

高效率连续波 Nd:YVO₄/KGW 内腔拉曼激光器盛泉^{1,2}, 耿婧旋^{1,2}, 李锦辉³, 付士杰^{1,2*}, 史伟^{1,2**}, 姚建铨^{1,2}¹天津大学精密仪器与光电子工程学院, 天津 300072;²天津大学光电信息技术教育部重点实验室, 天津 300072;³东南大学成贤学院, 江苏 南京 210088

摘要 报道了基于 Nd:YVO₄ 激光晶体和钨酸钪钾 (KGW) 拉曼晶体的端面泵浦连续波内腔拉曼激光器, 实验研究了基频激光偏振方向对 KGW 拉曼激光器输出功率、光谱和模式特性的影响。当基频光偏振方向平行于 KGW 晶体的 N_m 轴时, 901 cm⁻¹ 拉曼频移增益较高, 在 36.6 W 半导体激光泵浦功率下获得了 6.63 W 的 1177.3 nm 连续波斯托克斯光输出, 光光效率和斜效率分别为 18.1% 和 24.7%; 而当基频光沿 KGW 晶体 N_g 轴偏振时, 由于 768 cm⁻¹ 和 901 cm⁻¹ 两条拉曼谱线的竞争以及对应 89 cm⁻¹ 小波数拉曼峰的级联拉曼斯托克斯光起振, 拉曼激光器的光谱和功率特性均发生劣化。在实验中还观察到 KGW 像散的热透镜效应对激光模式产生的影响。

关键词 激光器; 受激拉曼散射; 连续波拉曼激光器; 内腔拉曼激光器; 钨酸钪钾晶体

中图分类号 TN248.1

文献标志码 A

DOI: 10.3788/CJL231096

1 引言

基于非线性晶体受激拉曼散射 (SRS) 效应的固体拉曼激光器是拓宽激光辐射波长范围的重要技术途径。SRS 过程不受相位匹配条件的限制, 在晶体通光波段均可实现拉曼激光输出, 目前固体拉曼激光输出波长覆盖了紫外到中红外波段, SRS 独特的光束净化效应也有助于产生高光束质量的激光输出^[1-7]。

作为三阶非线性效应, SRS 过程的非线性增益较低, 在连续波运转时这一短板体现得尤为明显。即便使用金刚石等拉曼增益很高的新型非线性晶体, 连续波外腔拉曼激光器的阈值仍多在 10~20 W 水平^[8-9], 因此只有在数十瓦或更高的泵浦功率下才能实现较高的光光效率。为实现拉曼激光器低阈值连续波运转, 研究人员经常采用内腔泵浦方式: 将拉曼晶体置于基频激光的谐振腔内, 利用腔内振荡的高功率基频光产生较高的拉曼增益, 能够在瓦级的半导体激光器 (LD) 泵浦功率下实现拉曼激光器的连续波运转, 并高效产生数瓦功率水平的输出^[10-12]。2012 年, Lin 等^[13]通过双端偏振泵浦 Nd:GdVO₄ 拉曼激光器获得了 4.1 W 连续波 1173 nm 斯托克斯光输出和 3.46 W 倍频黄光输出。端面泵浦连续波内腔拉曼激光器的最高斯托克斯输出由 Fan 等^[10]于 2016 年报道: 基于 YVO₄-Nd:YVO₄-YVO₄ 键合晶体的自拉曼频率变换获得了 5.3 W 的 1176 nm 斯托克斯光输出。与自拉曼激光器相比, 基

