

高功率声光调 Q 1314 nm Nd:YLF 激光器

张明龙, 蒋聪, 代世波*, 周海琼, 朱思祁, 尹浩, 李真**, 陈振强

暨南大学理工学院光电工程系广东省晶体材料与激光技术及应用工程技术研究中心光纤传感与通信技术广东省重点实验室, 广东 广州 510632

摘要 采用波长锁定的窄线宽 880 nm 激光二极管(LD)作为泵浦源,通过单块 Nd:YLF 晶体实现了稳定、高效的 1314 nm 激光输出。当入射泵浦功率为 70 W 时,得到了 20.4 W 的连续激光输出,光光转换效率为 29.1%,光束质量因子为 $M_x^2 = 1.65$ 和 $M_y^2 = 1.81$,连续测量 1 h 的功率稳定性(均方根值)优于 0.1%。进一步,通过在谐振腔内插入声光调制器,实现了主动调 Q 运转。当重复频率为 20 kHz 时,获得的最大平均输出功率为 16.5 W,脉冲宽度为 433 ns;当重复频率为 1 kHz 时,获得的最高单脉冲能量为 9.8 mJ,脉冲宽度为 119 ns。在调 Q 激光输出功率最高时,测量 1 h 的功率稳定性(均方根值)为 1.2%。

关键词 激光器; 1314 nm 激光; 端面泵浦结构; Nd:YLF 晶体; 声光调 Q 技术

中图分类号 TN248.1 文献标志码 A

DOI: 10.3788/CJL220643

1 引言

1.3 μm 波段处于石英光纤的低损耗区并临近零色散区,同时对水分子有良好的吸收特性,因此 1.3 μm 波段激光在光纤通信、激光医疗、光学遥感等领域有着广泛的应用^[1-4]。另外,1.3 μm 波段激光通过二倍频获得的红光激光和通过三倍频获得的蓝光激光在激光显示领域也有着重要的应用^[5]。再者,1.3 μm 波段激光还可通过受激拉曼散射产生 1.5 μm 波段人眼安全激光,其在激光雷达、自由空间光通信等领域有着重要应用^[6-10]。特别地,1314 nm 的二次谐波(657 nm)和四次谐波(328 nm)可分别应用于钙原子光钟和银原子光钟,提供了更高精度的时间频率标准^[11-12]。

目前,主要通过掺钕激光增益介质的 ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ 能级跃迁产生 1.3 μm 波段激光。相比于 Nd:YAG、Nd:YVO₄、Nd:KGW 和 Nd:YAP,Nd:YLF 具有更长的上能级寿命($\sim 520 \mu\text{s}$),适用于能量的存储和提取,在调 Q 运转时更容易实现高能量的脉冲激光输出。Nd:YLF 晶体在 1.3 μm 波段有两个发射峰,分别是 σ 偏振方向的 1314 nm 和 π 偏振方向的 1321 nm^[13]。其中,在 σ 偏振方向上,Nd:YLF 晶体具有非常弱的热透镜效应,因此 1314 nm 激光在高功率高光束质量输出方面更有潜力^[14]。然而,Nd:YLF 晶体具有较低的热破裂值(为 Nd:YAG 的 1/6)以及在 1.3 μm 波段具

有较小的受激发射截面(为 Nd:YVO₄ 的 1/10),使得 Nd:YLF 晶体在产生高功率、高能量 1.3 μm 波段激光方面存在较大困难。

目前,国内外科研工作者展开了一系列 1.3 μm 波段 Nd:YLF 激光方面的研究工作。例如,2013 年,Deana 等^[15]报道了基于双光束模式控制技术(DBMC)的激光二极管(LD)侧面泵浦 Nd:YLF 激光器,实现了近衍射极限的 1313 nm 激光输出,然而最大的峰值功率仅为 14.9 W(占空比为 5%)。Liu 等^[16]于 2014 年利用传统的 LD 侧面泵浦 Nd:YLF 激光器获得了 21.6 W 的 1314 nm 连续激光输出,但光光转换效率仅为 12%;采用声光调 Q 技术,当重复频率为 30 kHz 时获得的最高平均输出功率为 12.3 W,当重复频率为 1 kHz 时获得的最高单脉冲能量为 3.8 mJ,然而光束质量因子 M^2 仅为 17.8。相比于侧面泵浦结构,端面泵浦结构则更容易获得高的重叠效率,从而实现高效率和高光束质量的激光输出。特别地,针对激光谱线的受激发射截面较小的情况,端面泵浦具有更加明显的优势。2013 年,Botha 等^[17]利用 805 nm LD 端面泵浦 Nd:YLF 晶体获得了 10.4 W 的 1314 nm 连续激光输出,光光转换效率为 23%;经 V:YAG 被动调 Q 后得到了平均功率为 5.2 W、单脉冲能量为 825 μJ 的脉冲激光输出。2015 年,Botha 等^[18]又利用 805 nm LD 双端泵浦两块梯度掺杂的 Nd:YLF 晶体,获得了 26.5 W 的 1314 nm 连续激光输出,光光转换效率为 21.2%,光

