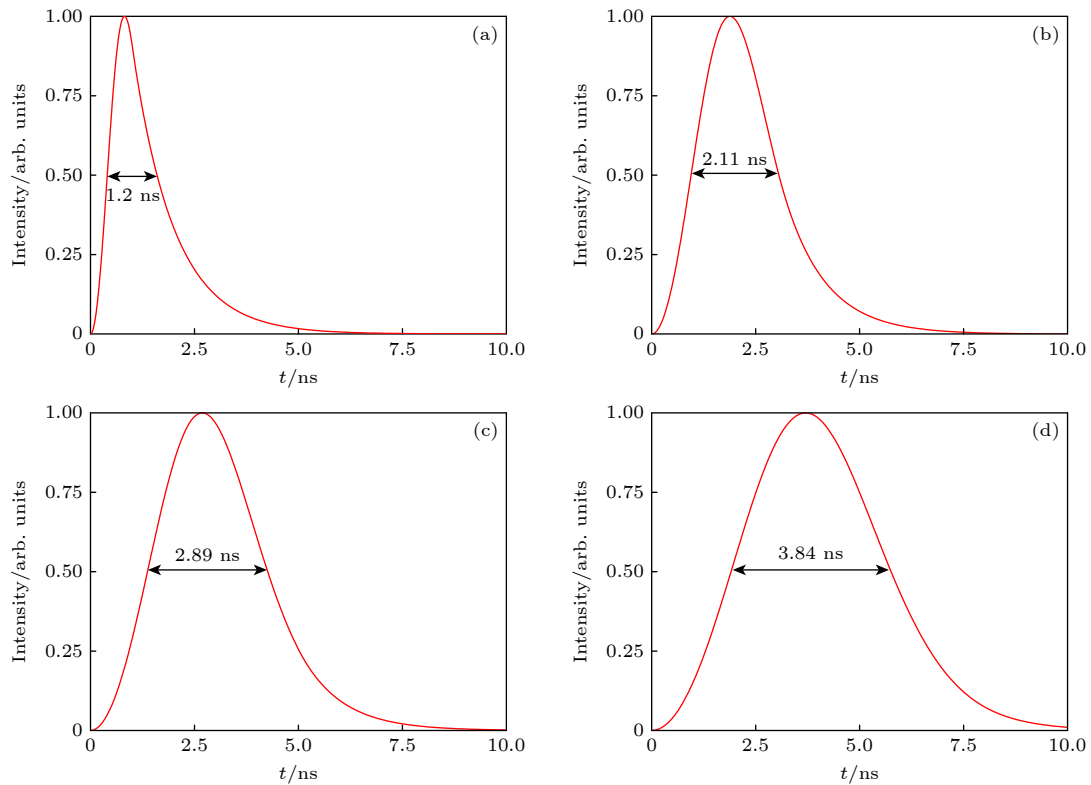


图 2 不同电光开关下降沿时间下的输出激光波形 (a) 1 ns; (b) 3 ns; (c) 5 ns; (d) 8 ns

Fig. 2. Pulse shape for different fall times: (a) 1 ns; (b) 3 ns; (c) 5 ns; (d) 8 ns.

往返时间小于电光开关下降沿时间时, 脉冲宽度大于谐振腔往返时间, 且小于电光开关的下降沿时间. 如果电光开关的下降沿时间增大, 脉冲宽度也随之增大.

