

310 nm 紫外固体拉曼激光器

陈忆兰^{1,2}, 刘继桥^{2,3*}, 王明建³, 朱小磊^{1,2**}¹中国科学院上海光学精密机械研究所空间激光传输与探测技术重点实验室, 上海 201800;²中国科学院大学材料与光电研究中心, 北京 100049;³中国科学院上海光学精密机械研究所航天激光工程部, 上海 201800

摘要 利用偏硼酸钡(BBO)倍频晶体, 实现了 1064 nm 激光泵浦金刚石拉曼激光器的高重复频率紫外激光脉冲输出。搭建了腔内倍频金刚石拉曼激光器, 实现了 620 nm 激光输出。当 1064 nm 泵浦光的功率为 4.0 W 时, 620 nm 输出激光的功率为 550 mW, 转换效率约为 13.7%。通过 BBO 晶体腔外倍频, 获得了平均功率约为 48 mW 的 310 nm 紫外激光脉冲输出, 脉冲重复频率为 2 kHz, 脉冲宽度约为 761.8 ps, 倍频效率约为 8.7%。

关键词 激光器; 紫外激光器; 拉曼激光器; 倍频

中图分类号 TN243 **文献标志码** A

DOI: 10.3788/CJL230542

1 引言

臭氧是大气中重要的微量气体之一, 其浓度变化对地球接收到的太阳辐射总量、大气环流、人类健康等有着重要的影响^[1-3]。因此, 大气中的臭氧浓度垂直分布探测及其变化趋势预判引起了广泛的关注。利用差分吸收紫外激光雷达技术探测大气臭氧垂直分布廓线, 具有高测量精度、高时空分辨率、可实时获取等优点^[4-6]。

紫外激光源是差分吸收臭氧浓度探测激光雷达的核心单元, 近年来已有多家科研机构开展不同技术路线的紫外激光光源研发^[7-8]。但是, 波长为 300 nm 的臭氧浓度探测激光雷达发射光源的研发工作鲜有报道。相比于 300 nm 以下的波长, 波长为 300~320 nm 的激光具有较小的臭氧吸收截面积, 能够穿透更长的距离, 可以直接穿过对流层, 具有获取平流层臭氧浓度分布廓线的能力^[9]。另外, 激光雷达探测的有效距离和信噪比也与发射光源的输出能量有关, 因此研制波长为 300~320 nm 的大能量紫外发射光源对于提升差分吸收臭氧浓度探测激光雷达的探测性能具有重要意义。另一方面, 需要考虑太阳辐照产生的背景噪声对差分吸收臭氧浓度探测雷达信噪比的影响, 在 300~320 nm 波长范围内, 随着波长的增加, 太阳光辐照强度逐渐增大^[9], 由此产生的背景噪声会对臭氧浓度的探测精度产生一定的影响。因此, 本文针对差分吸收臭氧浓度探测雷达对发射光源的应用需求, 利用倍频晶体实现了 1064 nm 泵浦金刚石拉曼激光器的 310 nm

紫外脉冲激光输出。

早期获取 300~320 nm 紫外脉冲激光的方法是利用 XeCl 准分子激光器, 但是准分子激光器包含有毒气体(卤素), 成本高昂, 且需要高压维持运行^[10]。随着非线性光学技术的发展, 光参量振荡(OPO)技术成为实现紫外脉冲输出的常用技术手段。以 532 nm 激光器作为泵浦光源搭建光参量振荡器, 并对输出信号光与泵浦光进行和频处理, 能够实现激光器在 300~320 nm 波长范围内的可调谐输出^[9,11]。这种方式可以灵活地调节紫外激光器的波长, 但会导致整个系统复杂, 降低转换效率。相比于光参量振荡技术, 固体拉曼激光器具有不需要相位匹配、光束质量好等优势, 逐渐成为固体激光领域的研究热点^[12-14]。并且, 与其他拉曼增益介质相比, 金刚石晶体拉曼频移量大, 拉曼增益系数和热导率高, 光谱透过范围宽, 这使得金刚石拉曼振荡器在获得高功率激光输出方面具有巨大的应用潜能^[15-17]。近年来, 已有多家科研机构将金刚石拉曼激光器与倍频技术相结合, 实现了 620 nm 激光输出。2017 年, Nikkinen 等^[18]对金刚石拉曼激光器进行腔外倍频, 实现了 620 nm 皮秒激光输出, 平均功率为 128 mW。2019 年, Yang 等^[16]采用腔内倍频的方式搭建了准连续金刚石拉曼激光器, 实现了 620 nm 准连续激光输出, 平均输出功率为 38 W。然而, 脉冲运转 620 nm 腔内倍频金刚石拉曼激光器鲜有报道, 相比于其他 620 nm 激光器结构, 其可以明显提升倍频效率。另外, 通过在金刚石拉曼谐振腔内插入倍频晶体, 引入非线性损耗, 可以抑制脉冲运转时腔内一阶斯托克斯

