

基于双光成丝过程的光参量啁啾脉冲放大器前端

冯天利^{1,2,3*}, 商景诚^{1,2,3}, 李涛^{1,2,3}¹山东大学信息科学与工程学院, 山东 青岛 266237;²山东大学山东省激光技术与应用重点实验室, 山东 青岛 266237;³山东大学激光与红外系统集成技术教育部重点实验室, 山东 青岛 266237

摘要 报道了一种包含两个激光成丝过程的工作在 $2\ \mu\text{m}$ 波段的光参量啁啾脉冲放大(OPCPA)系统前端,该前端工作在简并模式下, $2\ \mu\text{m}$ 种子激光脉冲通过近红外和可见光波段的超连续光谱之间差频产生。可见光和近红外波段的超连续光谱分别通过泵浦脉冲激光在两个 YAG 晶体中通过激光成丝过程产生。经过光参量放大及合理的色散补偿后, $2\ \mu\text{m}$ 种子激光脉冲的波长可从 1830 nm 覆盖至 2320 nm,脉冲宽度为 29 fs,单脉冲能量为 16.7 μJ ,平均功率为 167 mW,功率波动小于 3%。

关键词 非线性光学; 光参量啁啾脉冲放大器; 激光成丝; $2\ \mu\text{m}$ 激光; 差频产生

中图分类号 0436

文献标志码 A

doi: 10.3788/CJL202249.0708002

1 引言

大能量周期量级超短脉冲激光具有峰值功率极高、脉冲宽度极窄等优点,是产生强相干性阿秒脉冲和软 X 射线的理想驱动源。目前这种超短激光脉冲可通过两种技术手段实现:一种是非线性压缩技术,先利用非线性光学过程拓宽入射驱动激光脉冲的光谱,再通过色散补偿等手段从时域上将脉冲宽度压缩至周期量级^[1-3]。由于展宽后的光谱中心波长与驱动激光相同,因此该技术只能实现固定波长的周期量级超短激光脉冲产生。此外,在非线性光谱展宽过程中,非线性效应会在超短激光脉冲中引入复杂的相位,不利于脉冲的色散补偿。另一种是光参量啁啾脉冲放大(OPCPA)技术,OPCPA 技术基于非线性晶体中的光参量过程进行超短脉冲的能量放大,具有增益带宽超宽、无增益窄化、单程增益极高、脉冲对比度高、热积累低等优势,能将超短脉冲的波长拓展到中远红外波段,已成为实现大能量周期量级超短脉冲激光的主流技术手段^[4-6]。

由 OPCPA 系统驱动的桌面 X 射线光源可输出波长位于 1~10 nm 的软 X 射线。波长为 2.3~4.4 nm、光子能量为 230~440 eV 的波段又被称为“水窗波段”,水窗波段的 X 射线会被碳原子强烈吸收,但水对该波段的透明度较高,可被用于生物活体细胞的显微成像且不会对样本造成损伤^[7-8]。桌面 X 射线光源中 X 射线的产生依赖于稀有气体中的高次谐波过程,由于高次谐波的截止光子能量 $E_{\text{cutoff}} = I_p + 3.17U_p$ ($U_p \sim I_L \lambda_L^2$) (I_p 为气体的电离势, I_L 为驱动激光的强度, λ_L 为驱动激光的波长),长波长的驱动激光有利于产生较高光子能量的 X 射线^[9]。同时考虑 X 射线的转换效率,OPCPA 系统的输出波长需要在 $2\ \mu\text{m}$ 波段以上,以满足驱动激光与水窗波段 X 射线的相位匹配条件^[10]。工作在 $2\ \mu\text{m}$ 波段的 OPCPA 系统相比于输出波长更长的中远红外 OPCPA 系统有以下几个优势:首先,考虑到水窗波段 X 射线的转换效率随驱动激光波长的增大而减小,较短的驱动激光波长有利于实现高通量的水窗波段 X 射线;其次,OPCPA 系统

收稿日期: 2021-08-17; 修回日期: 2021-09-06; 录用日期: 2021-09-22

基金项目: 国家自然科学基金(62005144, 61775119)、山东省自然科学基金(ZR2020QF096, ZR2018MF033)、山东省青年泰山学者基金(tsqn201812010)、山东大学齐鲁青年项目、中德 DAAD 博士后基金