### 3 实 验

1342 nm 波长 Nd:YVO<sub>4</sub> 电光腔倒空激光器的实验装置如图 3 所示. 激光器泵浦源是数值孔径  $NA = 0.22$ , 最高输出功率为 30 W, 中心波长为 880 nm 的光纤耦合准连续激光二极管, 光纤的纤芯直径为 200  $\mu\text{m}$ . 采用 880 nm 激光二极管激光器泵浦 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体能够有效降低量子亏损, 降低无辐射跃迁带来的热效应. 通过透镜组 (准直透镜  $F_1$  的焦距为 30 mm, 聚焦透镜  $F_2$  的焦距为 60 mm), 将直径约 400  $\mu\text{m}$  的泵浦光斑入射到激光晶体中. 激光增益介质为 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体, 掺杂原子浓度为 0.3%, 沿  $a$  轴切割, 尺寸为 3 mm  $\times$  3 mm  $\times$  5 mm, 晶体端面镀制激光波长和泵浦波长的增透膜系. 该晶体用铝箔包裹, 并固定与接有冷却水循环的铜座上, 冷却水温 18  $^{\circ}\text{C}$ . 考虑到晶体的上能级寿命, 实验中泵浦源采用 100  $\mu\text{s}$  的脉冲宽度对晶体进行准连续泵浦, 以缓解热效应.

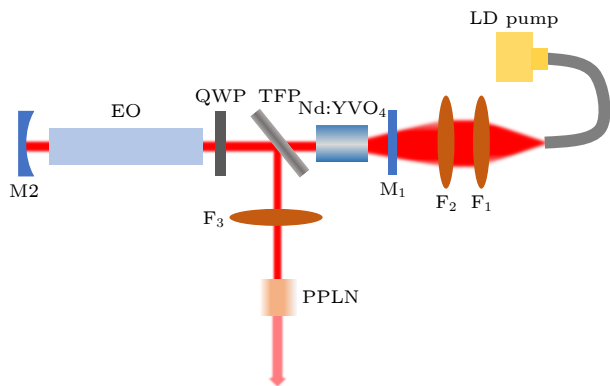


图 3 1.3  $\mu\text{m}$ , Nd:YVO<sub>4</sub> 电光腔倒空激光器实验装置  
Fig. 3. Experimental scheme for a 1.3  $\mu\text{m}$  Nd:YVO<sub>4</sub> electro-optical cavity dumping laser.

为了抑制 1.06  $\mu\text{m}$  的激光振荡, 入射镜  $M_1$  镀制 880 nm 和 1.06  $\mu\text{m}$  高透射、1.3  $\mu\text{m}$  高反射的膜系. 全反镜  $M_2$  为曲率半径  $R = 300$  mm 的球面反射镜, 其表面镀制 1.06 高透射和 1.3  $\mu\text{m}$  高反射膜系. 电光晶体 Li(NbO<sub>3</sub>)<sub>2</sub> 尺寸为 4 mm  $\times$  4 mm  $\times$  20 mm, 其 1/4 波电压约为 2500 V, 与 1/4 波片 (QWP) 和偏振片 (TFP) 构成腔倒空的电光开关

组件. 利用同步机将电光开关的工作时间控制在泵浦脉冲的后沿处, 脉冲激光从偏振片反射输出. 激光谐振腔长为 150 mm.

振荡器输出的脉冲激光通过透镜  $F_3$  ( $F_3$  的焦距为 90 mm) 聚焦进入 MgO:PPLN 晶体, 进行腔外倍频, 以获得 671 nm 的红光. MgO:PPLN 晶体长度约 2 mm, 极化周期约为 13.2  $\mu\text{m}$ . 该晶体固定于接有温控装置的铜座上, 工作温度 26  $^{\circ}\text{C}$ .

### 4 结果分析

实验采用功率计 (PM30, 美国 Coherent 公司) 测量激光功率, 基频激光和倍频激光的脉冲宽度和脉冲序列采用快响应光电二极管 (PDA8GS 和 DET025A, 美国 Thorlabs 公司) 和数字示波器 (70804C, 美国泰克公司) 监控. 基频激光的光束直径采用刀口法测量, 倍频可见光的光斑分布特性采用光束分析仪 (Laser Cam HR, 美国 Coherent 公司) 监控.

实验中, 对 1342 nm 激光器的振荡特性进行了研究. 激光器工作在 1 kHz 重复频率下, 当泵浦峰值功率为 7.05 W、对应泵浦能量为 0.705 mJ 时, 达到工作阈值, 此时电光开关的导通时间为 310 ns.