收稿日期: 2023-02-17; 修回日期: 2023-02-28; 录用日期: 2023-04-02; 网络首发日期: 2023-04-12

基金项目: 民用航天预先研究项目(20Q61502F1)

通信作者: *x.qiao@siom.ac.cn; **xlzhu@siom.ac.cn

(Stokes)光由于功率密度过高而向二阶 Stokes 光的转化,从而有效地保证 1240 nm 一阶 Stokes 光及 620 nm 倍频光的转换效率。

本文以金刚石拉曼激光器腔内倍频 620 nm 脉冲激光器作为基频光源,在脉冲重复频率为 2 kHz 的情况下,获得了平均功率为 48 mW 的 310 nm 脉冲紫外激光输出,脉冲宽度约为 762 ps,倍频效率约为 8.7%。

2 实验装置

310 nm 紫外激光器光路示意图如图 1 所示,其中 BBO 为偏硼酸钡,LBO 为 LiB_3O_5 。激光器主要由三部分组成,即 1064 nm 泵浦激光器、腔内倍频拉曼激光器、倍频器。实验采用自行研制的 Nd:YAG 晶体激光放大器作为腔内倍频金刚石拉曼激光器的泵浦光源^[20],泵浦

光源经过一个半波片,目的是将泵浦光的偏振方向调整到 $\langle 111 \rangle$ 方向,从而使得金刚石拉曼增益系数最大。随后利用一个焦距为 $f=200$ mm 的聚焦镜聚焦泵浦光,金刚石晶体处泵浦光的光斑直径约为 0.4 mm,金刚石晶体处泵浦光的峰值功率密度约为 $159 \text{ MW}/\text{cm}^2$,小于金刚石晶体的膜层损伤阈值 $500 \text{ MW}/\text{cm}^2$ 。M1 为金刚石拉曼谐振腔的输入腔镜,是平凹镜,曲面的曲率半径为 $R=-200$ mm,镀有 1064 nm 高透膜及 1240 nm 和 620 nm 高反膜。M2 是平面镜,为谐振腔的输出腔镜,镀有 1064 nm 和 620 nm 高透膜及 1240 nm 高反膜,同时镀有 1485 nm 增透膜以抑制二阶拉曼光产生。几何腔长设计为 5 cm,腔模束腰位置光斑直径约为 0.38 mm,泵浦激光光斑半径比腔模束腰略大,从而有效提高转换效率且实现基横模拉曼光输出。

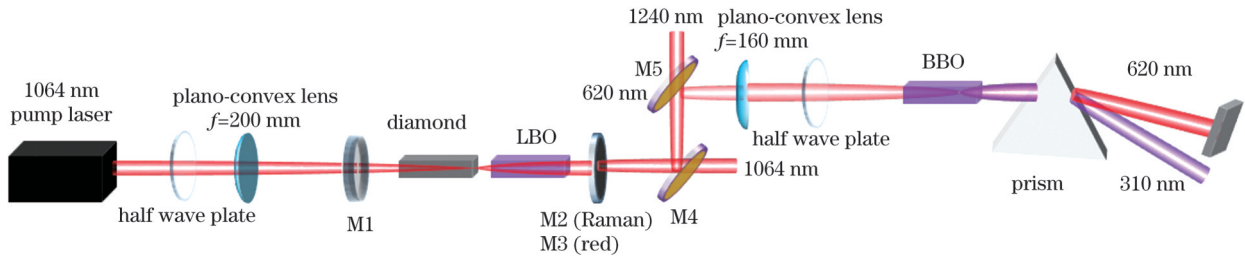


图 1 310 nm 紫外激光器光路示意图

Fig. 1 Schematic of optical path of 310 nm ultraviolet laser

常用拉曼晶体的关键物理特性及拉曼参数特性如表 1 所示,对比结果表明,金刚石晶体不仅具有最大的拉曼增益系数和拉曼频移,同时,金刚石晶体的宽光谱范围、极高的热导率和较低的热膨胀系数使其相比于其他拉曼增益晶体能够承受更高的泵浦功