通信作者: *tlfeng@sdu.edu.cn

中信号光的增益与它的波长成反比,因此相比于其他波长更长的中红外波段激光,2 μm 波段的激光更容易被放大至较高的能量水平;最后,目前 OPCPA 系统的泵浦源多为工作在 1 μm 波段的掺 Yb 脉冲激光器,由于 2 μm OPCPA 系统工作在简并模式下,信号光和闲频光的光谱范围均位于 2 μm 波长附近,二者之间的群速度失配较小,有利于保持信号光的光谱宽度,产生周期量级的超短脉冲。

前端系统是 OPCPA 系统的重要组成部分,用于产生宽带宽周期量级的种子激光脉冲。2 μm 波段的 OPCPA 系统前端主要分为 2 类,第一类前端包含一个钛宝石飞秒激光器,由于钛宝石发射光谱很宽,能够轻易覆盖一个倍频程的光谱范围,因此可以直接利用发射光谱中的近红外波段和可见光波段差频产生 2 μm 种子激光脉冲^[11-14]。目前,对于钛宝石激光器产生的超连续光谱,美国 MIT 的研究人员通过带内差频方案产生光谱范围为 1.75 ~ 2.65 μm 、中心波长位于 2.1 μm 、宽度约 900 nm 的超宽带 2 μm 中红外种子光^[11]。德国 MPQ 的研究人员利用钛宝石超快激光驱动稀有气体产生的超连续光谱,在 PPLN 晶体中差频产生中心波长位于 2.1 μm 、光谱范围为 1.5 ~ 2.8 μm 的种子光,时域信号宽度约 1.5 个光学周期^[12]。第二类前端系统利用皮秒掺 Yb 激光放大器作为泵浦源,同时该放大器也是 2 μm OPCPA 系统的泵浦源。掺 Yb 激光放大器输出的泵浦光脉冲宽度通常在亚皮秒量级,光谱宽度较窄,需要借助超连续光谱产生过程来拓宽光谱。最终 2 μm 种子激光脉冲通过泵浦光(或二次谐波)与超连续光差频产生^[15-16]。与第一类前端相比,第二类前端能够显著地降低系统的整体复杂程度和成本,已普遍应用到工作在 2 μm 波段

的 OPCPA 系统前端中^[17-18]。但是在已报道的 2 μm OPCPA 系统前端中,种子激光脉冲通过泵浦光/二次谐波与超连续光差频产生,只包含一个激光成丝过程。泵浦光/二次谐波的光谱宽度较窄,进一步限制了差频种子激光脉冲的带宽。因此,在前端系统中额外增加一个激光成丝过程,利用激光成丝产生的超连续光谱之间的差频产生 2 μm 种子激光脉冲,理论上能够得到光谱更宽的 2 μm 种子激光脉冲,但是由于新增加了一个超连续谱产生过程,相应的系统总能量转换效率降低。同时,考虑到超连续光的强度稳定性优于泵浦光^[19],因此该模式还有利于实现能量稳定性高的 2 μm 种子激光脉冲输出。目前,鲜有关于这种类型的 2 μm OPCPA 系统前端的报道。

本文报道了一种工作在 2 μm 波段的 OPCPA 系统前端,该前端系统包含两个激光成丝过程,泵浦脉冲利用透明介质 YAG 晶体中的激光成丝过程产生超连续光谱,2 μm 种子激光脉冲在非线性晶体中通过两束超连续光之间的差频产生。经过二级光参量放大,最终实现光谱范围为 1830 ~ 2320 nm,脉冲宽度为 29 fs,单脉冲能量为 167 μJ ,重复频率为 10 kHz 的 2 μm 激光脉冲输出。

2 实验与分析

2 μm OPCPA 系统种子脉冲产生的实验装置如图 1 所示,泵浦源是一个发射波长位于 1 μm 波段的掺 Yb 超快激光放大器(脉冲宽度为 500 fs,单脉冲能量为 100 μJ ,重复频率为 10 kHz)。放大器输出的激光在 LBO 晶体中倍频后,经二向色镜被分为两路,分别用于在 YAG 晶体中通过激光成丝过程产生可见光波段和近红外波段的超连续光谱。在 YAG 晶体之前,一个半波片和一个偏振分束器

