

2.79 μm Er, Cr:YSGG 激光乙醇可饱和吸收体被动调 Q 脉冲特性*

王胤泽¹⁾²⁾ 黄磊¹⁾²⁾ 张跃云¹⁾ 程庭清²⁾ 王礼²⁾³⁾ 江海河^{1)2)†}

1) (中国科学院合肥物质科学研究院, 健康与医学技术研究所, 医学物理与技术安徽省重点实验室, 合肥 230031)

2) (中国科学技术大学, 合肥 230026)

3) (中国科学院合肥物质科学研究院, 安徽光学精密机械研究所, 合肥 230031)

(2025 年 5 月 20 日收到; 2025 年 6 月 12 日收到修改稿)

适用于 2.79 μm 波段的可饱和吸收材料一直是该波段被动调 Q 激光技术研究关注的重点. 乙醇作为一种流动性好、化学性质稳定、恢复性好、损伤阈值高的材料有成为良好可饱和吸收体的潜力. 本研究通过设计的微米级液体厚度调控装置控制乙醇溶液的厚度, 实现了 2.79 μm Er, Cr:YSGG 激光器被动调 Q 脉冲输出. 在液层厚度为 45 μm , 重复频率为 20 Hz 时, 获得的多脉冲最大能量为 11.64 mJ, 最窄单脉冲宽度为 287.6 ns. 结果表明, 乙醇作为液相饱和吸收体在 2.79 μm 波段吸收暗区也具有良好的可饱和吸收特性, 为乙醇作为饱和吸收体的应用和其他羟基可饱和吸收体材料的研究提供了参考.

关键词: 固体激光器, Er, Cr:YSGG 激光, 被动调 Q , 可饱和吸收体

PACS: 42.55.Wd, 42.55.-f, 42.60.Fc, 42.60.Gd

DOI: 10.7498/aps.74.20250658

CSTR: 32037.14.aps.74.20250658

1 引言

2.79 μm 波段处于水和羟磷灰石的强吸收峰附近^[1,2], 极强的吸收可提高激光消融的速率并减小对周围组织的热损伤, 获得更好的临床消融效果. 除了激光波长以外, 激光脉冲宽度和能量也是影响消融效果的重要参数. 就热效应而言, 当激光的脉冲宽度小于组织的热弛豫时间时, 对周围组织造成的热损伤较小, 反之, 则会造成脉冲热量累积而传导至周围组织, 引起较大的温升并造成健康组织不可逆的损伤. 以牙硬组织为例, 目前临床应用的静态激光脉冲宽度大多都在几十甚至几百微秒, 远远大于牙组织的 24.4 μs 热弛豫时间. 因此, 在临床治疗期间需要进行喷水冷却以避免对周围组

织细胞造成热损伤^[3]. 但是, 冷却水雾又造成了激光能量的波动和衰减, 影响了消融效率. 因此, 实际应用中需要较窄的脉冲宽度和高重复频率来降低消融过程中的热效应并提高其消融效率. 发展该波段的有效激光调 Q 技术来压窄脉冲宽度和提高重复频率, 以尽可能减少对消融组织的热损伤和提高消融效率成为研究发展的方向.

受制于 3 μm 波段光电材料的吸收特性和损伤阈值, 寻找性能优良的该波段材料和器件一直是中红外激光技术需要攻克的难题^[4-8]. 在激光调 Q 方式中, 被动调 Q 由于其结构简单, 无需外加调制器, 易于小型化和抗电磁干扰等优点得到了广泛关注. 近年来, 研究者们发现了多种类型适用于 2.79 μm 光谱区域被动调 Q 的可饱和吸收体材料, 例如: MoS_2 ^[9]、拓扑绝缘体 Bi_2Te_3 纳米片^[10]、 Fe:ZnSe ^[11]、

* 国家重点研发计划 (批准号: 2024YFB3613302) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: hjiang@hfcas.ac.cn

石墨烯^[12]、黑磷^[13]等. 虽然固相可饱和吸收体可以实现对中红外波段激光的调 Q 输出, 但上述这些固相材料的损伤阈值普遍较低, 难以获得较高脉冲能量的调 Q 输出; 另外, 固相可饱和吸收体材料无法在使用过程中动态调整厚度以实现腔内损耗和调 Q 脉冲输出特性的改变. 而液相可饱和吸收体厚度可调, 且通常具有较高导热性能和损伤阈值, 研究适用于中红外波段的液相可饱和吸收体也就成为焦点.

乙醇作为生活中常见的液体材料, 不仅易提纯制取、热扩散性好, 且具有卓越的分子和化学物理特性. Vodopyanov 等^[14]通过衰减全反射棱镜系统在 2.94 μm Er:YAG 固体激光器中实现了乙醇被动调 Q 输出, 在泵浦能量 120 J, 重复频率为 2 Hz 下, 调 Q 脉冲宽度为 130—140 ns, 脉冲能量为 80—85 mJ, 实验中通过反射损耗测得等效乙醇溶液厚度为 1.1 μm , 证实了乙醇溶液具有可饱和吸收特性, 但溶液厚度对饱和吸收的影响以及吸收暗区的影响还需要进一步研究.