率。因此在本文的实验中,拉曼增益介质选用金刚石晶体,尺寸为 $2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm} \times 7 \text{ mm}$,晶体的两个端面涂覆 1064、1240、1485 nm 抗反射 (AR) 介质膜。金刚石晶体放置于紫铜热沉中,通过循环通水进行散热。

表 1 常见拉曼晶体的特性对比^[21]

Table 1 Comparison of characteristics of common Raman crystals^[21]

Raman gain medium	Thermal conductivity / ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)	Raman gain coefficient / ($\text{cm} \cdot \text{GW}^{-1}$) ($1 \mu\text{m}$)	Raman shift / cm^{-1}	Raman line width / cm^{-1}	Transmission range / μm
Diamond	2000	10–12	1332.5	2	>0.23
YVO_4	5.2	4.5	890	3.0	0.4–5.0
$\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$	2.6, 3.8, 3.4	3.5	767, 901.5	7.8, 5.9	0.34–5.50
$\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$	1.17	11	1047.6	0.4	0.35–1.80
CaWO_4	16	3.0	908	4.8	0.2–5.3
GdVO_4	10.5	$>4, 5$	885	3.0	0.35–5.00
BaWO_4	3.0	8.5	926	1.6	0.26–3.70

对于波长为 1240 nm 的拉曼光倍频的非线性晶体,选用 LBO 晶体,采用 I 类相位匹配方式以提高转换效率。经理论计算,LBO 晶体在 1240 nm 波长处的倍频走离角为 3.74 mrad,走离角较小,因此选用 LBO 晶体作为波长为 1240 nm 的拉曼光的倍频晶体。虽然 LBO 晶体的非线性系数较小,为 $0.824 \text{ pm}/\text{V}$,但是可以通过延长 LBO 晶体的长度进行补偿。

在小信号近似下,单程倍频效率可以表示为

$$\eta = \frac{8\pi^2 L^2 d_{\text{eff}}^2}{n_1^2 n_2 \lambda^2 \epsilon_0 c} P \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right), \quad (1)$$

式中: L 为晶体长度; d_{eff} 为倍频晶体的有效非线性系数; P 为入射光的基频功率; n_1 和 n_2 分别为基频光和倍频光在倍频晶体中的折射率; λ 为基频光波长; c 为真空中光的传播速度; ϵ_0 为真空介电常数; Δk 为相位失配量。

根据式 (1) 可知,倍频效率正比于基频光功率密

度,因此聚焦光斑尺寸原则上应尽可能小。但实际上光束发散角与聚焦光斑尺寸成反比,并且BBO晶体接收角较小,如果发散角超出倍频晶体相应的接收角度范围,其频率转换效率反而会下降,因此聚焦光斑的尺寸和发散角之间存在制约的关系。对于长度为 L 的晶体,需要满足聚焦条件

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{L\lambda}{2\pi n}}, \quad (2)$$

式中: ω_0 为晶体处的束腰光斑半径; n 为折射率。对于本文实验所用的BBO晶体,经计算最佳聚焦光斑半径为 $40\ \mu\text{m}$ 。但是如此小的聚焦光斑将造成晶体膜层的

损伤(BBO晶体膜层的损伤阈值约为 $900\ \text{MW}/\text{cm}^2$),也会导致较大的发散角,不利于倍频效率的提高。因此,在本文的实验中,将基频光在倍频晶体处的光斑大小控制在 $0.4\ \text{mm}$ 左右。

目前常用的可用于 $620\ \text{nm}$ 激光倍频产生 $310\ \text{nm}$ 紫外光的倍频晶体特性如表2所示,有LBO、 BaB_2O_4 (BBO)、 $\text{RbBe}_2\text{BO}_3\text{F}_2$ (RBBF)和 $\text{KB}_2\text{BO}_3\text{F}_2$ (KBBF)晶体等。可以看出,BBO晶体虽然走离角较大,但其非线性系数是其他晶体的4~5倍,且具有较高的损伤阈值。因此,综合考虑,本文选择BBO晶体作为产生 $310\ \text{nm}$ 激光的倍频晶体。

表2 用于产生 $310\ \text{nm}$ 紫外激光的倍频晶体特性

Table 2 Characteristics of frequency doubling crystals for $310\ \text{nm}$ ultraviolet laser generation