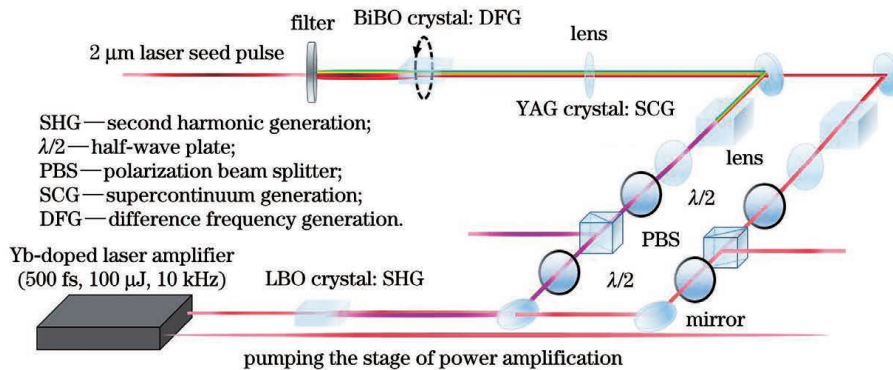


图 1 2 μm OPCPA 系统种子激光脉冲产生装置简图(省略了脉冲延迟装置)

Fig. 1 Schematic of seed laser pulse generation for the 2 μm OPCPA system (pulse delay setup is not drawn in this figure)

(PBS)用于调节入射到 YAG 晶体内部的脉冲能量, PBS 后的半波片用于调整入射泵浦光的偏振态, 透镜用于改变入射泵浦光束的光斑大小。泵浦脉冲在两个 YAG 晶体内部通过激光成丝过程分别产生可见光波段和近红外波段的超连续光谱。将 YAG 晶体放置在一个位于透镜焦点附近的二维位移平台上, 可相对于入射泵浦光方向移动, 以改变焦点在 YAG 晶体内部的位置, 从而调整产生的超连续光谱各波段的能量分布。可见光波段的超连续光谱利用焦距为 150 mm 的透镜松聚焦到 10 mm 长的 YAG 晶体内部产生。利用可见光波段光谱仪记录的超连续光谱如图 2 所示, 光谱范围为 500~850 nm。近红外波段的超连续光谱利用焦距为 50 mm 的透镜紧聚焦到 10 mm 长的 YAG 晶体中产生。利用近红外波段光谱仪记录的超连续光谱范围为 1050~1600 nm(图 2)。1030 nm 基频光在 YAG 中产生的短波超连续光谱已通过一个介质滤波片滤除, 此外由于可见光波段已超出近红外光谱仪的测量范围, 因此可见光波段的超连续光谱没有显示在图 2 中。产生的两束超连续光谱经准直后分别利用另一个透镜聚焦在一个 3 mm 长的 BiBO 晶体中产生 2 μm 波段的种子激光脉冲。BiBO 晶体中的差频非线性过程采用 $x-z$ 主平面内的 I 类相位匹配模式, 相位匹配角为 10.7°。

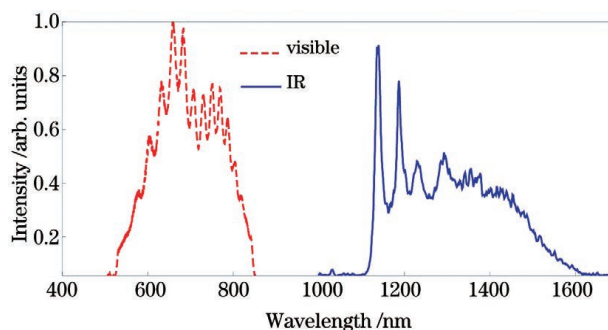


图 2 在 YAG 晶体中通过松聚焦和紧聚焦产生的可见光波段(虚线)和近红外波段(实线)的超连续光谱
Fig. 2 Visible (dashed line) and near-IR (solid line) supercontinuum spectra generated in YAG crystal by loose focusing and tight focusing