于分立激光晶体和拉曼晶体的内腔拉曼激光器尽管插入损耗较大, 但不同激光晶体和拉曼晶体的组合使其输出波长选择更为灵活; 其热负载分散在两块晶体中, 也有助于缓解热效应, 提高功率上限。此外, 分立晶体允许分离的基频光与斯托克斯光谐振腔设计, 方便使用选频器件实现激光波长调谐和线宽控制^[1,14-16]。2012 年, Savitski 等^[17]报道了基于高功率侧泵 Nd:YLF 基频激光的钨酸钪钾 (KGW) 内腔拉曼激光器, 获得了 6.1 W 斯托克斯光输出功率, 这是连续波内腔拉曼激光器的最高斯托克斯光输出。2019 年, Sheng 等^[14]在 Nd:GdVO₄/BaWO₄ 内腔拉曼激光器的基频光谐振腔内插入标准具控制其光谱线宽, 利用 SRS 过程不受空间烧孔效应影响的特性, 实现了 3.42 W 的 1178 nm 连续波单频斯托克斯光输出, 并将其二次谐波波长调谐至 589.16 nm 钠信标波长。近期 Chen 等^[18-20]采用 Nd:YVO₄/Nd:GdVO₄ 等激光晶体和 KGW 拉曼晶体的组合, 实现了 578、579、588 nm 等多个波长的斯托克斯光倍频输出, 连续波倍频黄光和近红外斯托克斯光的输出功率最高分别为 6.8 W 和 3.2 W。

本文采用 Nd:YVO₄ 和 KGW 分别作为激光和拉曼增益介质, 设计搭建了复合腔结构的连续波内腔拉曼激光器, 在 36.6 W 泵浦功率下获得了 6.63 W 的 1177.3 nm 一阶斯托克斯光输出。实验详细对比了基频光偏振方向对 KGW 拉曼激光器光谱、功率和模式特性的影响, 发现基频光沿 KGW 晶体的 N_m 轴偏振更

收稿日期: 2023-08-08; 修回日期: 2023-08-14; 录用日期: 2023-08-24; 网络首发日期: 2023-09-15

基金项目: 国家自然科学基金 (61975146, 62105240, 62075159)

通信作者: *shijie_fu@tju.edu.cn; **shiwei@tju.edu.cn

易于实现高效、单一波长的拉曼输出。

2 实验装置

图 1 给出了内腔拉曼激光器的光路示意图。泵浦源为光纤耦合输出的 878.6 nm 稳波长半导体激光器, 光纤纤芯直径为 200 μm 、数值孔径为 0.22。光纤输出的泵浦光经过耦合透镜组聚焦至激光晶体的前表面, 泵浦光斑半径为 280 μm 。所用激光晶体为沿 a 轴切割的 Nd:YVO₄ 晶体, 掺杂物原子数分数 0.2%, 尺寸为 3 mm \times 3 mm \times 15 mm; 晶体两端镀有 878.6 nm 和 1064 nm 增透膜系; 使用低掺杂浓度的晶体有助于缓解热效应, 应用于更高的泵浦功率情况, 实测无激光状态下该晶体对入射非偏振泵浦光的吸收率为 $\sim 79\%$ 。1064 nm 基频激光的谐振腔由一片平面镜 (M1) 和一片曲率半径为 100 mm 的凹面镜 (M2) 组成: M1 镀有 878.6 nm 增透、1064 nm 高反膜系, 对 1.18 μm 斯托克斯光的透过率为 $\sim 50\%$, M2 镀有 1064 nm 高反膜系; M2 同时也作为斯托克斯光输出镜, 对 1.18 μm 附近波长有部分透过 (透过率 $T=0.4\%$)。拉曼增益介质为沿 N_p 轴切割的 KGW 晶体, 尺寸为 3 mm \times 3 mm \times 20 mm, 晶体两端镀有 1064 nm 基频光和 1.18 μm 斯托克斯光增透膜系。考虑 Nd:YVO₄ 晶体的 890 cm^{-1} 拉曼谱线具有较强的增益, 为避免其起振与 KGW 晶体的拉曼斯托克斯光形成竞争, 在 Nd:YVO₄ 晶体和 KGW 晶体之间插入镀有 1064 nm 增透和 1.18 μm 高反膜系的平面二向色镜 (M3), 与输出镜 M2 构成拉曼斯托克斯光谐振腔。基频光谐振腔 (M1-M2) 和斯托克斯光谐振腔 (M3-M2) 的长度分别为 50 mm 和 22 mm。实验中 Nd:YVO₄ 晶体和 KGW 晶体均用铝箔包裹后置于水冷铝制夹具中, 水温为 20 $^{\circ}\text{C}$ 。在 Nd:YVO₄ 晶体与 M3 镜之间插入一个直径为 2 mm 的光阑, 用于遮挡未被完全吸收的 LD 泵浦光; 在 M2 镜后放置一片 1100 nm 长通滤光片, 滤除残余泵浦光和漏出的少量 1064 nm 基频光。