收稿日期: 2022-03-09; 修回日期: 2022-05-05; 录用日期: 2022-05-07; 网络首发: 2022-05-17

基金项目: 国家自然科学基金(62175093, 62175091, 61935010)、广东省基础与应用基础研究基金(2020A1515110001)、广东省重点领域研发计划(2020B090922006)、广州市科技计划项目(202102020949, 201904010294)

通信作者: *daishibo12@jnu.edu.cn; **ailz268@126.com

束质量因子为 $M_x^2 = 2.0$ 和 $M_y^2 = 2.6$; 另外, 在谐振腔内插入以布儒斯特角切割的声光调制器后, 当重复频率为 20 kHz 时实现了最大平均功率为 18.6 W 的 1314 nm 激光输出, 当重复频率为 0.5 kHz 时实现了最大单脉冲能量为 5.6 mJ 的 1314 nm 激光输出。然而, 梯度掺杂的 Nd:YLF 晶体的生长工艺相对复杂, 制作成本也很高, 严重制约了其进一步发展。如果采用 880 nm LD 直接将 Nd^{3+} 从基能级抽运至 ${}^4\text{F}_{3/2}$ 上能级, 则量子亏损可以减小 15%, 从而有效地降低激光晶体内部的热积累, 同时还可以提高激光效率。例如, Lü 等^[19] 于 2009 年采用宽带 880 nm LD 端面泵浦 Nd:YLF 晶体, 获得了 3.6 W 的 1321 nm 连续激光输出, 光光转换效率达 27%, 比利用传统 808 nm LD 作为泵浦源时的效率提高了 1.4 倍。2020 年, Zhao 等^[20] 结合增大泵浦光斑尺寸、优化谐振腔结构等措施, 利用宽带 880 nm LD 端面泵浦 Nd:YLF 晶体, 获得了 10 W 级的 1314 nm 连续激光输出, 光光转换效率超过了 20%; 当重复频率为 4 kHz 时, 实现了平均功率为 6.7 W、单脉冲能量为 1.7 mJ 的脉冲激光输出。然而, 激光器的稳定性容易受到宽带 LD 的波长漂移和线宽波动的影响; 另外, 当采用宽带 LD 作为泵浦源时, 很难同时实现泵浦光吸收效率提高、泵浦光与基模高斯光束的重叠效率增加以及激光晶体内部的热应力减小, 因而 1314 nm 激光高效率、高功率的输出受到极大限制。

本文采用波长锁定的窄线宽 880 nm LD 作为泵浦源, 并通过系统优化谐振腔结构, 实现了高稳定、高效率、高功率和高光束质量的 1314 nm 激光输出。当注入泵浦功率为 70 W 时, 获得了 20.4 W 的 1314 nm 连续激光输出, 光光转换效率和斜效率分别为 29.1% 和 32.5%, 光束质量因子为 $M_x^2 = 1.65$ 和 $M_y^2 = 1.81$, 1 h 的功率稳定性(均方根值)优于 0.1%。经声光调 Q 后, 当重复频率为 20 kHz 时获得的最大平均输出功率为 16.5 W, 当重复频率为 1 kHz 时获得的最高单脉冲能量为 9.8 mJ。在调 Q 激光输出功率最高时, 测得的 1 h 的功率稳定性(均方根值)为 1.2%。据我们所知, 本文中报道的调 Q 运转下的平均功率和单脉冲能量均高于其他基于单块晶体的端面泵浦 1.3 μm Nd:YLF 激光器。