增加泵浦能量, 输出单脉冲能量也随之增大. 在此过程中, 由于增益增大, 激光在谐振腔内达到最佳输出能量所需的往返程数减少, 即电光开关导通时间和激光振荡时间缩短, 如图 4 所示.

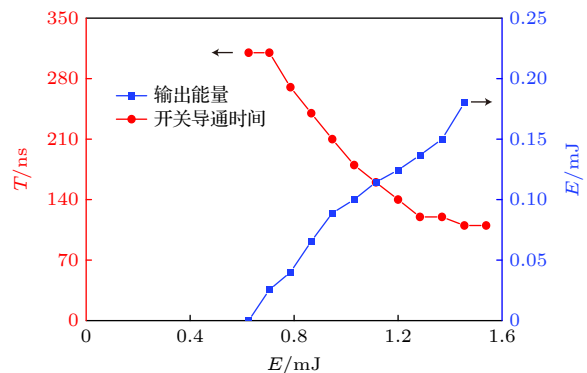


图 4 1 kHz 重频下, 单脉冲能量和电光导通时间随泵浦能量的变化  
Fig. 4. The pulse energy and switching time versus pump energy for 1 kHz pulse repetition rate.

在 1 kHz 重复频率下, 当泵浦峰值功率达到 15.5 W, 泵浦能量 15.5 mJ 时, 激光器输出最大功

率 210 mW, 对应单脉冲能量 0.21 mJ. 此时, 电光开关的导通时间, 即激光振荡时间为 110 ns. 输出脉冲宽度为 2.8 ns, 对应的斜率效率为 20%. 对脉冲能量稳定性进行 30 min 的连续测量, 其不稳定性 RMS 为 3.05%.

入射 MgO: PPLN 晶体的基频激光能量为 0.103 mJ 时, 得到 671 nm 倍频激光的能量为 17.44  $\mu$ J, 倍频效率为 17%. 非线性晶体的长度有限, 限制了倍频效率, 未来可以通过增大晶体长度进一步提高倍频效率.

1342 nm 腔倒空激光器输出的波形图如图 5(a) 所示, 在实验中得到的基频光脉宽为 2.8 ns. 671 nm 倍频激光的波形图如图 5(b) 所示, 在实验中得到的倍频光脉宽为 1.8 ns.

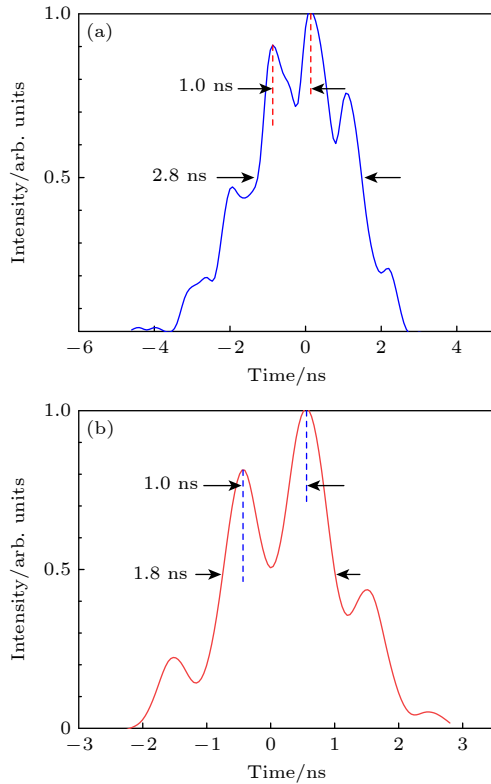


图 5 (a) 1342 nm 基频光时域波形; (b) 671 nm 倍频光时域波形

Fig. 5. (a) Temporal pulse shape of 1342 nm laser; (b) temporal pulse shape of 671 nm laser.

在最大输出功率下, 分别测量了基频光和倍频光的横模特性. 由于受光斑分析仪响应波长的限制, 采用刀口法对 1342 nm 激光器的光束直径进行了测量, 并拟合得出激光光束质量因子  $M^2$ , 如图 6(a) 所示. 基频激光的光束质量因子  $M^2$  为  $M_x^2 = 1.03$ ,  $M_y^2 = 1.15$ , 接近衍射极限.