针对 2.79 μm 波段激光短脉冲生物医疗的应用需要, 以及乙醇溶液在该波段的吸收暗区是否能够实现饱和吸收的遗留问题和乙醇溶液宽度对调 Q 的影响, 本研究设计了一种微米级的乙醇溶液厚度可调谐的机械结构, 实验验证了乙醇作为 Er, Cr: YSGG 固体激光器可饱和吸收体的可行性, 分析了乙醇在 2.79 μm 波段吸收暗区的形成原因和饱和吸收机理, 以期乙醇作为可饱和吸收体的应用和其他羟基可饱和吸收体材料的研究提供参考.

2 机理分析

乙醇对 3 μm 波段的吸收主要来自于羟基对称拉伸以及不对称伸缩, 该吸收弛豫的时间约为 1 ps^[15]. 氢键的伸展和弯曲振动会导致振动密度频率的显著变化, 进而改变材料的光谱特性^[16]. 乙醇在 3 μm 波段强激光场的作用和温度的影响下, 呈现显著的可饱和吸收特性, 可应用于该波段的被动调 Q ^[17]. Vodopyanov 等^[18]研究发现乙醇和纯水在 2.94 μm 处的透过率随着激光能量沉积的增加而单调增大, 并确定了乙醇对光吸收系数的温度依赖性^[14].

研究表明, 水中 3 μm 波段的吸收峰随温度升高向短波方向移动 (“蓝移”理论), 在微观层面, 这种转变归因于在高温下分子动能的增大, 导致水中

氢键的减弱, 对此, Shori 等^[19]建立了动态可饱和吸收模型对水在 2.94 μm 的可饱和吸收特性进行描述, 但该模型中水的重要参数——饱和能量密度通过不同参数下的实验曲线拟合得到.

据文献调研, 目前尚未发现乙醇在 2.79 μm 波段的饱和吸收特性的实验数据和理论计算. 因此, 目前还无法通过类似的理论模型对乙醇在 2.79 μm 波段的饱和吸收特性进行定量描述或趋势模拟. 鉴于此, 只能通过被动调 Q 理论进行推导, 在平面波近似下, 被动调 Q 速率方程可以表示为^[20]

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{\phi}{t_r} \left[2\sigma N l - 2\sigma_{gs} N_g l_s - 2\sigma_{es} N_e l_s - \ln \left(\frac{1}{R} \right) - L \right], \quad (1)$$

$$\frac{dN}{dt} = -\gamma \sigma c \phi N - \frac{N}{\tau} + \frac{W_p}{h V_p \pi r^2 l}, \quad (2)$$

$$\frac{dN_g}{dt} = \frac{N_e}{\tau_g} - \sigma_{gs} c \phi N_g, \quad (3)$$

$$N_{0s} = N_g + N_e = -\ln(T_0)/(\sigma_{gs} l_s), \quad (4)$$

式中 ϕ 为光子数密度; $t_r = 2l'/c$ 为光在光学长度为 l' 的谐振腔内往返一周的时间; σ , N , l , τ 分别为激光介质的受激发射截面、反转粒子数密度、长度和上能级寿命; N_g , N_e , N_{0s} 分别为可饱和吸收体的基态粒子数密度、激发态粒子数密度和总粒子数密度; σ_{gs} 和 σ_{es} 分别为可饱和吸收体的基态和激发态吸收截面; τ_g 为可饱和吸收体的激发态粒子寿命; l_s 为可饱和吸收体的长度; R 为输出镜反射率; L 为腔内往返的随机损耗; W_p 为泵浦功率; h 为普朗克常量; V_p 为泵浦光子频率; r 为激光增益介质有效半径; γ 是反转衰减因子; T_0 代表可饱和吸收体小信号透过率.

通过 HITRAN 数据库, 可获得乙醇在 2.79 μm 处的吸收光谱参数, 将该库中的 298 K 温度下的吸收截面值作为其基态吸收截面. 被动调 Q 的机理是由于可饱和吸收体的激发态吸收截面要较基态吸收截面小得多, 以至于在强光泵浦处于饱和吸收时吸收系数快速变小成透明被漂白. 饱和吸收体的激发态与基态的吸收截面大小的差异因材料而异, 一般在 1—3 个数量级之间. 在无法获取到激发态吸收截面的数据情况下, 为方便仿真计算, 本文假设乙醇的激发态吸收截面为基态吸收截面的百分之一, 并将其代入被动调 Q 速率方程中进行分析. 利用 Matlab 进行仿真, 不同泵浦功率下光子数密度随时间变化特性如图 1 所示.