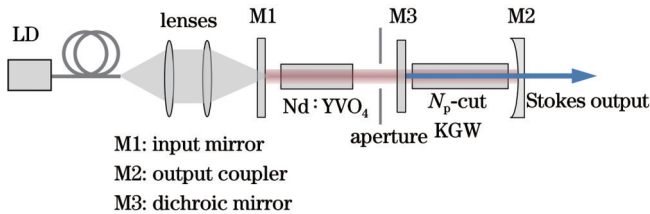


图 1 实验光路示意图

Fig. 1 Schematic of experimental light path

3 实验结果与讨论

KGW 为双轴晶体, 不同方向的拉曼谱区别很大。实验中首先令 Nd:YVO₄ 产生的线偏振基频光偏振方向平行于 KGW 晶体的 N_m 轴 ($E//N_m$), 此时频移 901 cm^{-1} 的拉曼谱线相比其他谱线更强, 其拉曼增益

系数 g_R 为 $\sim 6 \text{ cm}^2/\text{GW}$ 。图 2 给出了功率计记录的激光输出功率曲线。SRS 阈值为 7.5 W (入射 LD 功率), 斯托克斯光起振后 KGW 晶体中产生明显的蓝色荧光。在 36.6 W 泵浦功率下斯托克斯光输出功率达到 6.63 W, 此时光效率为 18.1%, 斜效率 24.7%。需要说明的是, 当泵浦功率为 33.4 W、斯托克斯光输出功率为 6.19 W 时, 输出功率随泵浦功率的增长明显变缓, 相应的转换效率也下降。考虑到输出镜 M2 对斯托克斯光的透过率仅为 0.4%, 此时腔内的单向连续波斯托克斯光功率已超过 1.6 kW, 为避免器件损伤, 实验中没有进一步增加泵浦功率。

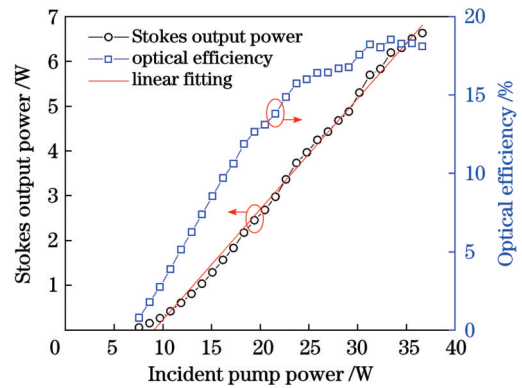


图 2 $E//N_m$ 时的激光输出功率和效率曲线

Fig. 2 Laser output power and optical efficiency when $E//N_m$

图 3 给出了光谱仪 (分辨率为 0.02 nm) 记录的基频光和斯托克斯光光谱, 其中心波长分别为 1064.4 nm 和 1177.3 nm。实验中斯托克斯光始终仅有中心波长

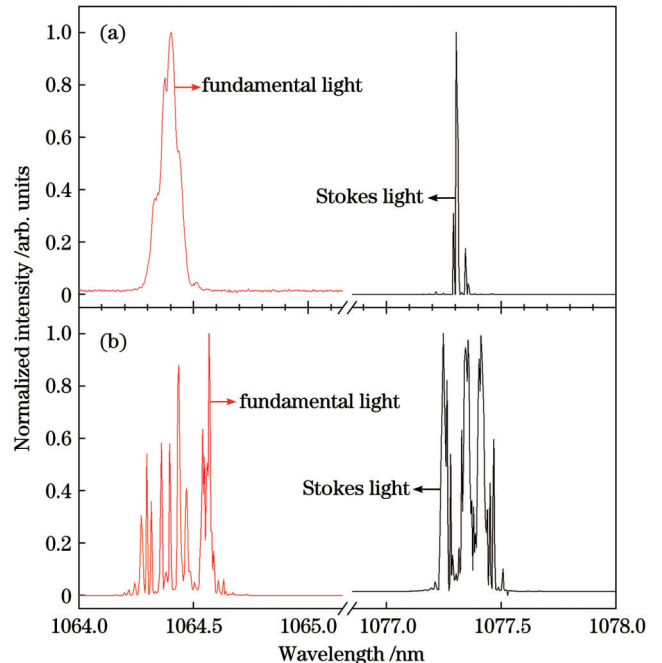


图 3 $E//N_m$ 时激光输出光谱。(a) 7.5 W 泵浦功率; (b) 36.6 W 泵浦功率

Fig. 3 Laser spectra when $E//N_m$. (a) Pump power of 7.5 W; (b) pump power of 36.6 W