Nonlinear crystal	Transmission range /nm	I-type phase-matching angle		Walk off angle /mrad	$d_{\text{eff}} / (\text{pm} \cdot \text{V}^{-1})$
		$\theta / (^\circ)$	$\varphi / (^\circ)$		
LBO	150-2600	90.0	57.7	17.86	0.49
BBO	189-3300	38.9	-	80.8	1.90
KBBF	147-3500	31.0	-	56.51	0.43
RBBF	165-3500	33.8	-	52	0.40

波长为 $1240\ \text{nm}$ 的拉曼光的倍频晶体选用LBO晶体,尺寸为 $4\ \text{mm} \times 4\ \text{mm} \times 10\ \text{mm}$,切割角为 $\theta = 85.8^\circ$ 和 $\varphi = 0^\circ$,晶体两端镀有 1064 、 1240 、 $620\ \text{nm}$ 增透膜,采用非临界相位匹配方式。LBO晶体放置于紫铜热沉中,使用半导体制冷器(TEC)对紫铜热沉进行温度控制,设定温度为 $37.1\ ^\circ\text{C}$,结合温度控制系统,LBO晶体的温度保持稳定。将LBO晶体旋转 35° ,从而使泵浦光偏振方向与由LBO光轴和泵浦光能流方向组成的平面平行。在激光脉冲输出光路中插入腔镜M4和M5,用于滤除残余的 $1064\ \text{nm}$ 泵浦光和 $1240\ \text{nm}$ 拉曼光,便于在后续的光路中对 $620\ \text{nm}$ 光进行倍频处理。

BBO晶体的尺寸为 $4\ \text{mm} \times 4\ \text{mm} \times 7\ \text{mm}$,两个端面镀有 $620\ \text{nm}$ 和 $310\ \text{nm}$ 增透膜,侧面用铝箔包裹,被夹持置于紫铜热沉中,由于BBO晶体的折射率具有较好的温度稳定性,仅采用了被动散热方式(自然散热)。在 $620\ \text{nm}$ 行进光路中,用焦距为 $f = 160\ \text{mm}$ 的镜片进行聚焦,使得BBO晶体处的聚焦光斑直径约为 $0.4\ \text{mm}$ 。最终,当 $620\ \text{nm}$ 基频光功率为 $550\ \text{mW}$ 时,BBO晶体处的峰值功率密度约为 $104\ \text{MW}/\text{cm}^2$,小于BBO晶体膜层的损伤阈值($500\ \text{MW}/\text{cm}^2$)。用一片半波片调整 $620\ \text{nm}$ 激光的偏振方向,使之与由BBO晶体的光轴方向和泵浦光能流方向组成的平面平行,从而BBO晶体具有最大的有效非线性系数,用SNLO软件计算得出BBO晶体的切割角为 $\theta = 38.9^\circ$,非线性系数为 $1.9\ \text{pm}/\text{V}$ 。倍频后用石英棱镜分离 $620\ \text{nm}$ 基频光和 $310\ \text{nm}$ 紫外光。

3 结果与讨论

$620\ \text{nm}$ 红光功率和转换效率随 $1064\ \text{nm}$ 基频光功率的变化如图2所示, $620\ \text{nm}$ 光功率阈值约为 $2\ \text{W}$,当 $1064\ \text{nm}$ 泵浦光功率为 $4\ \text{W}$ 时, $620\ \text{nm}$ 光功率为 $550\ \text{mW}$,转换效率约为 13.7% 。

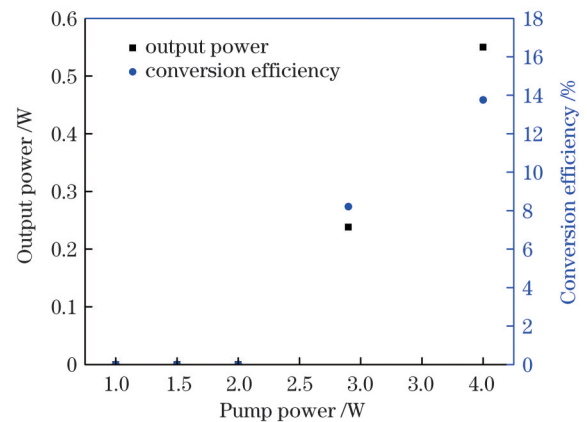


图2 $620\ \text{nm}$ 光功率随泵浦功率的变化

Fig. 2 Power of $620\ \text{nm}$ laser versus pump laser

当 $620\ \text{nm}$ 光功率为 $550\ \text{mW}$ 时,光谱仪测得的输出光谱如图3所示,中心波长为 $620.1\ \text{nm}$,光谱线宽为 $0.03\ \text{nm}$,已经小于光谱仪的最小分辨率极限。