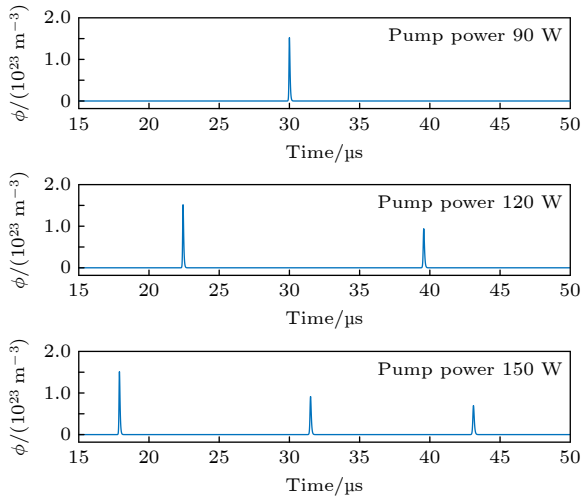


图 1 不同泵浦功率下, 光子数密度随时间变化仿真结果
Fig. 1. Simulation results of photon number density changing with time under different pump power.

从仿真的激光脉冲振荡结果可以看出, 在高泵浦功率下会产生多个脉冲, 且脉冲间隔固定, 序列子脉冲能量逐步下降. 在相同泵浦脉宽下, 随着泵浦功率的增大, 子脉冲个数增加, 脉冲宽度减小, 脉冲序列间隔时间也逐渐缩短, 与实验结果基本一致. 同时, 将激发态吸收截面分别调整为基态吸收截面的 $1/10$ 和 $1/1000$, 仿真的结果依然呈现上述脉冲序列特性规律. 下一步, 需建立 $2.79 \mu\text{m}$ 稳定的强激光快速检测系统, 以获取乙醇激发态吸收截面的实验值.

在宏观层面, 水层在吸收激光能量后, 使其在辐照区的密度降低, 从而使得吸收系数下降一个数量级, Kuchеров^[21] 使用热动力学方程和 Navier-Stokes 方程, 结合水的状态方程, 模拟了水在激光脉冲作用下的加热和膨胀过程. 该模型能够解释水的密度、压力、温度和速度随时间和空间的变化.

由于乙醇也是基于羟基实现饱和吸收, 目前只能借鉴同样是包含羟基的水的可饱和特性来对其进行定性的描述. 正因为温度变化下吸收峰的蓝移, 乙醇溶液对于 $2.79 \mu\text{m}$ 波段的吸收系数反而是先增加后减小形成吸收暗区^[18,21]. 随着激光入射能量密度的增大, 乙醇溶液对 $2.94 \mu\text{m}$ 波段激光的吸收持续降低, 对 $2.79 \mu\text{m}$ 波段的激光吸收先增大后减小. 虽然乙醇溶液对 $2.79 \mu\text{m}$ 波段的初始吸收系数低于 $2.94 \mu\text{m}$ 波段, 但由于吸收暗区的存在, 有人认为 $2.79 \mu\text{m}$ 波段吸收增量甚至可能高于 $2.94 \mu\text{m}$ 波段的吸收^[22].

目前还没有采用乙醇作为 $2.79 \mu\text{m}$ 波段可饱

和吸收体的报道. 因此, 本文尝试采用乙醇作为可饱和吸收体, 开展其在 $2.79 \mu\text{m}$ 波段的可饱和吸收特性的研究.

3 实验装置

实验装置如图 2 所示, Er, Cr:YSGG 晶体棒的尺寸为 $\Phi 3 \text{ mm} \times 70 \text{ mm}$, Cr^{3+} 的原子百分比为 3%, Er^{3+} 的原子百分比为 30%, 晶体棒两端镀有 $2.79 \mu\text{m}$ 增透膜. 谐振腔为平平腔结构, 几何腔长为 248 mm . HR 为全反镜, 在 $2.79 \mu\text{m}$ 波长的反射率大于 99%, 耦合输出镜 OC 在 $2.79 \mu\text{m}$ 处的内腔面反射率为 70%, OC 外腔面镀增透膜. 液体厚度调控装置实物图如图 3 所示, 可饱和吸收溶液夹在一块未镀膜的 CaF_2 镜片和全反镜之间, 溶液的厚度用 d 表示, 其中 CaF_2 镜片通过三维位移台进行水平移动, 从而改变可饱和和吸收溶液的厚度. 因为溶液厚度在微米量级, 为了更准确地测量溶液的厚度, 我们采用显微镜观测, 螺旋测微仪和三维位移台来综合进行测量. 本研究选用浓度为 99.5% 的乙醇作为饱和吸收溶液. 为了验证乙醇在 $2.79 \mu\text{m}$ 波段的强吸收特性, 使用 PE Lambda-950 UV/VIS/NIR 分光光度计, 对厚度为 $5 \mu\text{m}$ 的乙醇溶液进行吸收光谱测量. 测量结果显示, 在 $2.79 \mu\text{m}$ 波段