为 1177.3 nm 的一条谱线, 对应 1064.4 nm 基频光波长和 901 cm^{-1} 的拉曼频移。如图 3(a)、(b) 所示, 随着泵浦功率从 SRS 阈值附近提高到其最大值 36.6 W, 基频光和斯托克斯光的光谱线宽均发生明显展宽, 分别由 0.08 nm 和 0.02 nm 展宽至 $\sim 0.3\text{ nm}$ 和 $\sim 0.2\text{ nm}$ 。连续波腔拉曼激光器中的 SRS 过程对基频光的消耗往往会导致基频光光谱发生明显展宽, 进而导致有效拉曼增益系数 ($g_{R, \text{eff}}$) 下降, 影响激光器转换效率^[15]。但对于此处所用的 Nd:YVO₄/KGW 激光晶体和非线性晶体的组合, KGW 晶体的拉曼线宽与 Nd:YVO₄ 的荧光谱线宽处在可比拟的水平, 因此上述基频光谱展宽主要是激光晶体中的空间烧孔导致的。这种程度的光谱展宽也会对有效拉曼增益系数产生明显的影响, 采用标准具等器件控制光谱线宽能够提高有效拉曼增益和激光器效率^[14, 16]。

图 4 给出了电荷耦合器件 (CCD) 相机在不同功率下记录的典型基频光和斯托克斯光输出光斑。由

于实验中激光晶体处的泵浦光尺寸明显大于激光基模光斑尺寸 (半径为 140~150 μm), 基频光起振时即以多模状态运转, 如图 4(a) 所示。在斯托克斯光起振后, 基频光光束质量进一步劣化, 如图 4(b) 所示。但由于 SRS 过程的光谱净化效应, 斯托克斯光保持较高的光束质量, 如图 4(e) 所示。随着泵浦功率进一步提升, 由于 KGW 晶体的热透镜效应存在严重的像散^[21], 基频光轮廓逐渐变为椭圆状, 且由于基频光中心处的能量与斯托克斯光场的耦合较强, 其光强呈中心较弱的分布, 如图 4(c) 所示。在热透镜像散的作用下, 斯托克斯输出光斑也被拉长, 如图 4(f) 所示。在最高泵浦功率下, 由于热透镜强烈的像散, 斯托克斯光以 HG_{0,1} 模式运转, 如图 4(g) 所示。需要说明的是, 椭圆状或 HG 模式光斑的方向与晶体的光轴 (竖直或水平) 方向存在一定的夹角, 原因在于 KGW 晶体的热膨胀轴与光轴不重合^[21]。