当 $620\ \text{nm}$ 红光的输出功率为 $550\ \text{mW}$ 时,用光束轮廓分析仪测得的 $620\ \text{nm}$ 红光和 $1064\ \text{nm}$ 泵浦光的光斑分别如图4(a)、(b)所示,可以看出,由于金刚石拉曼激光器具有光束自净化特性^[20], $620\ \text{nm}$ 拉曼倍频光束质量明显优于 $1064\ \text{nm}$ 泵浦光。

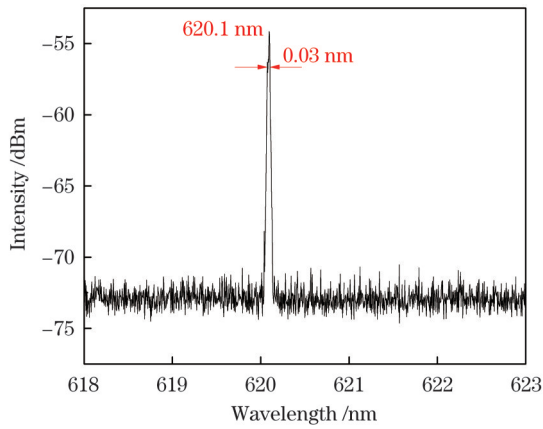


图 3 输出功率为 550 mW 时 620 nm 红光的输出光谱
Fig. 3 Output spectrum of 620 nm red light with 550 mW output power

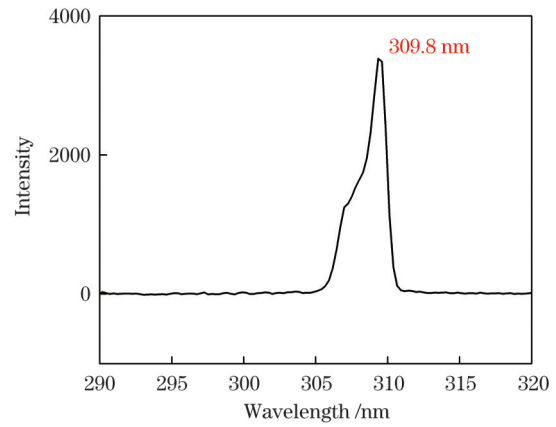


图 6 310 nm 紫外光的输出光谱
Fig. 6 Output spectrum of 310 nm ultraviolet light

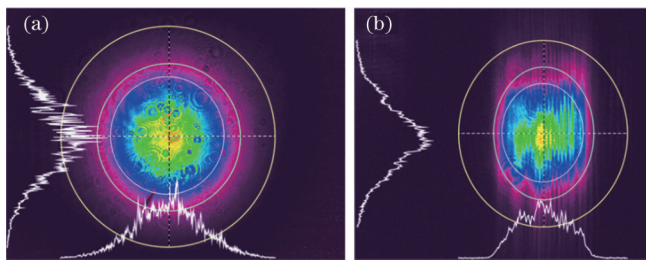


图 4 620 nm 红光输出功率为 550 mW 时的光斑图。(a) 620 nm 红光; (b) 1064 nm 泵浦光
Fig. 4 Spot diagrams of 620 nm red light with output power of 550 mW. (a) 620 nm red light; (b) 1064 nm pump light

310 nm 紫外激光功率随 620 nm 基频光功率的变化如图 5 所示, 当 620 nm 光功率为 550 mW 时, 310 nm 激光功率为 48 mW, 倍频效率约为 8.7%。倍频效率较低的原因如下: BBO 晶体走离角较大、接收角较小, 相对容易导致相位失配现象。

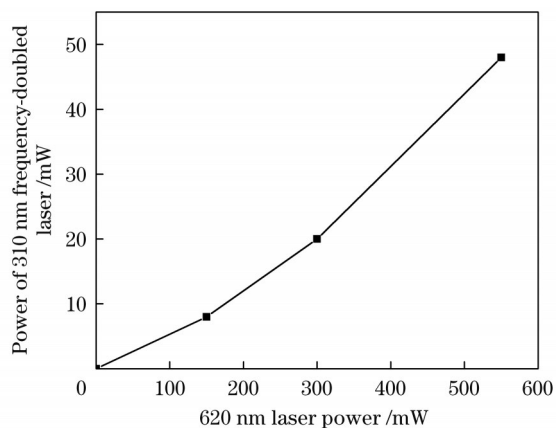


图 5 310 nm 倍频光功率随 620 nm 光功率的变化
Fig. 5 Power of 310 nm frequency-doubled laser versus 620 nm laser power