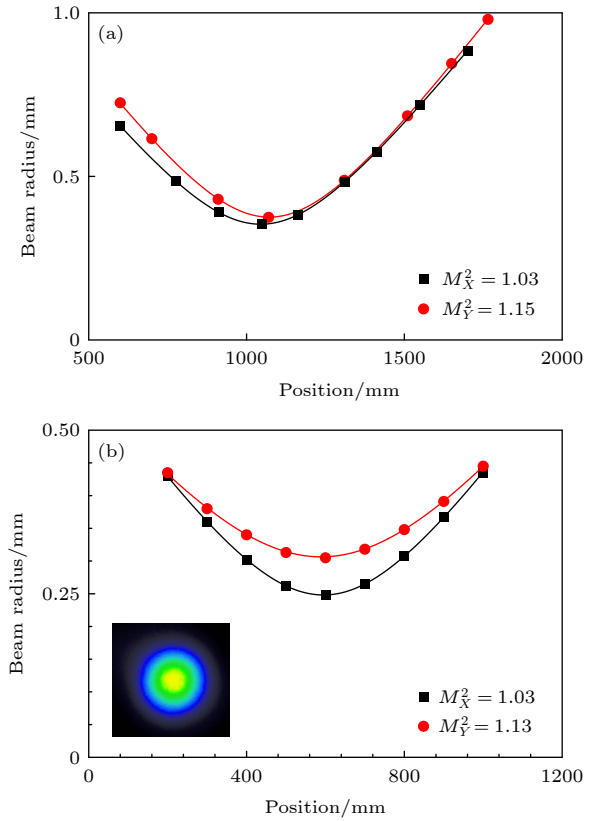


图 6 (a) 1342 nm 基频光的光束质量; (b) 671 nm 倍频光的光束质量与光斑分布

Fig. 6. (a) The beam quality of 1342 nm laser; (b) the beam quality and spot distribution of 671 nm laser.

利用 CCD 光斑分析仪对激光器腔外非线性倍频, 得到 671 nm 红色激光的光束质量进行监测, 并拟合得出激光光束质量因子  $M^2$ . 如图 6(b) 所示, 红色激光的光斑的分布为 TEM<sub>00</sub> 模式, 光束质量因子  $M^2$  为  $M_x^2 = 1.03$ ,  $M_y^2 = 1.13$ , 接近于衍射极限.

实验中电光高压脉冲的下降沿约为 5 ns, 输出的脉冲宽度为 2.8 ns. 而理论计算结果为 2.89 ns, 实验获得的脉冲时域波形 (图 5(a)) 也与理论计算 (图 2(c)) 有一定偏差. 实验结果与理论计算存在差异的原因如下.

1) 本文激光器为多纵模振荡, 纵模之间的时域干涉效应引起了波形的强度调制. 激光脉冲波形的调制周期约为 1 ns, 与激光脉冲在谐振腔内往返一程的时间 ( $t_{2L} = 2L/(c) = 1\text{ns}$ )、激光器 1 GHz 的纵模间隔相对应. 由于调制周期与脉冲宽度相接近, 在一定程度上影响了脉冲的时域波形.

2) 电光高压实际的下降沿与直线模型略有偏差, 故理论计算与实验结果也存在一定偏差.

## 5 结 论

本文对 1.3  $\mu\text{m}$  的短腔电光腔倒空激光器进行了理论和实验研究. 计算了电光开关的下降沿时间对脉冲时域特性的影响, 实验中获得重复频率 1 kHz, 2.8 ns 脉宽、平均功率 210 mW 的 1342 nm 波长 Nd:YVO<sub>4</sub> 激光, 单脉冲能量为 0.21 mJ, 光束质量因子为  $M_x^2 = 1.03$ ,  $M_y^2 = 1.15$ , 斜率效率为 20%. 利用周期极化的非线性晶体 MgO:PPLN 进行腔外倍频, 产生了最大能量 17.44  $\mu\text{J}$ 、脉冲宽度 1.8 ns 的 671 nm 红光激光.