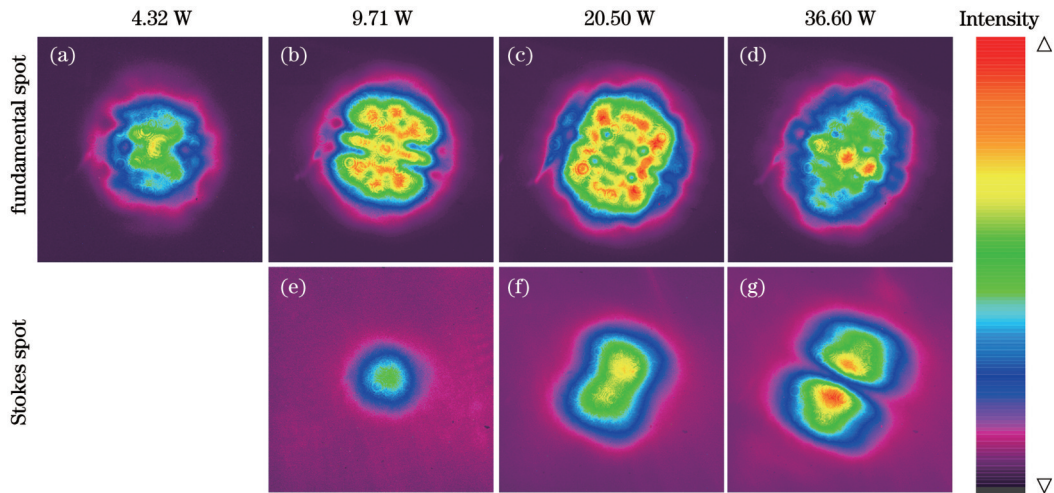


图 4 不同泵浦功率下的典型基频光和斯托克斯光光斑。(a)~(d) 1064.4 nm 基频光光斑; (e)~(g) 1177.3 nm 斯托克斯光光斑
Fig. 4 Typical fundamental and Stokes beam profiles under different pump powers. (a)~(d) 1064.4 nm fundamental beam profiles; (e)~(g) 1177.3 nm Stokes beam profiles

作为对比, 实验中也测试了基频光偏振方向平行于 KGW 晶体 N_g 轴 ($E//N_g$) 时激光器的输出特性。如图 5 所示, $E//N_g$ 时 SRS 阈值与 $E//N_m$ 时的一致, 均为 7.5 W。在 36.6 W 入射泵浦功率下获得的斯托克斯光的最高输出功率为 4.86 W, 光光效率为 13.3%, 明显低于 $E//N_m$ 时的水平。使用光谱仪记录斯托克斯光光谱, 发现在 7.5 W SRS 阈值下斯托克斯光波长与 $E//N_m$ 时的一样, 为对应 901 cm^{-1} 拉曼频移的 1177.3 nm; 泵浦功率为 14.0 W (输出功率为 0.63 W) 时, 对应 768 cm^{-1} 拉曼频移的 1159.2 nm 斯托克斯光开始起振。KGW 晶体 N_g 方向的 768 cm^{-1} 拉曼增益更高, 但实验中所用的腔镜和晶体镀膜均是针对 1.18 μm 斯托克斯光波长优化设计的, 1177.3 nm 斯托克斯光反而更早起振。由于 KGW 晶体 N_g 方向还存在较强的 89 cm^{-1} 拉曼增益, 在泵浦功率超过 11.9 W (输出功率为 0.45 W) 和 14.0 W

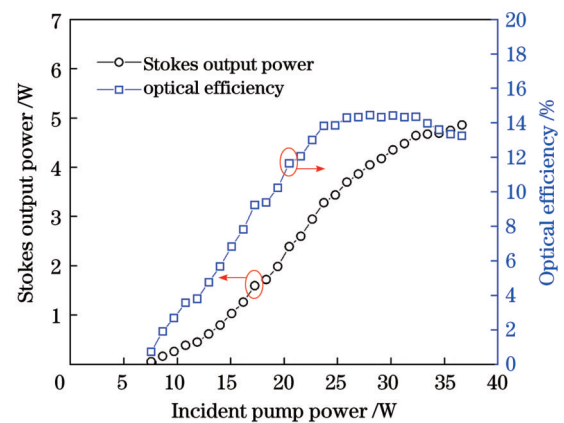


图 5 $E//N_g$ 时的激光输出功率和效率曲线
Fig. 5 Laser output power and optical efficiency when $E//N_g$ (输出功率为 0.80 W) 后还分别观察到了波长为 1171 nm (对应 768 cm^{-1} 和 89 cm^{-1} 拉曼谱线) 和 1189 nm (对应

901 cm^{-1} 和 89 cm^{-1} 拉曼谱线)的级联斯托克斯光成分。最大泵浦功率下斯托克斯光谱如图 6 所示,两条斯托克斯光谱线的强度均远低于各自的一阶斯托克斯光强度。斯托克斯光的光谱特性也解释了 $E//N_g$ 时拉曼激光器功率和效率更低的原因:一方面 1177.3 nm 和 1159.2 nm 两个波长的一阶斯托克斯光分散了拉曼增益,降低了有效拉曼增益系数;另一方面能量从一阶斯托克斯光向级联斯托克斯光转移,降低了基频光与一阶斯托克斯光的相互作用强度,也增大了 SRS 过程的量子亏损。因此,KGW 晶体的 N_m 偏振方向相比 N_g 方向更利于高效产生单一波长的拉曼激光输出。