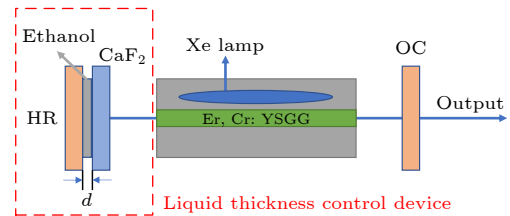


图 2 Er, Cr:YSGG 被动调 Q 激光实验装置图

Fig. 2. Schematic diagram of a passively Q-switched Er, Cr:YSGG laser.

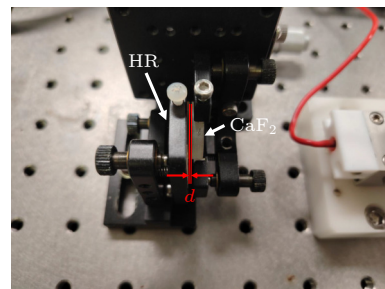


图 3 微米级液体厚度调控装置实物图

Fig. 3. Photograph of the micron-scale liquid thickness control device.

附近, 乙醇溶液表现出显著的吸收特性, 具体吸收光谱如图 4 所示. 激光器采用氙灯泵浦, 放电脉冲宽度为 250 μs , 脉冲重复频率为 20 Hz, 为保证激光器安全稳定工作, 采用去离子水对其进行冷却, 水温为 (293.0 ± 0.1) K, 流量为 20 L/min. 在实验中, 先实现静态脉冲输出, 再通过注射器向结构内注入乙醇, 然后缓慢减小厚度 d 直到调 Q 脉冲输出为止.

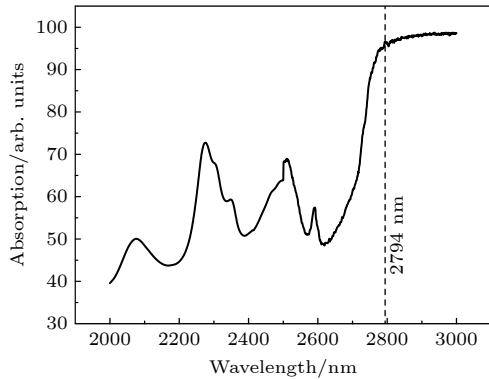


图 4 乙醇吸收光谱
Fig. 4. Absorption spectrum of ethanol.

4 结果与讨论

为了更直观地对比调 Q 脉冲与静态输出的差异, 首先在相同的实验结构下, 移除了乙醇溶液, 仅将激光器的重复频率设置为 20 Hz, 并固定泵浦能量在 12.86 J, 进行静态输出实验, 其波形如图 5 所示.

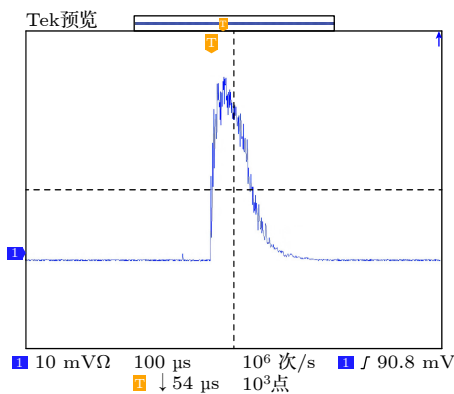


图 5 泵浦能量 12.86 J、重复频率 20 Hz 时静态输出脉冲波形图

Fig. 5. Static output pulse waveform at a pump energy of 12.86 J and a repetition rate of 20 Hz.

随后, 为了探究不同乙醇溶液厚度对调 Q 脉冲输出的影响, 我们重新引入乙醇溶液, 并对不同

厚度下的调 Q 输出结果进行对比. 实验中, 保持激光器的重复频率为 20 Hz, 泵浦能量固定在 12.86 J, 逐步增大乙醇溶液的厚度, 从 14 μm 到 55 μm , 测量其脉冲输出, 结果如图 6 所示, 图中标注的脉冲宽度为主脉冲的宽度. 结果表明, 在相同泵浦条件下, 随着乙醇厚度的增大, 脉冲宽度逐渐变大, 脉冲能量逐渐降低. 具体来说, 当乙醇厚度为 14 μm 时, 脉冲宽度为 257.9 ns, 脉冲能量为 3.48 mJ; 而当乙醇厚度增至 55 μm 时, 脉冲宽度变宽至 366.1 ns, 脉冲能量降低到 1.25 mJ. 该现象主要归因于较薄的乙醇层能够更快地达到饱和吸收状态, 减小腔内损耗, 促进激光脉冲的快速形成和输出. 同时, 较薄的乙醇层在热效应和腔内损耗的动态变化方面也表现出更优的特性, 进一步促进了脉冲宽度的变窄.