利用光谱仪对紫外激光的光谱特性进行测量, 测得的 310 nm 光谱如图 6 所示, 中心波长为 309.8 nm, 光谱线宽约为 0.16 nm, 小于光谱仪的最小分辨率极限 (1 nm)。

利用双碱光电倍增管、硅基光电二极管及带宽为 1 GHz 的示波器分别测试了 620 nm 和 310 nm 激光的脉冲波形, 如图 7 所示。310 nm 激光脉冲宽度约为 762 ps, 相比于 620 nm 激光脉冲的脉宽 (1.9 ns), 有明显的脉宽压窄的现象。由于 1064 nm 激光为多纵模运转, 因此 1240 nm 拉曼光、620 nm 倍频光及 310 nm 紫外激光都有尖峰调制现象。

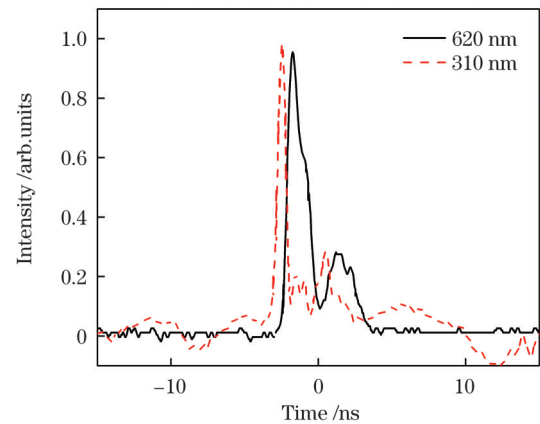


图 7 620 nm 基频光和 310 nm 倍频光的脉冲波形
Fig. 7 Pulse waveforms of 620 nm fundamental light and 310 nm frequency-doubled light

4 结 论

在自主设计的 2 kHz 重复频率腔内倍频 620 nm 波长金刚石拉曼激光器中, 利用 BBO 晶体进行腔外倍频, 成功获得了 310 nm 紫外激光脉冲输出。当 620 nm 基频光功率为 550 mW 时, 310 nm 倍频光功率为 48 mW, 倍频效率约为 8.7%, 紫外脉冲宽度约为 762 ps。由于目前腔内 1064 nm 泵浦光和 1240 nm 拉曼光的峰值功率密度均远低于金刚石和 BBO 晶体的膜层损伤阈值, 通过提高 620 nm 激光功率, 有望进一步提升 310 nm 激光功率和倍频转换效率, 以满足差分吸收臭氧浓度探测雷达对发射光源的性能要求, 并有效提升激光雷达探测的有效距离和信噪比。