随后种子激光脉冲在非线性晶体中进行进一步的光参量放大。适用于光参量放大的非线性晶体要求在实现高增益的同时具有较宽的增益带宽。2 μm 波段的光参量放大非线性晶体包括 BBO、BiBO、YCOB 和 LiNbO₃。图 3 所示为在同等程度的放大倍数下 4 种非线性晶体的增益带宽。可以看出, LiNbO₃ 晶体能够提供的增益带宽最宽, 可从 1900 nm 覆盖至 2500 nm。由于 Mg 可以抑制 LiNbO₃ 晶体在高泵浦强度下的光折变效应, 因此采用掺 MgO 的 LiNbO₃ 晶体作为光参量放大的非线性晶体。

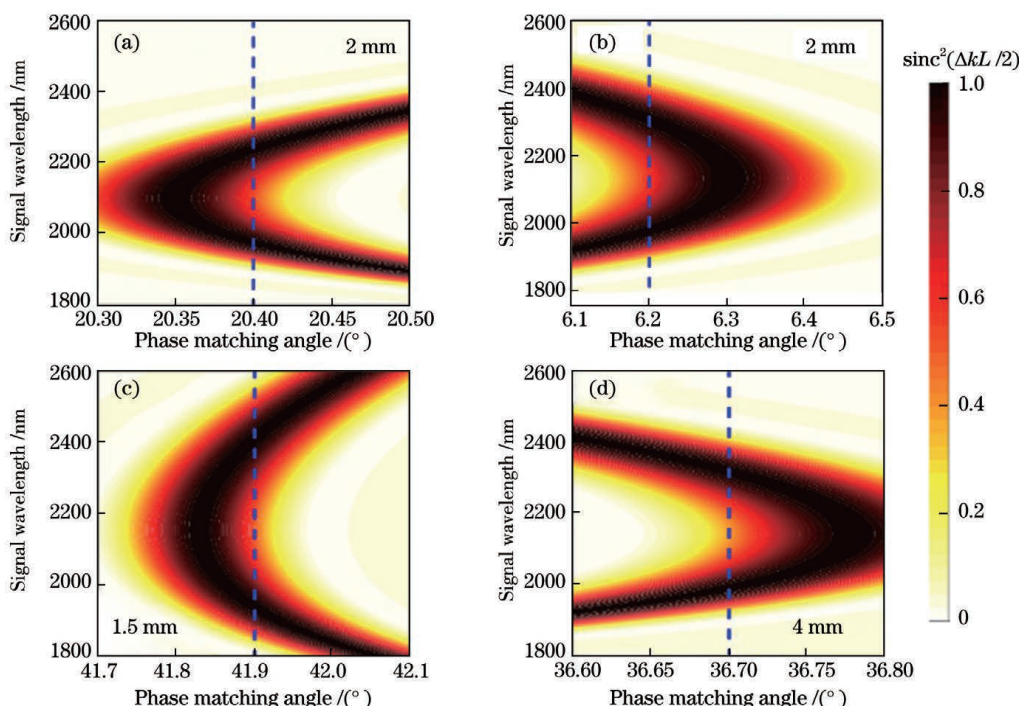


图 3 在同等放大倍数下, 4 种晶体在 2 μm 波段的增益带宽。(a) BBO; (b) BiBO; (c) LiNbO₃; (d) YCOB

Fig. 3 Gain bandwidths of different nonlinear crystals around 2 μm wavelength region under the same amplification factor.

(a) BBO; (b) BiBO; (c) LiNbO₃; (d) YCOB

在光参量放大(图 4)过程中,泵浦光的强度被控制在 70 GW/cm^2 左右,略低于 LiNbO_3 晶体的损伤阈值。种子激光脉冲在 4 mm 长的 LiNbO_3 晶体中首先进行一阶放大, LiNbO_3 晶体采用 I 类非共

线相位匹配,非共线角度为 1° ,相位匹配角为 41.9° 。随后利用另一块 2 mm 长的 PPLN 晶体进行二阶放大。两块晶体之间通过一个声光可编程色散滤波器(AOPDF)精确控制放大后种子脉冲的色散。