## 参考文献

- [1] Xu B, Wang Y, Lin Z, Cui S, Cheng Y, Xu H Y, Cai Z P 2016 *App. Opt.* **55** 42
- [2] Wan Q, Du C L, Ruan S C 2007 *Opt. Express* **15** 1594
- [3] Dai S B, Zhao H, Tu Z H, Zhu S Q, Yin H, Li Z, Chen Z Q 2020 *Opt. Express* **28** 36046
- [4] Zhao H, Tu Z H, Dai S B, Zhu S Q, Yin H, Li Z, Chen Z Q 2020 *Opt. Lett.* **45** 6715
- [5] Jiang C, Zhong M L, Dai S B, Zhou H Q, Zhu S Q, Yin H, Li Z, Chen Z Q 2022 *Opt. Express* **30** 16396
- [6] Sauder D, Minassian A, Damzen M J 2007 *Opt. Express* **15** 3230
- [7] Tu Z H, Dai S B, Zhu S Q, Yin H, Li Z, Ji E C, Chen Z Q 2019 *Opt. Express* **27** 32949
- [8] Liu K, Chen Y, Li F Q, Xu H Y, Zong N, Yuan H T, Yuan L, Bo Y, Peng Q J, Cui D F, Xu Z Y 2015 *App. Opt.* **54** 717
- [9] Lu C Q, Gong M L, Huang L, He F H 2007 *Appl. Phys. B* **89** 285
- [10] Saha A, Ray A, Mukhopadhyay, Datta P K, Dutta P K, Saltiel S M 2007 *Appl. Phys. B* **87** 431
- [11] Zhao Y G, Wang Z P, Yu H H, Guo L, Chen L J, Zhuang S D, Sun X, Hu D W, Xu X G 2011 *Chin. Opt. Lett.* **9** 081401
- [12] Liu S D, Dong L L, Zhang B T, He J L, Wang Z W, Ning J, Wang R H, Liu X M 2014 *Chin. Opt. Lett.* **12** 031402
- [13] Botha R C, Koen W, Esser M J D, Bollig C, Combrinck W L, von Bergmann H M, Strauss H J 2015 *Opt. Lett.* **40** 495
- [14] Ma Y F, Li X D, Yu X, Yan R P, Fan R W, Peng J B, Xu X R, Bai Y C, Sun R 2014 *App. Opt.* **53** 3081
- [15] Kornev A F, Pokrovskiy V P, Gagarskiy S V, Fomicheva Y Y, Gnatyuk P A, A S Kovyarov 2018 *Opt. Lett.* **43** 3457

1.3- $\mu\text{m}$  2.8-ns electro-optical cavity damping Nd:YVO<sub>4</sub> laser\*Yao Ming-Jie<sup>1)3)</sup> Ge Wen-Qi<sup>1)3)†</sup> Yan Bo-Xia<sup>2)</sup> Zhang Hong-Bo<sup>1)3)</sup>1) (*Aerospace Information Research Institute, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100094, China*)2) (*Institute of Microelectronics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100094, China*)3) (*School of Optoelectronics, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

( Received 3 January 2023; revised manuscript received 28 April 2023 )

## Abstract

1.3- $\mu\text{m}$  Nd laser has significant practical applications in various fields, such as fiber communication, medical treatment, frequency conversion, and scientific research. Many applications of a 1.3- $\mu\text{m}$  laser, particularly frequency conversion, benefit greatly from a short pulse width with high peak power. In the paper, an electro-optical cavity dumping Nd:YVO<sub>4</sub> laser at 1342 nm wavelength is studied theoretically and experimentally.

The pulse width for an electro-optical cavity dumping laser is determined by the optical length of the cavity. A narrower pulse width is obtained by reducing the length of the cavity and the round trip time of the laser in the cavity. However, when the round trip time in the cavity approaches to the falling edge time of the electro-optical switch, shortening the length of the cavity will not obtain a narrower pulse width, and the falling edge time of the electro-optical switch will influence the laser pulse width. The temporal characteristics of the laser pulse are simulated when the falling edge time of the electro-optical switch is close to the round trip time in the cavity.