参 考 文 献

- [1] Feng Z Z, Kobayashi K, Ainsworth E. Impact of elevated ozone concentration on growth, physiology, and yield of wheat (*triticum aestivum* L.): a meta-analysis[J]. *Global Change Biology*, 2008, 14(11): 2696-2708.
- [2] Shi G Y, Yang L X, Wang Y X, et al. Impact of elevated ozone concentration on yield of four Chinese rice cultivars under fully open-air field conditions[J]. *Agriculture, Ecosystems & Environment*, 2009, 131(3/4): 178-184.
- [3] Sinha A, Toumi R. Tropospheric ozone, lightning, and climate change[J]. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 1997, 102(D9): 10667-10672.
- [4] Nakazato M, Nagai T, Sakai T, et al. Tropospheric ozone differential-absorption lidar using stimulated Raman scattering in carbon dioxide[J]. *Applied Optics*, 2007, 46(12): 2269-2279.
- [5] Papayannis A, Ancellet G, Pelon J, et al. Multiwavelength lidar for ozone measurements in the troposphere and the lower stratosphere[J]. *Applied Optics*, 1990, 29(4): 467-476.
- [6] 范广强, 刘建国, 陈臻懿, 等. 一套测量对流层臭氧的差分吸收激光雷达系统[J]. *中国激光*, 2012, 39(11): 1113001.
- Fan G Q, Liu J G, Chen Z Y, et al. A differential absorption lidar system for tropospheric ozone monitoring[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2012, 39(11): 1113001.
- [7] Liu P, Zhang T S, Sun X H, et al. Compact and movable ozone differential absorption lidar system based on an all-solid-state, tuning-free laser source[J]. *Optics Express*, 2020, 28(9): 13786-13800.
- [8] Chuang T, Hansell J, Shuman T, et al. Narrow linewidth UV laser transmitter for ozone DIAL remote sensing application[J]. *Proceedings of SPIE*, 2016, 9726: 97260H.
- [9] 胡欢陵, 王志恩, 吴永华, 等. 紫外差分吸收激光雷达测量平流层臭氧[J]. *大气科学*, 1998, 22(5): 701-708.
- Hu H L, Wang Z E, Wu Y H, et al. UV-DIAL system for measurements of stratospheric ozone[J]. *Scientia Atmospherica Sinica*, 1998, 22(5): 701-708.
- [10] Armstrong D J, Smith A V. All solid-state high-efficiency tunable UV source for airborne or satellite-based ozone DIAL systems[J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2007, 13(3): 721-731.
- [11] Liu Z J, Wang Q P, Zhang X Y, et al. A diode side-pumped KTiOAsO_4 Raman laser[J]. *Optics Express*, 2009, 17(9): 6968-6974.
- [12] Cong Z H, Zhang X Y, Wang Q P, et al. The characteristics of intracavity Nd: YAG/ $\text{KLu}(\text{WO}_4)_2$ Raman laser[J]. *Laser Physics Letters*, 2010, 7(12): 862-866.
- [13] Li Y L, Ding J, Bai Z X, et al. Diamond Raman laser: a promising high-beam-quality and low-thermal-effect laser[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2021, 9(3): e35.
- [14] Heinzig M, Palma-Vega G, Walbaum T, et al. Diamond Raman oscillator operating at 1178 nm[J]. *Optics Letters*, 2020, 45(10): 2898-2901.
- [15] Feve J P M, Shortoff K E, Bohn M J, et al. High average power diamond Raman laser[J]. *Optics Express*, 2011, 19(2): 913-922.
- [16] Yang X Z, Kitzler O, Spence D J, et al. Single-frequency 620 nm diamond laser at high power, stabilized via harmonic self-suppression and spatial-hole-burning-free gain[J]. *Optics Letters*, 2019, 44(4): 839-842.
- [17] 井旭, 陈高, 毛瑞. 硝酸钡晶体紫外波段受激拉曼散射特性研究[J]. *中国激光*, 2010, 37(8): 1950-1955.
- Jing X, Chen G, Mao R. Investigation of characteristics of stimulated Raman scattering in $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$ crystal at ultraviolet wave band[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2010, 37(8): 1950-1955.
- [18] Nikkinen J, Härkönen A, Guina M. Sub-50 ps pulses at 620 nm obtained from frequency doubled 1240 nm diamond Raman laser[J]. *Optics Express*, 2017, 25(24): 30365-30370.
- [19] 陈忆兰, 刘继桥, 王明建, 等. 2 kHz 重复频率分立路径 Nd: YAG Innoslab 激光放大器[J]. *激光与光电子学进展*, 2023, 60(21): 2114007.
- Chen Y, Liu J, Wang M, et al. Discrete path Nd: YAG Innoslab laser amplifier operating at 2 kHz repetition rate[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2023, 60(21): 2114007.
- [20] Powell R C, Murray J T, Austin W L, et al. Solid state Raman lasers: materials, design, and applications[J]. *Proceedings of SPIE*, 1999, 3542: 45-49.
- [21] Murray J T, Austin W L, Powell R C. Intracavity Raman conversion and Raman beam cleanup[J]. *Optical Materials*, 1999, 11(4): 353-371.