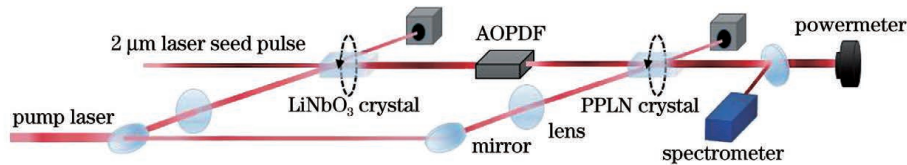


图 4 $2 \mu\text{m}$ 种子脉冲的二级光参量放大示意图

Fig. 4 Schematic of second order optical parametric amplification of the $2 \mu\text{m}$ seed laser

经过放大之后,种子激光脉冲的平均功率被放大至 167 mW ,相应的单脉冲能量为 $16.7 \mu\text{J}$,利用功率计测量 30 min 的功率,结果如图 5 所示,功率波动范围小于 6 mW ,不稳定性约为 3% 。

图 6(a)所示为利用 CCD 记录的放大后 $2 \mu\text{m}$ 种子激光脉冲的光束截面,光束截面光斑呈圆形,直径约为 2 mm 。图 6(b)所示为光束沿水平方向 x 和垂直方向 y 的能量分布曲线,可以看到,两个方向上的能量都近似呈高斯分布,与拟合的高斯分布曲线十分吻合,表明在光参量放大过程中没有产生明显的后转换效应,测量得到的激光脉冲光束质量 $M^2 \leq 1.3$,接近光束衍射极限。

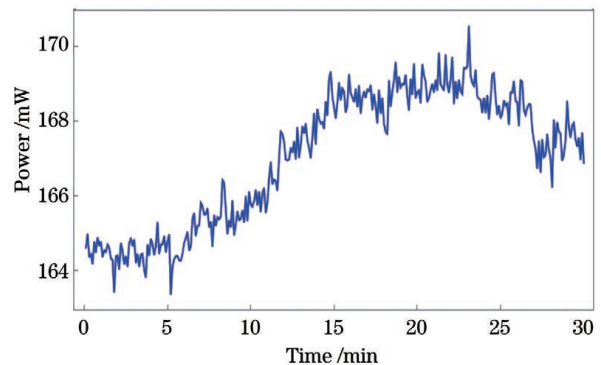


图 5 30 min 内测量得到的放大后 $2 \mu\text{m}$ 种子激光脉冲功率

Fig. 5 Measured power of the $2 \mu\text{m}$ seed pulse within 30 min after amplification

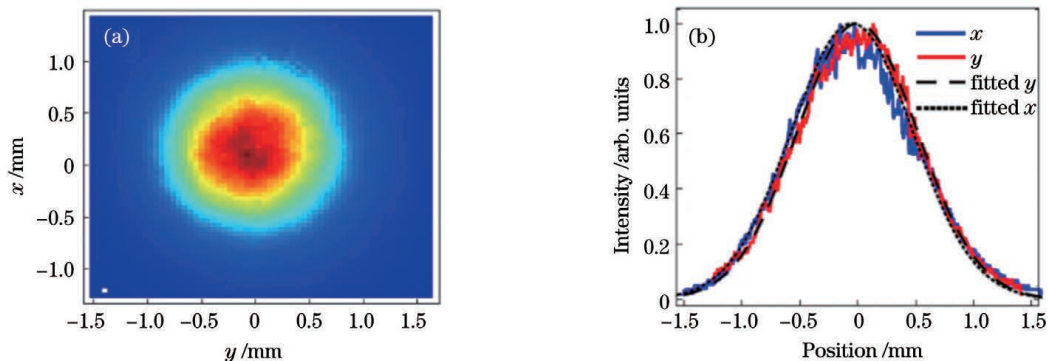


图 6 放大后 $2 \mu\text{m}$ 种子激光的光束特征。(a)放大后种子激光脉冲的光束截面;(b)水平方向 x 和垂直方向 y 的能量分布曲线(实线:实际测量曲线;虚线:高斯拟合曲线)

Fig. 6 Beam characteristics of the amplified $2 \mu\text{m}$ seed laser. (a) Beam profile of seed laser after amplification; (b) intensity distribution in horizontal direction x and vertical direction y (solid line: measured data; dotted line: Gaussian fitted line)