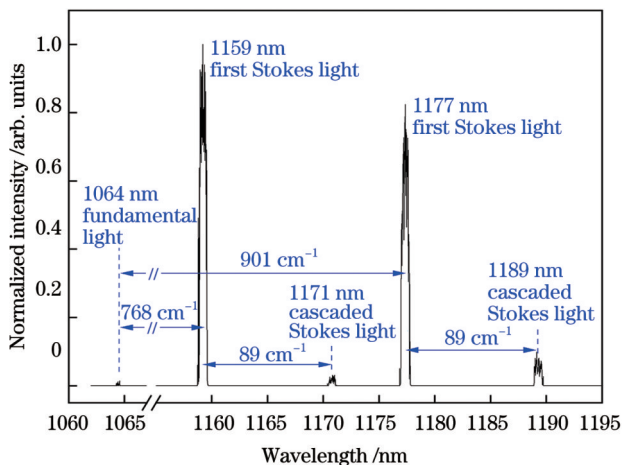


图 6 $E//N_g$ 时的激光输出光谱(泵浦功率为 36.6 W, 斯托克斯光输出功率为 4.86 W)

Fig. 6 Laser spectrum when $E//N_g$ with pump power of 36.6 W and Stokes output power of 4.86 W

4 结 论

基于复合腔结构的 Nd:YVO₄/KGW 内腔拉曼激光器实现了高效的斯托克斯光输出,实验研究了基频光偏振方向对拉曼激光器功率和光谱特性的影响。当基频光偏振方向平行于沿 N_g 轴切割的 KGW 晶体的 N_m 轴时,在 36.6 W 泵浦功率下获得了 6.63 W 的 1177.3 nm 一阶斯托克斯光输出;而当基频光沿 N_g 轴偏振时,由于 768 cm^{-1} 和 901 cm^{-1} 拉曼谱线的竞争以及对应 89 cm^{-1} 拉曼谱线的级联斯托克斯光的产生,激光器的输出功率偏低。基频光沿 KGW 晶体的 N_m 轴偏振更易于实现高效、单一波长的拉曼输出。实验中还研究了拉曼激光器的模式随功率的变化规律,观察到高功率下 KGW 晶体像散的热透镜效应使斯托克斯光以 $HG_{0,1}$ 模式运转的现象。