2 实验装置

实验装置如图 1 所示。泵浦源采用光纤布拉格光栅(FBG)锁定的窄线宽光纤耦合激光二极管, 光纤芯径为 200 μm , 数值孔径(NA)为 0.22。在整个泵浦功率范围内, LD 的中心波长可以稳定在 879.9 nm, 光谱线宽为 0.2 nm, 其中心波长与 Nd:YLF 晶体的弱吸收峰很好地重合。泵浦光经过放大比例为 1:5 的耦合透镜组后, 聚焦在激光晶体上的光斑直径约为 1 mm。激光增益介质采用 a 切的 Nd:YLF 晶体, 掺杂浓度(原子数分数)为 1.0%, 尺寸为 3 mm \times 3 mm \times 30 mm。晶体入射端面镀有对 880 nm 和 1047~1321 nm 波段增透的介质膜, 输出端面镀有对 1047~1321 nm 波段高透和对 880 nm 波段部分反射(反射率 $R = 60\%$)的介质膜。晶体后端面镀有对泵浦光反射的薄膜, 其目的是提高泵浦光的吸收效率。在非激光状态下, 泵浦光的吸收效率达 90%, 然而泵浦光吸收系数却仅有 0.5 cm^{-1} , 这样有助于热负荷沿晶体纵向扩散, 从而降低晶体内部的最大热应力。实验过程中, 激光晶体用铟铂包裹后, 被放置在紫铜热沉中, 热沉的工作温度为 16 $^{\circ}\text{C}$ 。采用 1.3 μm 波段的声光 Q 开关作为主动调 Q 器件, 驱动频率为 27.12 MHz, 射频功率为 100 W。谐振腔采用凹平腔结构; 输入镜 M1 是曲率半径为 500 mm 的平凹镜, 镀有对 880 nm 和 1047~1053 nm 波段高透以及对 1314~1321 nm 波段高反的介质膜; 输出镜 M2 为平面耦合输出镜, 透过率为 5% 和 10%。在同时考虑热衍射损耗^[21]和能量上转换效应(ETU)的情况下, 根据激光速率方程理论^[22]分析得出, 当激光晶体上基模高斯光束的光斑直径与泵浦光的光斑直径比值为 0.84 时, 既可以获得较高的输出功率, 同时又能保证较好的光束质量。根据 ABCD 传输矩阵理论, 输入镜 M1 与激光晶体左端面的距离设置为 20 mm, 谐振腔的几何长度设置为 250 mm, 可以实现基模高斯光束在激光晶体上的光斑直径为 0.84 mm。本实验利用滤波片过滤剩余的泵浦光, 采用功率计测量激光的平均输出功率, 采用光谱分析仪测量激光发射谱(分辨率为 0.1 nm), 利用探测器和示波器测量激光脉冲特性。

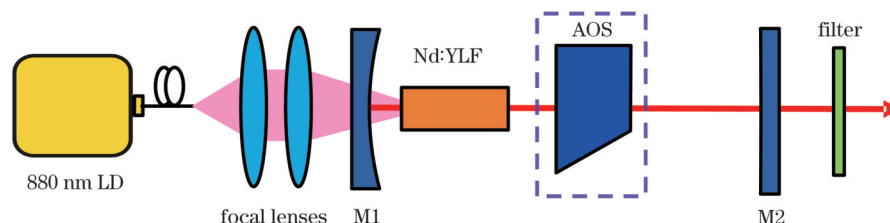


图 1 1314 nm Nd:YLF 激光器的实验装置图

Fig. 1 Experiment layout of 1314 nm Nd:YLF laser

3 实验结果与分析

首先,在不插入声光 Q 开关的情况下,我们对 Nd:YLF 激光器的连续输出特性进行了研究。如图 2 所示,耦合输出率(T_{oc})分别为 5% 和 10% 的阈值泵浦功率分别为 5.8 W 和 12 W,两种情况下的输出功率均随入射泵浦功率线性增加。当入射泵浦功率为 70 W 时, $T_{oc}=5\%$ 条件下获得的最高连续输出功率为 20.4 W,光光转换效率为 29.1%,斜效率为 32.5%; $T_{oc}=10\%$ 条件下获得的最高连续输出功率为 19 W,光光转换效率为 27.2%,斜效率为 32%。实验过程中,未出现输出功率饱和的迹象。根据 ABAQUS 软件仿真模拟得到,当泵浦功率为 70 W 时 Nd:YLF 晶体内部的最大热应力为 30 MPa,稍微低于之前报道的热破裂阈值极限(33 MPa)^[23]。为了防止晶体破裂,我们未尝试更高的人射泵浦功率。根据激光速率方程理论,相较于 $T_{oc}=10\%$, $T_{oc}=5\%$ 时输出性能更高,这是因为 Nd:YLF 晶体在 1314 nm 处具有较小的受激发射截面。由于缺少 1.3 μm 波段的光束质量分析仪,我们利用刀口法^[24]测量了输出激光的光束质量。如图 3 所示,当输出功率为 20.4 W 时, x 和 y 方向上的光束质量因子分

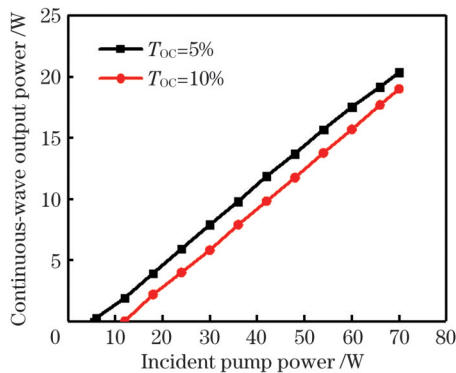


图 2 不同耦合输出率下连续输出功率随输入泵浦功率的变化关系

Fig. 2 Continuous-wave output power versus incident pump power under different coupling output rates