图 7(a)所示为利用光谱仪测量得到的放大后种子激光脉冲的光谱,光谱覆盖范围为 $1830 \sim 2320 \text{ nm}$,对应的光谱宽度为 490 nm ,半峰全宽为 243 nm ,空气中的水吸收在光谱上形成的凹陷在 1940 nm 附近。光谱上 2200 nm 附近的凹陷是由微弱的后转换效应引起的。本实验获得的 $2 \mu\text{m}$ 激光脉冲($1830 \sim 2320 \text{ nm}$)的带宽相对较窄,这是因为

产生种子脉冲的两束超连续脉冲的能量过低,在非线性晶体中产生的差频信号受损耗的影响较大。此问题可通过在两个超连续光谱的光路中各增加一级 OPA 过程来放大超连续脉冲的能量,防止在差频过程中损失过多的能量,导致带宽减小。图 7(b)所示为利用自相关仪测量的放大后种子激光脉冲自相关曲线,脉冲宽度约为 29 fs 。利用傅里叶变换放大后

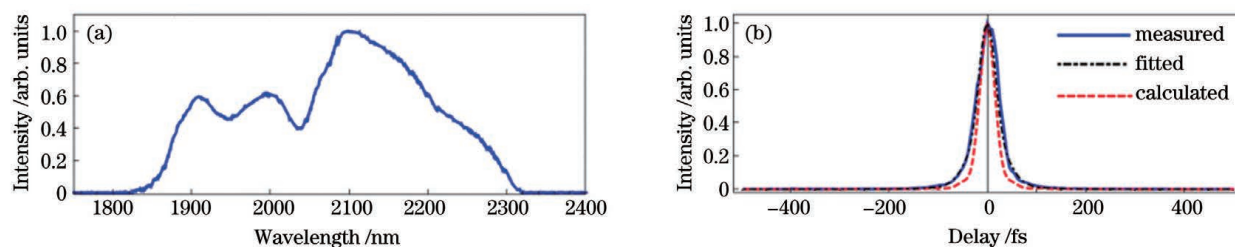


图 7 放大后的种子脉冲激光在频域和时域中的特征。(a) 脉冲光谱; (b) 自相关曲线

Fig. 7 Characteristics of amplified seed pulse laser in frequency and temporal domains. (a) Pulse spectrum; (b) autocorrelation curves

种子激光脉冲光谱得到的自相关曲线如图 7(b) 的虚线所示, 脉冲宽度为 26 fs, 说明放大后的种子激光脉冲非常接近傅里叶变换极限。当二阶色散(即群延迟色散; GDD)为 250 fs^2 , 三阶色散(TOD)为 156 fs^2 时, 利用傅里叶变换计算得到的自相关曲线与测量值吻合得较好, 说明脉冲有残留的 GDD 和 TOD。

3 结 论

报道了一种工作在 $2 \mu\text{m}$ 波段的简并 OPCPA 系统前端, 使用一种新型 $2 \mu\text{m}$ 种子激光脉冲产生方式, 通过 YAG 晶体中的 2 个激光成丝过程拓宽泵浦光的光谱, $2 \mu\text{m}$ 宽带种子激光脉冲通过可见光波段及近红外波段超连续光谱之间差频产生, 经过光参量放大和色散补偿后, $2 \mu\text{m}$ 种子激光脉冲的波长范围为 $1830 \sim 2320 \text{ nm}$, 脉冲宽度为 29 fs, 单脉冲能量为 $16.7 \mu\text{J}$, 平均功率为 167 mW, 功率波动小于 3%。种子光的光束强度在水平和竖直方向接近高斯分布, 光束质量因子 M^2 小于 1.3, 接近光束衍射极限。后续经过进一步的光参量功率放大, 预期可获得单脉冲能量为 mJ 量级, 峰值功率为 GW 量级的大能量、高峰值功率、少周期的 $2 \mu\text{m}$ 超短脉冲, 可用于驱动稀有气体产生位于“水窗波段”的 X 射线。