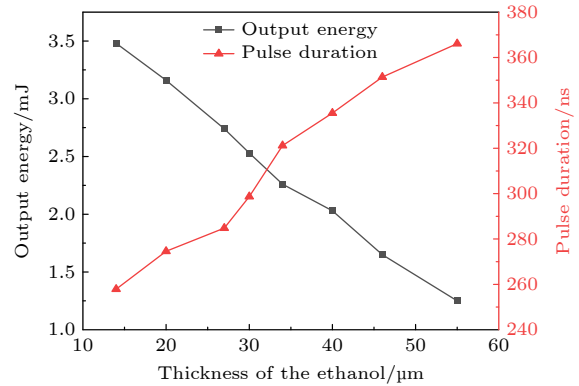


图 6 输出能量和脉冲宽度随溶液厚度的变化
Fig. 6. Output energy and pulse duration as a function of thickness of the ethanol.

但由于乙醇溶液挥发速度快, 随着厚度变薄, 激光器维持稳定输出的时间也越短; 厚度越厚所需的调 Q 阈值能量越高, 但激光器维持稳定输出的时间越长. 实验中测得溶液厚度在 45 μm 附近时稳定时间和输出性能最佳.

在乙醇溶液的厚度为 14 μm 、泵浦能量为 12.86 J 时, 获得了稳定的多脉冲输出, 其主脉冲宽度为 257.9 ns, 脉冲能量为 3.48 mJ, 脉冲波形以及脉冲序列如图 7 所示. 从图 7 可以看出, 该脉冲与通常的静态激光输出脉冲无明显差别, 但脉冲宽度从几十微秒降至几百纳秒. 可见乙醇溶液作为该波段的可饱和吸收材料, 能够获得脉宽较窄且稳定的脉冲输出, 但由于当前的实验装置在自由调节液层厚度的同时未能克服乙醇快挥发的难题, 所以未能在较薄的溶液厚度下进行后续的实验. 但本实验的

目的主要是验证乙醇溶液作为该波段可饱和吸收材料的可行性, 后续将设计既能调节溶液厚度, 又能避免溶液快速挥发的装置进行优化实验.

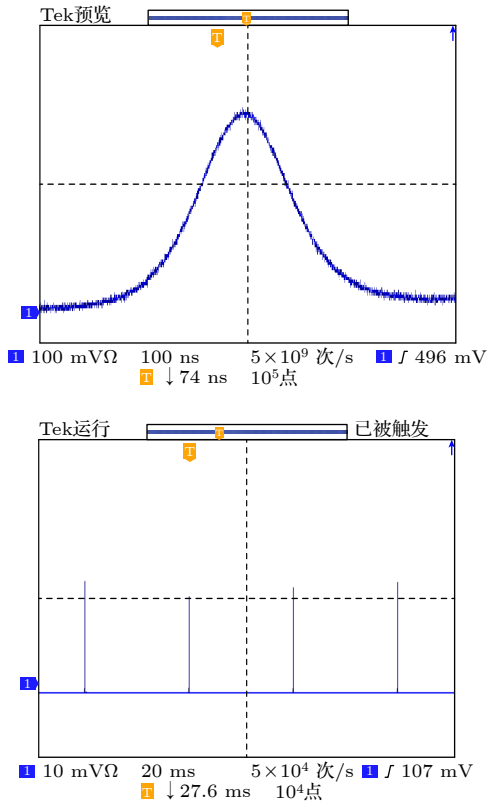


图7 乙醇溶液厚度 $14\ \mu\text{m}$ 、泵浦能量 $12.86\ \text{J}$ 、重复频率 $20\ \text{Hz}$ 时调 Q 输出脉冲波形图

Fig. 7. Pulse waveform of ethanol Q -switched output with ethanol thickness of $14\ \mu\text{m}$, pump energy of $12.86\ \text{J}$, and repetition rate of $20\ \text{Hz}$.

为了更稳定测量后续数据, 实验固定乙醇溶液厚度为 $45\ \mu\text{m}$, 泵浦能量从 $7.01\ \text{J}$ 增至 $10.75\ \text{J}$, 其脉冲宽度和脉冲能量随泵浦能量的变化见图8. 可以看出, 输出脉冲能量从 $0.52\ \text{mJ}$ 增至 $11.64\ \text{mJ}$, 同时主脉冲宽度从 $629.1\ \text{ns}$ 减小到 $287.6\ \text{ns}$, 脉冲宽度随着泵浦能量的增大不断减小, 这是调 Q 脉冲的典型特征. 通过 ABCD 矩阵计算了乙醇溶液上光束直径为 $2.707\ \text{mm}$, 实验过程中乙醇溶液没有出现击穿或损伤, 且输出能量没有饱和, 还有进一步增大的可能, 但在该验证实验中未继续增大泵浦能量. 在与图6厚度变化实验的结果对比时会发现, 相同乙醇厚度下, 泵浦能量更小的时候, 输出能量反而更大. 这与溶液固定容器有关, 当不断改变厚度的情况下, CaF_2 镜片会不可避免地产生微小的倾斜, 这会极大程度地影响激光输出, 在测量

厚度变化曲线时, 只能控制整体趋势的准确性, 无法细调每个厚度的最佳状态.