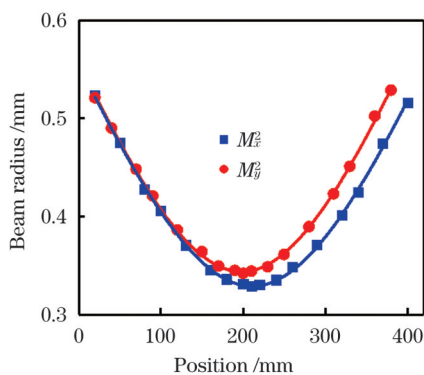


图 3 当输出功率为 20.4 W 时测得的连续激光的光束质量
Fig. 3 Beam quality of continuous-wave laser measured under output power of 20.4 W

别为 $M_x^2=1.65$ 和 $M_y^2=1.81$ 。当输出功率最高时,连续测量 1 h 的功率稳定性(均方根值)为 0.1%。

针对 $T_{oc}=5\%$ 的情况,我们进一步研究了激光发射谱随入射泵浦功率的变化规律,如图 4 所示。可以看出,当入射泵浦功率为 10 W 时,激光发射谱中 1321 nm 处的强度远大于 1314 nm 处的强度。其原因是低功率泵浦下 π 偏振光的负透镜效应还很弱,谐振腔对 π 偏振光也是稳定的,所以 1321 nm 激光可以与 1314 nm 激光同时起振;另外,由于 1321 nm 处的发射截面要稍大于 1314 nm 处的受激发射截面^[25],因此低功率泵浦下激光发射谱中 1321 nm 处的强度更大一些。随着泵浦功率的进一步增加, π 偏振光的负透镜效应越来越严重,最终导致 1321 nm 激光停止振荡。如图 4 所示,当入射泵浦功率为 20 W 时,1314 nm 激光的强度已远大于 1321 nm 激光的强度。为了说明这个现象,我们利用 ABCD 传输矩阵理论仿真模拟了 1314 nm σ 偏振光和 1321 nm π 偏振光基模高斯光束在增益介质上的光斑尺寸随入射泵浦功率的变化规律。从图 5(a)可以看到,在整个泵浦功率范围内,1314 nm 激光在增益介质上的光斑尺寸变化仅为 1.2%,这非常有利于获得高稳定的激光输出;然而由于 π 偏振方向存在严重的负透镜效应,1321 nm 激光在增益介质上的光斑尺寸随入射泵浦功率显著变化,当入射泵浦功率超过 25 W 时,谐振腔就进入了非稳定区,如图 5(b)所示。

插入声光 Q 开关后,我们进一步研究了调 Q 运转下 Nd:YLF 激光器的输出特性。相较于 $T_{oc}=10\%$, $T_{oc}=5\%$ 时激光性能更高,因此接下来我们仅讨论 $T_{oc}=5\%$ 的情形。当入射泵浦功率为 70 W 时,1314 nm 激光的平均输出功率和单脉冲能量随重复频率的变化规律如图 6 所示。当重复频率从 1 kHz 增加到 20 kHz 时,平均输出功率从 9.8 W 增加到 16.5 W,而单脉冲能量从 9.8 mJ 下降到 0.82 mJ。在调 Q 激光输出功率最高时,测量 1 h 的功率稳定性(均方根值)为 1.2%。据我们所知,在调 Q 运转的 1.3 μm Nd:YLF

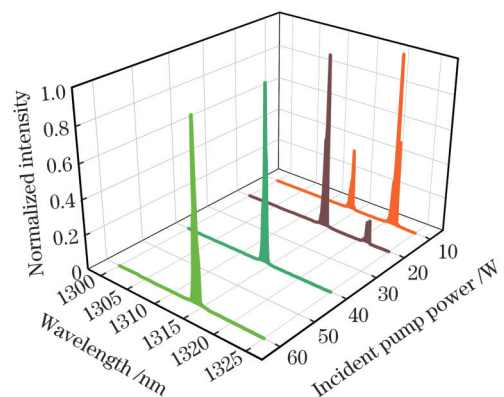


图 4 $T_{oc}=5\%$ 时不同入射泵浦功率下的激光发射谱
Fig. 4 Laser emission spectra under different incident pump powers when $T_{oc}=5\%$