致谢 感谢德国马克思玻恩研究所的 M. Schnürer 和 G. Steinmeyer 教授对论文的指导帮助。

参 考 文 献

- [1] Nagy T, Hädrich S, Simon P, et al. Generation of three-cycle multi-millijoule laser pulses at 318 W average power[J]. *Optica*, 2019, 6(11): 1423-1424.
- [2] Vicentini E, Wang Y C, Gatti D, et al. Nonlinear pulse compression to 22 fs at $15.6 \mu\text{J}$ by an all-solid-state multipass approach[J]. *Optics Express*, 2020, 28(4): 4541-4549.
- [3] Liu Y Z, Qiao W C, Gao K, et al. Development of high-power ultrafast fiber laser technology [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2021, 48(12): 1201003. 刘一州, 乔文超, 高空, 等. 高功率超快光纤激光技术发展研究[J]. *中国激光*, 2021, 48(12): 1201003.
- [4] Fattahi H, Barros H G, Gorjan M, et al. Third-generation femtosecond technology [J]. *Optica*, 2014, 1(1): 45-63.
- [5] Kretschmar M, Tuemmler J, Schütte B, et al. Thin-disk laser-pumped OPCPA system delivering 4.4 TW few-cycle pulses[J]. *Optics Express*, 2020, 28(23): 34574-34585.
- [6] Shang J C, Liu Y Z, Zhao S Z, et al. High repetition-rate optical parametric chirped-pulse amplifiers[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2021, 48(12): 1201004. 商景诚, 刘一州, 赵圣之, 等. 高重复频率光参量啁啾脉冲放大器研究进展[J]. *中国激光*, 2021, 48(12): 1201004.
- [7] Attar A R, Bhattacharjee A, Pemmaraju C D, et al. Femtosecond X-ray spectroscopy of an electrocyclic ring-opening reaction[J]. *Science*, 2017, 356(6333): 54-59.
- [8] Dai C, Wang Y, Miao Z M, et al. Generation and application of high-order harmonics based on interaction between femtosecond laser and matter[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2021, 58(3): 0300001. 戴晨, 汪洋, 缪志明, 等. 基于飞秒激光与物质相互作用的高次谐波产生及应用[J]. *激光与光电子学进展*, 2021, 58(3): 0300001.
- [9] Chang Z H, Rundquist A, Wang H W, et al. Generation of coherent soft X rays at 2.7 nm using high harmonics[J]. *Physical Review Letters*, 1997, 79(16): 2967.
- [10] Popmintchev T, Chen M C, Popmintchev D, et al. Bright coherent ultrahigh harmonics in the keV X-ray regime from mid-infrared femtosecond lasers [J]. *Science*, 2012, 336(6086): 1287-1291.

- [11] Hong K H, Huang S W, Moses J, et al. High-energy, phase-stable, ultrabroadband kHz OPCPA at $2.1\ \mu\text{m}$ pumped by a picosecond cryogenic Yb:YAG laser[J]. *Optics Express*, 2011, 19(16): 15538-15548.
- [12] Deng Y P, Schwarz A, Fattahi H, et al. Carrier-envelope-phase-stable, 1.2 mJ, 1.5 cycle laser pulses at $2.1\ \mu\text{m}$ [J]. *Optics Letters*, 2012, 37(23): 4973-4975.
- [13] Elu U, Baudisch M, Pires H, et al. High average power and single-cycle pulses from a mid-IR optical parametric chirped pulse amplifier[J]. *Optica*, 2017, 4(9): 1024-1029.
- [14] Pupeikis J, Chevreuil P A, Bigler N, et al. Water window soft X-ray source enabled by a 25 W few-cycle $2.2\ \mu\text{m}$ OPCPA at 100 kHz[J]. *Optica*, 2020, 7(2): 168-171.
- [15] Feng T L, Heilmann A, Bock M, et al. 27 W $2.1\ \mu\text{m}$ OPCPA system for coherent soft X-ray generation operating at 10 kHz[J]. *Optics Express*, 2020, 28(6): 8724-8733.
- [16] Raabe N, Feng T L, Witting T, et al. Role of intrapulse coherence in carrier-envelope phase stabilization[J]. *Physical Review Letters*, 2017, 119(12): 123901.
- [17] Neuhaus M, Fuest H, Seeger M, et al. 10 W CEP-stable few-cycle source at $2\ \mu\text{m}$ with 100 kHz repetition rate[J]. *Optics Express*, 2018, 26(13): 16074-16085.
- [18] Fattahi H, Wang H, Alismail A, et al. Near-PHz-bandwidth, phase-stable continua generated from a Yb:YAG thin-disk amplifier[J]. *Optics Express*, 2016, 24(21): 24337-24346.
- [19] Špaček A, Indra L, Batysta F, et al. Stability mechanism of picosecond supercontinuum in YAG[J]. *Optics Express*, 2020, 28(14): 20205-20214.