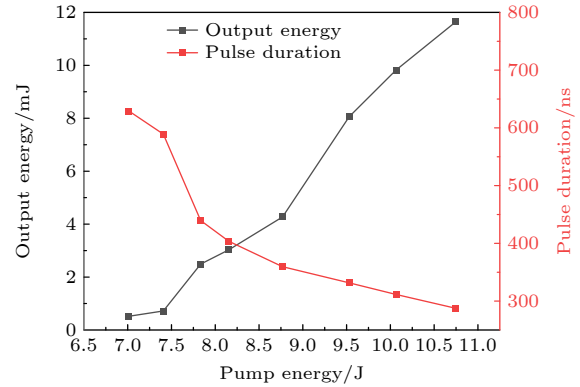


图8 输出能量和脉冲宽度随泵浦能量的变化

Fig. 8. Output energy and pulse duration as a function of pump energy.

当乙醇厚度为 $45\ \mu\text{m}$ 、泵浦能量为 $10.75\ \text{J}$ 、重复频率为 $20\ \text{Hz}$ 时, 通过 Pyrocam III MIR-C-B 光束轮廓分析相机测得聚焦后不同位置的光束尺寸, 计算出两个方向上的光束质量因子分别为 $M_x^2 = 7.51$, $M_y^2 = 7.48$, 如图9所示.

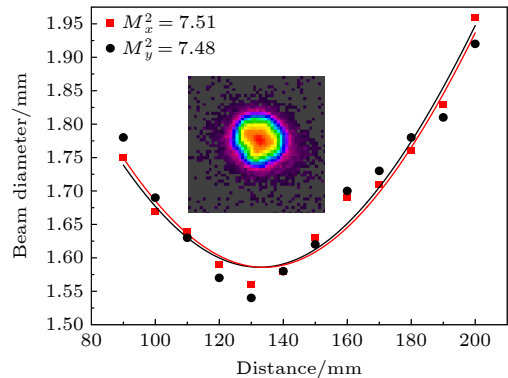


图9 输出激光光斑和光束质量

Fig. 9. Beam profile and beam quality of the laser.

实验中还观察到, 随着调 Q 脉冲输出能量的增大, 会产生多脉冲现象, 典型的脉冲序列如图10所示. 可以看出, 脉冲间隔基本保持一致且随着泵浦能量的增大而减小, 与仿真得到的规律相同, 在所测试的泵浦能量范围内脉冲的间隔为 $6\text{--}12\ \mu\text{s}$, 对应的重复频率为 $100\ \text{kHz}$ 量级. 实验观察到不同厚度下调 Q 输出能量在 $0.16\ \text{mJ}$ 附近时, 激光输出一个脉冲, 输出能量增至 $0.28\ \text{mJ}$ 附近时会输出两个脉冲, 继续增大泵浦能量或减小厚度会使得脉冲数量呈阶梯式增大. 这是由于乙醇可饱和吸收的温度弛豫时间在百纳秒到几十微秒范围内, 远

小于泵浦的持续时间 $250\ \mu\text{s}$, 这会使得可饱和吸收体在泵浦时间内再次“漂白”. 这个现象与同样利用羟基作为可饱和吸收体的纯水材料类似, 报道在 $1.558\ \mu\text{m}$ 和 $1.9\ \mu\text{m}$ 波段采用连续光泵浦, 利用纯水可饱和吸收体实现了稳定的调 Q 脉冲序列^[23,24], 测得调 Q 脉冲序列的重复频率最高为 $64.2\ \text{kHz}$, 证明了羟基具备 $20\ \mu\text{s}$ 内再次漂白的能力. 本研究使用氙灯泵浦, 在一个泵浦脉冲下当乙醇被再次漂白后就会产生下一个脉冲, 所以出现图 10 所示的脉冲序列, 如果采用连续激光泵浦即可实现稳定的脉冲序列. 而本实验产生的这种具有微秒时间间隔的纳秒脉冲串在激光消融、激光切削、激光诱导击穿光谱等方面具有独特的优势, 既可以避免单个脉冲作用时高能量过高导致的饱和, 又可以通过缩短脉冲间隔时间提高消融效率.