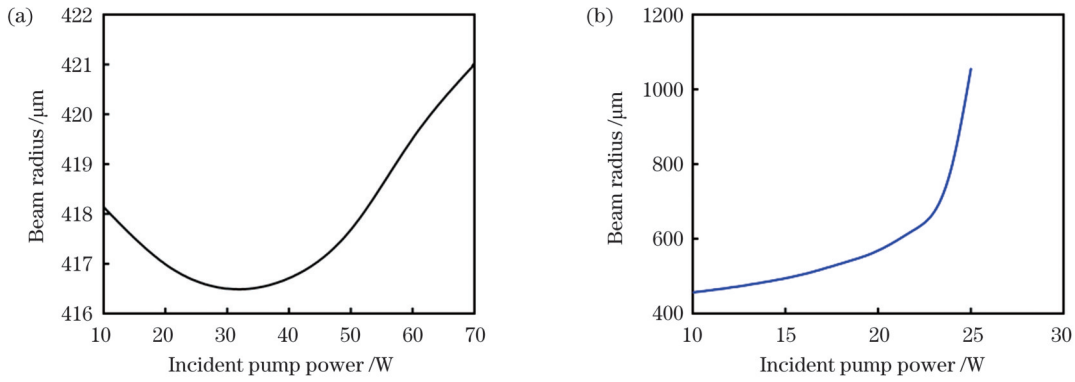


图 5 不同基模高斯光束在增益介质上的光斑尺寸随入射泵浦功率的变化。(a)1314 nm; (b)1321 nm

Fig. 5 Spot sizes of different fundamental mode Gaussian beams on gain medium versus incident pump power. (a) 1314 nm; (b) 1321 nm

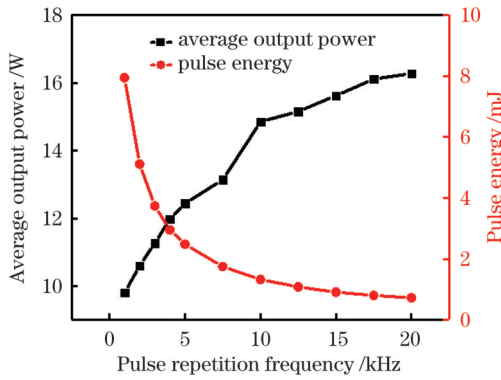


图 6 当入射泵浦功率为 70 W、耦合输出率为 5% 时平均输出功率和单脉冲能量随重复频率的变化

Fig. 6 Average output power and single pulse energy versus repetition frequency under incident pump power of 70 W and T_{oc} of 5%

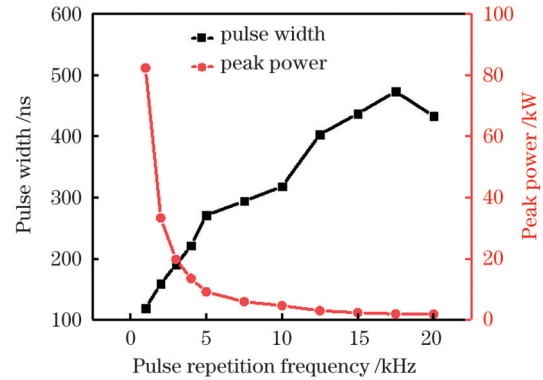


图 7 当入射泵浦功率为 70 W、耦合输出率为 5% 时脉冲宽度和峰值功率随重复频率的变化

Fig. 7 Pulse width and peak power versus repetition frequency under incident pump power of 70 W and T_{oc} of 5%

激光器中,我们所获得的平均输出功率(16.5 W)与之前报道的最大平均输出功率(18.6 W,通过两块梯度掺杂的Nd:YLF晶体获得^[18])相当;此外,我们获得的光光转换效率(23.6%)却远高于之前报道的结果(14.9%)。

图 7 展示了入射泵浦功率为 70 W 时的脉冲宽度和峰值功率随重复频率的变化规律,可以看出,随着重

复频率的增加,脉冲宽度也增加,而峰值功率却呈现出单调递减的变化趋势。当脉冲宽度从 1 kHz 时的 119 ns 增加至 20 kHz 时的 433 ns 时,相应的峰值功率从 82.3 kW 逐渐降低到 1.9 kW。为了防止晶体薄膜的损伤,我们没有尝试更低的重复频率。另外,我们利用示波器监测了重复频率分别为 1 kHz 和 10 kHz 时的脉冲序列和单脉冲波形。如图 8(a)、(c) 所示,当重复频