310 nm Ultraviolet Solid-State Raman Laser

Chen Yilan^{1,2}, Liu Jiqiao^{2,3*}, Wang Mingjian³, Zhu Xiaolei^{1,2**}¹Key laboratory of Space Laser Communication and Detection Technology, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;²Center of Materials Science and Optoelectronics Engineering, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;³Laboratory of Space Laser Engineering, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China

Abstract

Objective Ozone is one of the most important gaseous components in the Earth's atmosphere. Atmospheric ozone includes stratospheric and tropospheric ozone. Stratospheric ozone absorbs most of the ultraviolet rays from the sun to prevent damage to life. Differential absorption Lidar (DIAL) has been widely used to measure ozone concentrations. As transmitters are key components of a DIAL system, several groups have demonstrated their work on transmitters. However, compared to transmitters with wavelengths below 300 nm, ultraviolet transmitters with wavelengths of 300–320 nm can transmit laser through a high ozone concentration in the atmosphere. Compared to optical parameter oscillators (OPO) and second harmonic generation (SHG) from 1.3 μm laser, Raman lasers do not require phase matching management. Solid-state Raman lasers offer the advantages of compactness and high beam quality. In this study, we investigate a pulsed ultraviolet 310 nm laser with stimulated Raman scattering and frequency doubling, aiming at the demand for transmitters for ozone DIAL.

Methods The 310 nm ultraviolet solid-state Raman laser includes three parts: a pump source for the diamond Raman laser, a 620 nm intracavity frequency-doubled diamond Raman laser, and a 310 nm ultraviolet laser based on extracavity doubling. The experimental setup of the 310 nm ultraviolet laser is shown in Fig. 1.

The pump source is a home-made 1064 nm Nd:YAG amplifier. A half-wave plate is inserted behind the 1064 nm pump laser to align the pump beam laser polarization direction to match the $\langle 111 \rangle$ direction of the diamond crystal to maximize the Raman gain. A focus lens with a focal length f of 200 mm is used to focus the pump beam onto the diamond. The waist radius of the pump beam in the diamond is $\sim 200 \mu\text{m}$.

Compared to other Raman laser materials, high-quality diamonds have high Raman gain, high thermal conductivity, high damage threshold, and wide spectral transmission. A low-nitrogen, low-birefringence diamond crystal with a size of $2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm} \times 7 \text{ mm}$ is used as the Raman gain medium. The propagation direction in the diamond crystal is along the $\langle 110 \rangle$ direction.

The intracavity nonlinear crystal is a LiB_3O_5 (LBO) crystal with a size of $4 \text{ mm} \times 4 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$. It is coated with antireflection films at wavelengths of 1064, 1240, and 620 nm. The LBO crystal is wrapped in indium foil and mounted on a copper heat sink using a temperature controller. The temperature is maintained at $37.1 \text{ }^\circ\text{C}$ by thermoelectric cooler (TEC) for type I noncritical phase matching. M1 and M2 mirrors are used to separate the residual 1064 nm pump laser, 1240 nm Raman laser, and 620 nm red laser.

An extracavity frequency-doubled 310 nm ultraviolet laser is demonstrated using a BaB_2O_4 (BBO) crystal with a size of $4 \text{ mm} \times 4 \text{ mm} \times 7 \text{ mm}$. A half-wave plate is used to align the fundamental-frequency laser polarization. A focal lens with a focal length of 200 mm is used to focus the 620 nm laser onto the BBO crystal. A prism is used to separate the 620 nm laser and 310 nm ultraviolet laser.

Results and Discussions The output power of the 620 nm laser versus that of the 1064 nm laser is shown in Fig. 2. An output power of 550 mW is achieved with a 1064 nm pump power of 4 W. The conversion efficiency is 13.7%. The central wavelength is 620.1 nm (Fig. 3). Because of the beam clean-up effect in solid-state Raman lasers, the beam quality of the 620 nm laser is apparently better than that of the pump laser (Fig. 4).

An output power of 48 mW at 310 nm is achieved when the fundamental-frequency laser power is 550 mW at 620 nm (Fig. 5). The frequency-doubling efficiency is 8.7%. The central wavelength is 309.8 nm (Fig. 6). The pulse width is 762 ps, with an output power of 48 mW at 310 nm (Fig. 7).

Conclusions A high-repetition-frequency pulsed ultraviolet laser is designed using a frequency-doubled diamond Raman laser pumped using a 1064 nm laser. An intracavity-frequency-doubled diamond Raman laser with a 620 nm output laser is demonstrated. A laser output power of 550 mW is achieved using a 1064 nm pump power of 4.0 W. The conversion efficiency is 13.7%. With extracavity doubling, an average output power of 48 mW is achieved at 310 nm using a BBO crystal. The repetition frequency is 2 kHz, and the pulse width is 762 ps. The conversion efficiency is approximately 8.7%. By improving the power of the 620 nm laser, the power of the 310 nm ultraviolet laser can be further improved to satisfy the requirements for ozone DIAL transmitters.

Key words lasers; ultraviolet lasers; Raman lasers; frequency-doubling