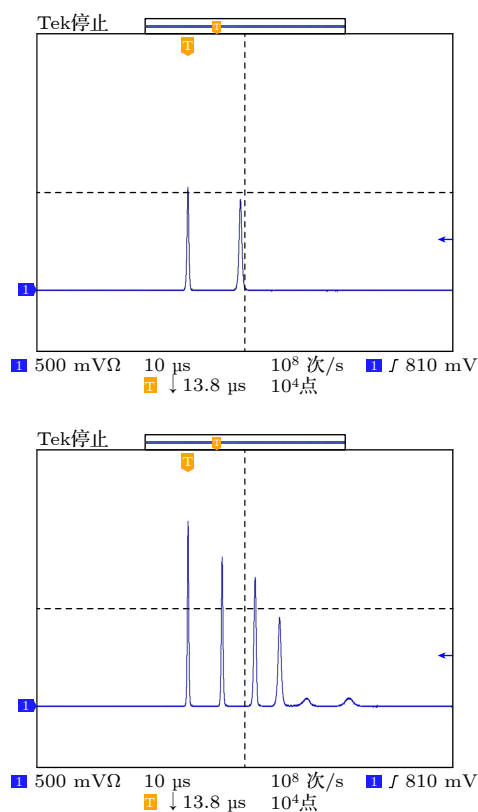


图 10 不同泵浦能量下的脉冲波形图
Fig. 10. Pulse waveforms under different pump energies.

5 结 论

本文实验验证了乙醇作为可饱和吸收体在 $2.79\ \mu\text{m}$ 波段吸收暗区的激光调 Q 的可行性. 结果表明, 乙醇在吸收暗区也可以实现稳定的饱和吸收, 通过精确调控溶液厚度实现了 Er, Cr:YSGG

激光调 Q 脉冲输出. 乙醇不仅易于制备, 且具有极好的流动性、高的化学稳定性、出色的热学和光学物理性能, 其高的损伤阈值、良好的导热性以及脉冲输出调控性等优点证明了它是一种优秀的液相可饱和吸收体, 在激光领域中具有广阔的应用前景. 尽管如此, 在实际应用中, 乙醇的挥发性可能会对激光输出的稳定性产生一定影响. 为应对这一挑战, 未来的研究方向将聚焦于封装技术的优化和动态调控技术的应用, 以减少挥发性对激光输出的影响. 此外, 通过开发复合吸收体材料, 有望进一步提高调制深度和损伤阈值, 从而提升乙醇作为可饱和吸收体的综合性能. 总体而言, 本研究为后续 $2.79\ \mu\text{m}$ 波段乙醇可饱和吸收调 Q 固体激光器的应用和以羟基作为基底的可饱和吸收体材料的研究提供了参考.

参考文献

- [1] Burikov S, Dolenko T, Patsaeva S, Starokurov Y, Yuzhakov V 2010 *Mol. Phys.* **108** 2427
- [2] Wei C, Zhu X S, Norwood R A, Song F, Peyghambarian N 2013 *Opt. Express* **21** 29488
- [3] Skorczakowski M, Swiderski J, Pichola W, Nyga P, Zajac A, Maciejewska M, Galecki L, Kasprzak J, Gross S, Heinrich A, Bragagna T 2010 *Laser Phys. Lett.* **7** 498
- [4] Wang L, Wang J T, Yang J W, Wu X Y, Sun D L, Yin S T, Jiang H H, Wang J Y, Xu C Q 2013 *Opt. Lett.* **38** 2150
- [5] Yang J W, Wang L, Wu X Y, Cheng T T, Jiang H H 2014 *Opt. Express* **22** 15686
- [6] Huang L, Wang P, Wang Y, Cheng T, Wang L, Jiang H 2024 *Photonics* **11** 432
- [7] Cui Q Z, Wei M G, Xiong Z D, et al. 2019 *Infrared Phys. Technol.* **98** 256
- [8] Huang L, Wang Y Z, Zhang Y Y, Cheng T Q, Wang L, Jiang H H 2024 *Opt. Laser Technol.* **175** 110743
- [9] Wang S W, Tang Y L, Yang J L, Zhong H Z, Fan D Y 2019 *Laser Phys.* **29** 025101
- [10] Tang P H, Wu M, Wang Q K, Miao L L, Huang B, Liu J, Zhao C, Wen S 2016 *IEEE Photonics Technol. Lett.* **28** 1573
- [11] Xiong Z D, Jiang L L, Cheng T Q, Jiang H H 2022 *Infrared Phys. Technol.* **122** 104087
- [12] Li C, Liu J, Jiang S Z, Xu S C, Ma W W, Wang J Y, Xu X D, Su L B 2016 *Opt. Mater. Express* **6** 1570
- [13] Qin Z P, Xie G Q, Ma J G, Yuan P, Qian L J 2018 *Photonics Res.* **6** 1074
- [14] Vodopyanov K L, Shori R, Stafsudd O M 1998 *Appl. Phys. Lett.* **72** 2211
- [15] Deák J C, Rhea S T, Iwaki L K, Dlott D D 2000 *J. Phys. Chem. A* **104** 4866
- [16] Flór M, Wilkins D M, De La Puente M, Laage D, Cassone G, Hassanali A, Roke S 2024 *Science* **386** eads4369
- [17] Vodopyanov K L, Kulevskii L, Pashinin P, Prokhorov A 1982 *J. Exp. Theor. Phys.* **55** 1049
- [18] Vodopyanov L 1990 *J. Exp. Theor. Phys.* **70** 114
- [19] Shori R K, Walston A A, Stafsudd O M, Fried D, Walsh J T 2001 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **7** 959