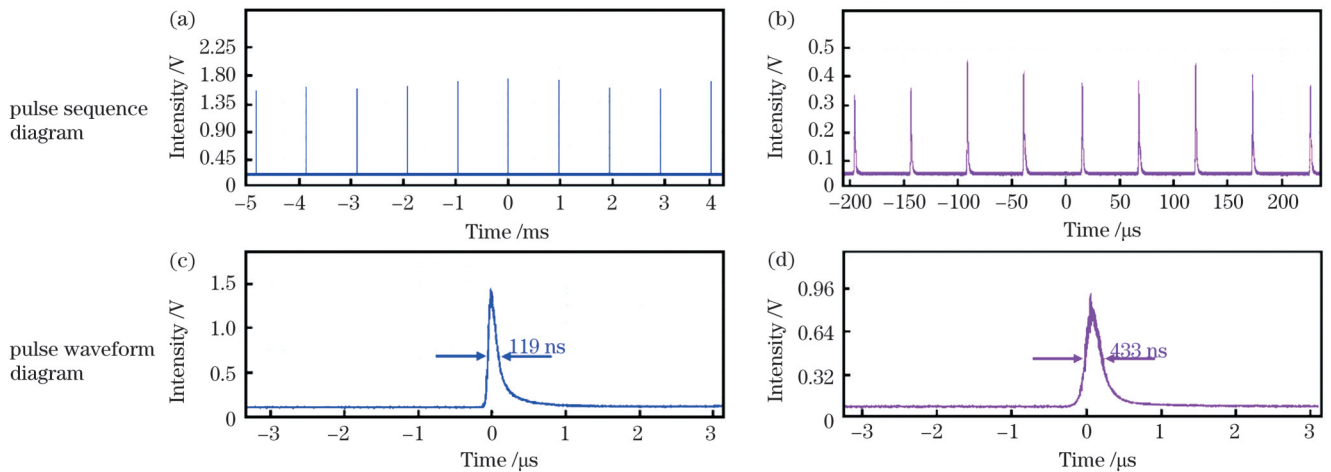


图 8 当泵浦功率为 70 W 时不同重复频率下的脉冲序列图和脉冲波形图。(a)(c) 1 kHz; (b)(d) 20 kHz

Fig. 8 Pulse sequence diagrams and pulse waveform diagrams at different repetition frequencies when pump power is 70 W. (a)(c) 1 kHz; (b)(d) 20 kHz

率为 1 kHz 时,脉冲序列的稳定性为 5.2%,脉冲宽度为 119 ns。从图 8(b)、(d)可以看出,当重复频率为 20 kHz 时,脉冲序列的稳定性为 12.6%,脉冲宽度为 433 ns。

4 结 论

利用波长锁定的窄线宽 880 nm LD 同带泵浦单块 Nd:YLF 晶体实现了高功率、高效率和高稳定的 1314 nm 激光输出。当入射泵浦功率为 70 W 时,获得了最大连续功率为 20.4 W 的 1314 nm 激光,对应的光光转换效率和斜效率分别为 29% 和 32.5%,光束质量因子为 $M_x^2 = 1.65$ 和 $M_y^2 = 1.81$ 。由于泵浦源具有非常高的功率稳定性和光谱稳定性,1314 nm 连续激光在最高输出功率下连续测试 1 h 的功率稳定性(均方根值)优于 0.1%。在主动调 Q 运转下,重复频率为 20 kHz 时获得的最高平均输出功率为 16.5 W,重复频率为 1 kHz 时获得的最高单脉冲能量为 9.8 mJ。在调 Q 激光输出功率最高时,测量 1 h 的功率稳定性(均方根值)为 1.2%。未来我们将利用双端泵浦、分段掺杂或键合结构的 Nd:YLF 晶体进一步提高 1314 nm 激光的平均功率和脉冲能量。