The influence of the falling edge time of the electro-optical switch on the laser pulse duration is analyzed theoretically. The modified rate equation is used to study the relationship between the falling edge time and the laser pulse width.

We demonstrate an electro-optical cavity dumping Nd:YVO<sub>4</sub> laser. The atom percent of 0.3% Nd:YVO<sub>4</sub> placed in a short Plano-concave cavity is in-band pumped by an 880 nm quasi-continuous-wave diode. A fiber-coupled diode laser module ( $NA = 0.22$ ) with a power of 30 W is used. An LiNbO<sub>3</sub> electro-optical switch is employed for the cavity-dumping. The 1342-nm cavity-dumping laser operates at a repetition rate of 1 kHz, single-pulse energy of 0.21 mJ, and pulse width of 2.8 ns. Near-diffraction-limited beam quality with an  $M^2$  value of  $< 1.2$  is achieved. The setup uses MgO:PPLN crystal to generate efficient second harmonic at 671 nm, with a pulse width of 1.8 ns. To the best of our knowledge, this is the shortest pulse duration ever obtained from 1.3  $\mu\text{m}$  actively Q-switched Nd-doped laser.

**Keywords:** 1342 nm Nd:YVO<sub>4</sub> laser, in-band pump, electro-optic cavity dumping, nanosecond laser

**PACS:** 42.55.Xi, 42.60.Gd, 42.65.Ky

**DOI:** 10.7498/aps.72.20230014

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 62075221, 61835014) and the National Key R&D Program of China (Grant No. 2018YFB0504500).

† Corresponding author. E-mail: [gewq@aircas.ac.cn](mailto:gewq@aircas.ac.cn)

## 1.3 $\mu\text{m}$ -2.8 ns电光腔倒空Nd:YVO<sub>4</sub>激光器

姚铭杰 葛文琦 颜博霞 张鸿博

## 1.3- $\mu\text{m}$ 2.8-ns electro-optical cavity dumping Nd:YVO<sub>4</sub> laser

Yao Ming-Jie Ge Wen-Qi Yan Bo-Xia Zhang Hong-Bo

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 144204 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230014

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230014>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

### 您可能感兴趣的其他文章

#### Articles you may be interested in

声光调Q Nd:YVO<sub>4</sub>晶体级联拉曼倍频窄脉宽657 nm激光器

Frequency doubling of acousto-optic Q-switched Nd:YVO<sub>4</sub> cascaded Raman laser for narrow pulse-width 657 nm laser

物理学报. 2021, 70(22): 224209 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210695>

波长锁定878.9 nm激光二极管抽运内腔式YVO<sub>4</sub>/BaWO<sub>4</sub>连续波拉曼激光器

Continuous-wave intracavity YVO<sub>4</sub>/BaWO<sub>4</sub> Raman laser pumped by a wavelength-locked 878.9 nm laser diode

物理学报. 2018, 67(2): 024206 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171848>

掺Er光纤飞秒激光器中电光晶体对激光器参数的影响

Influence of electro-optic modulator on Er-doped fiber femtosecond laser

物理学报. 2021, 70(7): 074203 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201564>

基于1560 nm外腔式激光器的拉曼光锁相技术

Phase locking technology for Raman laser system based on 1560 nm external cavity lasers

物理学报. 2021, 70(17): 170303 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210432>

高峰值功率Nd:YLF/BaWO<sub>4</sub>正交偏振双波长拉曼激光器

High-peak-power orthogonally-polarized dual-wavelength Nd:YLF/BaWO<sub>4</sub> Raman laser

物理学报. 2022, 71(9): 094203 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211727>

单脉冲时间精确可控的单纵模Nd:YAG激光器

Single-axial-mode Nd:YAG laser with precisely controllable laser pulse output time

物理学报. 2019, 68(13): 134202 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190393>