- [20] Dong J 2003 *Opt. Commun.* **226** 337
 [21] Kucherov A N 2003 *Dokl. Phys.* **48** 90
 [22] Vogel A, Venugopalan V 2003 *Chem. Rev.* **103** 577
 [23] Xian T H, Zhan L, Gao L R, Zhang W Y, Zhang W C 2019 *Opt. Lett.* **44** 863
 [24] Dai C S, Dong Z P, Lin J Q, Yao P J, Xu L X, Gu C 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 174202 (in Chinese) [戴川生, 董志鹏, 林加强, 姚培军, 许立新, 顾春 2022 物理学报 **71** 174202]

Passive Q -switching pulse characteristics of 2.79 μm Er, Cr:YSGG laser with ethanol saturable absorber^{*}

WANG Yinze¹⁾²⁾ HUANG Lei¹⁾²⁾ ZHANG Yueyun¹⁾ CHENG Tingqing²⁾
 WANG Li²⁾³⁾ JIANG Haihe^{1)2)†}

1) (Anhui Province Key Laboratory of Medical Physics and Technology, Institute of Health and Medical Technology, Hefei Institutes of Physical Science, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China)

2) (University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

3) (Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Hefei Institutes of Physical Science, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China)

(Received 20 May 2025; revised manuscript received 12 June 2025)

Abstract

The search for suitable saturable absorption materials for the 2.79- μm wavelength range has been a key focus in the development of passive Q -switched laser technology at this wavelength. High-purity ethanol serving as a saturable absorber operating within its intrinsic absorption darkening region is comprehensively investigated in this work. Ethanol stands out due to its high damage threshold, excellent fluidity, and long-term chemical stability, thereby making it a promising candidate for mid-infrared applications.

Using a custom-designed micrometer-precision liquid cell, the ethanol layer thickness is continuously modulated from 14 μm to 55 μm (± 1 μm accuracy), and passive Q -switching can be achieved without the need for an external modulator. The laser system adopts a 248-mm planar resonator, which includes a $\Phi 3$ mm $\times$ 70 mm Er, Cr:YSGG rod (Cr³⁺ 3% (atomic percentage), Er³⁺ 30% (atomic percentage)), and a flashlamp pumped at 250 μs and 20 Hz. Under these conditions, the output pulse characteristics are governed almost entirely by the ethanol thickness. When the pump energy is fixed at 12.86 J, reducing the layer thickness from 55 μm to 14 μm will shorten the pulse duration from 366.1 ns to 257.9 ns and increase the single-pulse energy from 1.25 mJ to 3.48 mJ. Optimal performance, characterized by 287.6 ns pulses and 11.64 mJ energy, is achieved at a thickness of 45 μm .

While maintaining this optimal thickness, increasing the pump energy from 7.01 J to 10.75 J will further compress the pulses from 629.1 ns to 287.6 ns and increases the output energy from 0.52 mJ to 11.64 mJ, none of which do not cause optical damage, indicating a damage threshold exceeding 10 J/cm². At pump energies exceeding 8.4 J, the ethanol undergoes re-bleaching within its ~ 20 μs recovery time, resulting in the formation of 2–5 equally spaced nanosecond sub-pulses (6–12 μs spacing, effective repetition ≈ 100 kHz) within a single pump envelope, which is an operating regime highly favorable for precision laser ablation.

The beam quality at maximum output is measured to be $M_x^2 = 7.51$ and $M_y^2 = 7.51$. These results are supported by rate-equation modeling combined with temperature-dependent absorption cross-sections from the HITRAN database, establishing ethanol as an adjustable, high-damage-threshold liquid saturable absorber for compact mid-infrared Q -switched lasers, and emphasizing the broader potential of hydroxyl-containing liquids for next-generation medical and spectroscopic applications.

Keywords: solid-state lasers, Er, Cr:YSGG laser, passive Q -switching, saturable absorber

PACS: 42.55.Wd, 42.55.-f, 42.60.Fc, 42.60.Gd

DOI: 10.7498/aps.74.20250658

CSTR: 32037.14.aps.74.20250658

^{*} Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2024YFB3613302).

[†] Corresponding author. E-mail: hjiang@hfcas.ac.cn