参 考 文 献

- [1] 姚中辉, 陈红梅, 王拓, 等. P 型调制掺杂 1.3 μm InAs/GaAs 量子点激光器[J]. 中国激光, 2021, 48(16): 1601001.
Yao Z H, Chen H M, Wang T, et al. P-modulation doped 1.3- μm InAs/GaAs quantum dot lasers[J]. Chinese Journal of Lasers, 2021, 48(16): 1601001.
- [2] Murray J T, Smith D, Stolzenberger R A, et al. Generation of 1.5- μm radiation through intracavity solid-state Raman shifting in $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$ nonlinear crystals[J]. Optics Letters, 1995, 20(9): 1017-1019.
- [3] 杨在富, 陈虹霞, 王嘉睿, 等. 1.319 μm 激光在皮肤组织中的传输及热损伤作用研究[J]. 中国激光医学杂志, 2012, 21(5): 314-315.
Yang Z F, Chen H X, Wang J R, et al. Study on transmission and thermal damage of 1.319 μm laser in skin tissue[J]. Chinese Journal of Laser Medicine & Surgery, 2012, 21(5): 314-315.
- [4] Zhang S L, Tan Y D, Li Y. Orthogonally polarized dual frequency lasers and applications in self-sensing metrology[J]. Measurement Science and Technology, 2010, 21(5): 054016.
- [5] Chen F H, Lee C L, Chen S C, et al. Compact optical sensor based on thin-film transistors for large interactive displays using red/green/blue laser pointers[J]. IEEE Electron Device Letters, 2020, 41(6): 876-879.
- [6] Huang Y J, Chen Y F, Chen W D, et al. Dual-wavelength eye-safe Nd:YAP Raman laser[J]. Optics Letters, 2015, 40(15): 3560-3563.
- [7] McKay A, Kitzler O, Mildren R P. Simultaneous brightness enhancement and wavelength conversion to the eye-safe region in a high-power diamond Raman laser[J]. Laser & Photonics Reviews, 2014, 8(3): L37-L41.
- [8] Dai S B, Zhao H, Tu Z H, et al. High-peak-power narrowband eye-safe intracavity Raman laser[J]. Optics Express, 2020, 28(24): 36046-36054.
- [9] 姚子健, 李渊骥, 宋政, 等. 基于全固态单向行波环形腔的连续波单频 1.5 μm 激光器[J]. 中国激光, 2021, 48(5): 0501010.
Yao Z J, Li Y J, Song Z, et al. Continuous-wave single-frequency 1.5 μm laser based on all-solid-state unidirectional traveling-wave ring cavity[J]. Chinese Journal of Lasers, 2021, 48(5): 0501010.
- [10] 李道京, 高敬涵, 崔岸婧, 等. 2 m 衍射口径星载双波长陆海激光雷达系统研究[J]. 中国激光, 2022, 49(3): 0310001.
Li D J, Gao J H, Cui A J, et al. Research on space-borne dual-wavelength land-sea LiDAR system with 2 m diffractive aperture [J]. Chinese Journal of Lasers, 2022, 49(3): 0310001.
- [11] Louyer Y, Plimmer M D, Juncar P, et al. Nd:YLF laser at 1.3 μm for calcium atom optical clocks and precision spectroscopy of hydrogenic systems[J]. Applied Optics, 2003, 42(24): 4867-4870.
- [12] Uhlenberg G, Dirscherl J, Walther H. Magneto-optical trapping of silver atoms[J]. Physical Review A, 2000, 62(6): 063404.
- [13] Zhang Z L, Liu Q, Nie M M, et al. Experimental and theoretical study of the weak and asymmetrical thermal lens effect of Nd:YLF crystal for σ and π polarizations[J]. Applied Physics B, 2015, 120(4): 689-696.
- [14] Tu Z H, Dai S B, Zhu S Q, et al. Efficient high-power orthogonally-polarized dual-wavelength Nd:YLF laser at 1314 nm and 1321 nm[J]. Optics Express, 2019, 27(23): 32949-32957.
- [15] Deana A M, Lopez M A P A, Wetter N U. Diode-side-pumped Nd:YLF laser emitting at 1313 nm based on DBMC technology [J]. Optics Letters, 2013, 38(20): 4088-4091.
- [16] Liu S D, Dong L L, Zhang B T, et al. Generation of high power laser at 1314 nm from a diode-side-pumped Nd:YLF module[J]. Chinese Optics Letters, 2014, 12(3): 031402.
- [17] Botha R C, Strauss H J, Bollig C, et al. High average power 1314 nm Nd:YLF laser, passively Q-switched with V:YAG[J]. Optics Letters, 2013, 38(6): 980-982.
- [18] Botha R C, Koen W, Esser M J D, et al. High average power Q-switched 1314-nm two-crystal Nd:YLF laser[J]. Optics Letters, 2015, 40(4): 495-497.
- [19] Lü Y F, Xia J, Zhang X H, et al. High-efficiency direct-pumped Nd:YLF laser operating at 1321 nm[J]. Applied Physics B, 2010, 98(2/3): 305-309.
- [20] Zhao H, Tu Z H, Dai S B, et al. Single-longitudinal-mode cascaded crystalline Raman laser at 1.7 μm [J]. Optics Letters, 2020, 45(24): 6715-6718.
- [21] Chen Y F, Lan Y P, Wang S C. Influence of energy-transfer upconversion on the performance of high-power diode-end-pumped CW lasers[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2000, 36(5): 615-619.
- [22] Chen Y F. Pump-to-mode size ratio dependence of thermal loading in diode-end-pumped solid-state lasers[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2000, 17(11): 1835-1840.
- [23] Li D J, Ma Z, Haas R, et al. Diode-end-pumped double Nd:YLF slab laser with high energy, short pulse width, and diffraction-limited quality[J]. Optics Letters, 2008, 33(15): 1708-1710.
- [24] Suzaki Y, Tachibana A. Measurement of the μm sized radius of Gaussian laser beam using the scanning knife-edge[J]. Applied Optics, 1975, 14(12): 2809-2810.
- [25] Zhang J, Li H L, Xia J, et al. Orthogonally polarized dual-wavelength Nd:YLF₄ laser[J]. Chinese Optics Letters, 2015, 13(3): 031402.

High-Power Acousto-Optic Q-Switched Nd:YLF Laser Operating at 1314 nm

Zhang Minglong, Jiang Cong, Dai Shibo*, Zhou Haiqiong, Zhu Siqu, Yin Hao, Li Zhen**,
Chen Zhengqiang

Guangdong Provincial Key Laboratory of Optical Fiber Sensing and Communication Technology, Guangdong Provincial Engineering Research Center of Crystal and Laser Technology, Department of Optoelectronic Engineering, College of Science and Technology, Jinan University, Guangzhou 510632, Guangdong, China