参 考 文 献

- Casula R, Penttinen J P, Guina M, et al. Cascaded crystalline Raman lasers for extended wavelength coverage: continuous-wave, third-Stokes operation[J]. Optica, 2018, 5(11): 1406-1413.
- Pask H M, Dekker P, Mildren R P, et al. Wavelength-versatile visible and UV sources based on crystalline Raman lasers[J]. Progress in Quantum Electronics, 2008, 32(3/4): 121-158.
- Zhao H, Lin C H, Jiang C, et al. Wavelength-versatile deep-red laser source by intracavity frequency converted Raman laser[J]. Optics Express, 2022, 31(1): 265-273.
- Duan Y M, Sun Y L, Zhu H Y, et al. YVO₄ cascaded Raman laser for five-visible-wavelength switchable emission[J]. Optics Letters, 2020, 45(9): 2564-2567.
- 王金艳,李世杰,刘天红,等.全固态 289.9 nm 紫外激光器的研究[J].中国激光,2022,49(7):0701001.
Wang J Y, Li S J, Liu T H, et al. Research on all solid-state ultraviolet laser at 289.9 nm[J]. Chinese Journal of Lasers, 2022, 49(7): 0701001.
- 薛瑶瑶,王春磊,陈檬.同步泵浦 KGW(WO₃)₂ 的反斯托克斯光的研究[J].激光与光电子学进展,2022,59(1):0114001.
Xue Y Y, Wang C L, Chen M. Research on anti-stokes light of synchronously pumped KGW(WO₃)₂[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2022, 59(1): 0114001.
- 房春奇,于广礼,丁建永,等.基于受激拉曼散射的高效率、大能量 1197nm 激光器[J].中国激光,2021,48(20):2001001.
Fang C Q, Yu G L, Ding J Y, et al. High-efficiency and high-pulse-energy 1197 nm laser based on stimulated Raman scattering [J]. Chinese Journal of Lasers, 2021, 48(20): 2001001.
- Lux O, Sarang S, Kitzler O, et al. Intrinsically stable high-power single longitudinal mode laser using spatial hole burning free gain [J]. Optica, 2016, 3(8): 876-881.
- Sun Y X, Li M Y, Kitzler O, et al. Stable high-efficiency continuous-wave diamond Raman laser at 1178 nm[J]. Laser Physics Letters, 2022, 19(12): 125001.
- Fan L, Zhao W Q, Qiao X, et al. An efficient continuous-wave YVO₄/Nd:YVO₄/YVO₄ self-Raman laser pumped by a wavelength-locked 878.9 nm laser diode[J]. Chinese Physics B, 2016, 25(11): 114207.
- Li X L, Lee A J, Pask H M, et al. Efficient, miniature, CW yellow source based on an intracavity frequency-doubled Nd:YVO₄ self-Raman laser[J]. Optics Letters, 2011, 36(8): 1428-1430.
- Lee C Y, Chang C C, Tuan P H, et al. Cryogenically monolithic self-Raman lasers: observation of single-longitudinal-mode operation[J]. Optics Letters, 2015, 40(9): 1996-1999.
- Lin J, Pask H M. Nd:GdVO₄ self-Raman laser using double-end polarised pumping at 880 nm for high power infrared and visible output[J]. Applied Physics B, 2012, 108(1): 17-24.
- Sheng Q, Li R, Lee A J, et al. A single-frequency intracavity Raman laser[J]. Optics Express, 2019, 27(6): 8540-8553.
- Bonner G M, Lin J P, Kemp A J, et al. Spectral broadening in continuous-wave intracavity Raman lasers[J]. Optics Express, 2014, 22(7): 7492-7502.
- Sheng Q, Lee A J, Spence D J, et al. Wavelength tuning and power enhancement of an intracavity Nd:GdVO₄-BaWO₄ Raman laser using an etalon[J]. Optics Express, 2018, 26(24): 32145-32155.
- Savitski V G, Friel I, Hastie J E, et al. Characterization of single-crystal synthetic diamond for multi-watt continuous-wave Raman lasers[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2012, 48(3): 328-337.
- Chen Y F, Chen C M, Lee C C, et al. Efficient solid-state Raman yellow laser at 579.5 nm[J]. Optics Letters, 2020, 45(19): 5612-5615.
- Chen Y F, Huang H Y, Lee C C, et al. High-power diode-pumped Nd:GdVO₄/KGW Raman laser at 578 nm[J]. Optics Letters, 2020, 45(19): 5562-5565.
- Chen Y F, Li D, Lee Y M, et al. Highly efficient solid-state Raman yellow-orange lasers created by enhancing the cavity reflectivity[J]. Optics Letters, 2021, 46(4): 797-800.
- McKay A M, Kitzler O, Mildren R P. High power tungstate-crystal Raman laser operating in the strong thermal lensing regime [J]. Optics Express, 2014, 22(1): 707-715.

Efficient Continuous-Wave Nd:YVO₄/KGW Intra-cavity Raman laser

Sheng Quan^{1,2}, Geng Jingni^{1,2}, Li Jinhui³, Fu Shijie^{1,2*}, Shi Wei^{1,2**}, Yao Jianquan^{1,2}

¹*School of Precision Instrument and Opto-Electronics Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China;*

²*Key Laboratory of Optoelectronics Information Technology, Ministry of Education, Tianjin University, Tianjin 300072, China;*

³*Chengxian College, Southeast University, Nanjing 210088, Jiangsu, China*

Abstract

Objective Stimulated Raman scattering (SRS) in the crystalline Raman gain media is a well-established technique for extending the spectral coverage of lasers. However, as a third-order nonlinear process, the SRS suffers a relatively low nonlinear gain and consequently has a high threshold, specifically when operating in a continuous-wave (CW) scheme. The intra-cavity pump scheme, in which the Raman crystal is located within the fundamental laser cavity, is an effective alternative to achieve efficient CW Raman output with moderate primary pump power because the high circulating fundamental laser power in the cavity generates sufficient Raman gain. To date, the highest CW Stokes output power of end-pumped intra-cavity Raman lasers has been realized with the self-Raman scheme, in which the processes of lasing and SRS take place in one crystal to minimize insertion losses. However, intra-cavity Raman lasers with separate lasers and Raman gain media have the advantages of a more flexible output wavelength and distributed thermal load, which are helpful for power scaling. This study presents an efficient CW Nd:YVO₄/KGW intra-cavity Raman laser. The output power of the CW Stokes wave at 1177 nm reaches 6.63 W under an incident laser diode (LD) pump power of 36.6 W, with the corresponding optical efficiency being 18.1%.