Abstract

Objective Lasers emitted in the 1.3 μm spectral region have received significant attention owing to increasing applications in remote sensing, timing systems, dermatologic procedures, and nonlinear frequency conversion. It is well known that Nd:YLF is a promising material for generating high-energy 1.3 μm pulsed laser because of its extended upper-laser-level lifetime. However, the power scaling of 1.3 μm Nd:YLF lasers is challenging because of their small stimulated emission cross-section and low thermal fracture limit. An end-pumped scheme with a broadband 880 nm laser diode (LD) is investigated to overcome these limitations. However, the power stability of the 1314 nm laser is reduced by the thermal wavelength shift and linewidth fluctuation of the broadband LD. When the broadband LD is used as the pump source, it is difficult to simultaneously improve the pump absorption efficiency, enhance the mode-to-pump overlap efficiency, and reduce the thermal stress of the laser crystal. Therefore, the high-power, high-efficiency laser output is greatly restricted. This paper introduces a wavelength-locked narrowband 880 nm LD as the pump source for generating a stable, efficient, and powerful 1314 nm laser.

Methods Figure 1 shows the experimental setup. The pump source is a fiber Bragg grating (FBG) locked narrowband fiber-coupled LD with a numerical aperture of 0.22 μm and a core diameter of 200 μm . Its center wavelength is stabilized at 879.9 nm with a narrow spectral bandwidth of 0.2 nm. A pair of coupling lenses with 1:5 magnification is used to re-image the pump beam with a spot diameter of approximately 1 mm into the gain medium. An a-cut 1.0% (atomic fraction) Nd:YLF crystal with a size of 3 mm \times 3 mm \times 30 mm is selected as the gain medium, which is coated for high transmission at 880 nm and 1047–1321 nm on the entrance surface and high transmission at 1047–1321 nm and partial reflectivity at 880 nm (reflectivity $R\approx 60\%$) on the rear surface. Under non-lasing conditions, the pump absorption efficiency exceeds 90%. During the experiments, the gain medium is wrapped with indium foil and closely packed using a water-cooled copper holder at 16 $^{\circ}\text{C}$. The Q-switched device is a 46-mm-long acousto-optic modulator plated with a 1314 nm antireflection coating on both surfaces and driven by a 27.12-MHz ultrasonic frequency generator operating at a 100 W radio frequency. The linear resonator is composed of a plano-concave mirror M1 with a radius of curvature of 500 mm and a plane output coupler M2. The input mirror M1 is coated for high transmission at 880 nm and 1047–1053 nm and high reflection at 1314–1321 nm, whereas the plane mirror M2 coated for partial reflectivity at 1314 nm (coupling output rate $T_{\text{oc}}=5\%$, 10%) is employed as the output coupler. Considering the thermally induced diffraction loss and energy transfer upconversion (ETU) effect, the optimized mode-to-pump ratio is approximately 0.84. Consequently, the physical length of the resonator is set to approximately 250 mm based on the ABCD matrix theory.

Results and Discussions When $T_{\text{oc}}=5\%$, the maximum continuous-wave output power reaches 20.4 W under an incident pump power of 70 W, resulting in optical-to-optical conversion efficiency of 29.1% and a slope efficiency of 32.5% (Fig. 2). Under the full output power, the beam quality factors are $M_x^2=1.65$ and $M_y^2=1.81$ (Fig. 3), and the power stability (root mean square) is 0.1% within 1 h. In addition, when $T_{\text{oc}}=10\%$, the maximum output power reaches 19 W with an optical-to-optical efficiency of 27.2% and a slope efficiency of 32% (Fig. 2). After inserting an acousto-optic Q-switcher, when $T_{\text{oc}}=5\%$, the average output power increases from 9.8 W at a pulse repetition frequency (PRF) of 1 kHz to 16.5 W at a PRF of 20 kHz, corresponding to a decrease in pulse energy from 9.8 mJ to 0.82 mJ (Fig. 6). The pulse duration increases from 119 ns at 1 kHz to 433 ns at 20 kHz, decreasing the peak power from 82.3 kW to 1.8 kW (Fig. 7). Under the full output power, the corresponding power stability (root mean square) within 1 h is 1.2%.

Conclusions A high-power end-pumped Nd:YLF laser operating at 1314 nm is demonstrated using a wavelength-locked narrowband 880 nm laser diode. The optimized mode-to-pump ratio is approximately 0.84 considering the thermal

and ETU effects. The Nd:YLF laser delivers the maximum continuous-wave output power of 20.4 W with an optical-to-optical conversion efficiency of 29.1% and a slope efficiency of 32.5%. After Q-switching with an acousto-optic modulator, the laser system generates the maximum average output power of 16.5 W at 20 kHz and the maximum pulse energy of 9.8 mJ at 1 kHz. To the best of our knowledge, we demonstrate the highest average power and highest pulse energy from Q-switched end-pumped single-crystal 1.3 μm Nd:YLF lasers. Future upgrades to achieve higher output power and pulse energy will involve a multisegment-doped or diffusion-bonded Nd:YLF crystal and a double-end pumping scheme.

Key words lasers; 1314 nm laser; end-pumped configuration; Nd:YLF crystal; acousto-optic Q-switched technology