Methods The experimental setup of the CW intra-cavity Raman laser is shown in Fig. 1. A 15 mm long *a*-cut Nd:YVO₄ crystal and a 20 mm long *N_p*-cut KGW crystal serve as the fundamental laser and Raman gain media, respectively. The LD pump wavelength is 878.6 nm, and the pump beam radius at the laser crystal is 280 μm. The Nd:YVO₄ crystal has a low doping atomic fraction of 0.2% to alleviate the thermal effect. The 1064 nm fundamental laser cavity is defined by a flat highly reflective (HR) mirror (M1) and a curved HR mirror (M2) with a radius of curvature of 100 mm. The M2 also has a transmissivity of 0.4% at a Stokes wavelength of 1177 nm. A flat dichroic mirror (M3) with HR coating at 1.15-1.18 μm and highly transmissive at 1064 nm is inserted into the cavity to make the Raman Stokes cavity with M2. The lengths of the fundamental and Stokes cavities are 50 mm and 22 mm, respectively.

Results and Discussions First, the polarization direction of the linearly polarized fundamental frequency light generated by Nd:YVO₄ is parallel to the *N_m* axis of the KGW crystal (*E*//*N_m*). With this polarization, the Raman gain coefficient of the 901 cm⁻¹ Raman line is over two times larger than that of the 768 cm⁻¹ Raman line. The Stokes output power as a function of incident LD pump power is shown in Fig. 2. The SRS threshold is 7.5 W LD power, and the maximum Stokes output power reaches 6.63 W under the maximum pump power of 36.6 W. Only the first Stokes field at 1177.3 nm is observed during the entire process. The spectral linewidths of the fundamental laser and Stokes wave are 0.08 nm and 0.02 nm at the SRS threshold and are broadened to 0.3 nm and 0.2 nm, respectively, at the maximum power, as shown in Fig. 3. Because of the astigmatic thermal lens in the KGW crystal, the Stokes output beam profile becomes the Hermite-Gaussian (HG) mode at the maximum power, as shown in Fig. 4. We also attempt fundamental polarization parallel to the *N_g* axis of the KGW crystal. In this case, the laser output power and conversion efficiency are lower than those for *E*//*N_m*. The Stokes output power under the same maximum pump power of 36.6 W is only 4.86 W. We find that the output wavelength contains both 1159 nm and 1177 nm components, which correspond to the 768 cm⁻¹ and 901 cm⁻¹ Raman shifts, respectively, when the pump power exceeds the SRS threshold of 7.5 W. The cascaded Raman Stokes light at 1171 nm and 1189 nm corresponded to the 89 cm⁻¹ Raman shift also occurs at higher pump power, as shown in Fig. 5. The multiline Stokes field decreases the effective Raman gain, whereas the cascaded Raman conversion decreases the interaction between the fundamental Stokes fields. Therefore, the *E*//*N_m* arrangement, in which the 901 cm⁻¹ Raman shift dominates, is more suitable for efficiently generating high-power Stokes outputs with high spectral purity.

Conclusions In conclusion, we present an efficient CW Nd:YVO₄/KGW intra-cavity Raman laser. The effects of the fundamental laser polarization direction on the power, spectral mode, and transverse mode of the KGW Raman laser are investigated experimentally. When the fundamental polarization distribution is parallel to the *N_m* axis of the *N_p*-cut KGW crystal, the laser benefits from a higher Raman gain at 901 cm⁻¹ Raman shift. The 6.63 W CW Stokes output at 1177.3 nm is obtained under an incident LD pump power of 36.6 W, with corresponding optical and slope efficiencies of 18.1% and 24.7%, respectively.

Key words lasers; stimulated Raman scattering; continuous-wave Raman lasers; intra-cavity Raman lasers; KGd(WO₄)₂ crystal