Front-End of Optical Parametric Chirped-Pulse Amplifier Based on Dual Laser Filamentation

Feng Tianli^{1,2,3*}, Shang Jingcheng^{1,2,3}, Li Tao^{1,2,3}

¹ School of Information Science and Engineering, Shandong University, Qingdao, Shandong 266237, China;

² Shandong Key Laboratory for Laser Technologies and Applications, Shandong University, Qingdao, Shandong 266237, China;

³ Key Laboratory of Laser & Infrared System, Ministry of Education, Shandong University, Qingdao, Shandong 266237, China

Abstract

Objective Gain narrowing and thermal effects that usually exist in a chirped-pulse amplifier can be avoided by an optical parametric chirped-pulse amplifier (OPCPA), which relies on the optical parametric process existing in a nonlinear crystal to realize pulse amplification. The $2\ \mu\text{m}$ OPCPA system is an ideal pumping source for water-window desktop X-ray light source, which has potential applications in medicine, biology, and material science. The front-end, which is the core of an OPCPA system, is unutilized to generate broadband and a few optical cycles seed laser pulses. In this study, we propose a new scheme for $2\ \mu\text{m}$ OPCPA front-end based on dual laser filamentation processes. The proposed scheme can be used to realize $2\ \mu\text{m}$ laser seed pulses with broad spectrum, short pulse duration, and high-energy stability.

Methods In the $2\ \mu\text{m}$ OPCPA front-end, Yb-doped laser amplifier with 500 fs pulse duration, 100 μJ pulse energy, and 10 kHz pulse repetition rate is used as a pumping source. The output laser pulses are separated into two parts, which are respectively used to realize the visible and near-infrared (IR) supercontinuum generation (SCG) in YAG crystals through the dual laser filamentation processes and pump the OPA stages for amplifying $2\ \mu\text{m}$ seed laser pulse. Before the YAG crystal, a half-wave plate and a polarization beam splitter (PBS) are used to adjust the pulse energy incident into the YAG crystal. Then, another half-wave plate after the PBS is employed to adjust the polarization state of the incident pump laser. A CaF_2 lens is used to adjust the beam spot size of the incident pump light on the YAG crystal. After SCG, the visible light and near-IR light are focused onto a BiBO nonlinear crystal to generate the $2\ \mu\text{m}$ laser seed pulse using the difference frequency generation (DFG) process. The BiBO nonlinear crystal is cut with a phase-matching angle of 10.7° for type I phase matching in the DFG process.

Results and Discussions The generated visible supercontinuum spectrum ranges from 500 to 850 nm, and the near-infrared (IR) supercontinuum spectrum ranges from 1050 to 1600 nm (Fig. 2). The 2 μm laser seed pulse power is further scaled to about 167 mW by two optical parametric amplification stages (Fig. 4) based on the MgO-doped LiNbO₃ crystal. It possesses a wide gain bandwidth from 1800 to 2500 nm in the nonlinear process of optical parametric amplification (Fig. 3). During amplification, the peak power density of the pump laser is kept near 70 GW/cm² to prevent optical damage to the nonlinear crystal. The dispersion of the amplified 2 μm laser pulse is managed with an acousto-optic programmable dispersive filter. The pulse energy reaches 16.7 μJ after amplification. The amplified average power is monitored within 30 min, indicating that the power fluctuation is less than 6 mW, corresponding to <3% instability (Fig. 5). The beam cross-section of the amplified 2 μm laser pulse is measured using a CCD camera, indicating the near Gaussian distribution of the pulse energy in horizontal and vertical directions [Fig. 6(a)]. The near diffraction-limited beam quality M^2 factor of 1.3 is achieved [Fig. 6(b)]. The amplified laser spectrum ranges from 1830 to 2320 nm with a spectral bandwidth of 243 nm [Fig. 7(a)]. Meanwhile, the pulse duration is shortened to 29 fs by proper dispersion management, approaching the Fourier transform limited value [Fig. 7(b)]. The calculated autocorrelation trace by taking the group dispersion delay (GDD) of 250 fs² and third-order dispersion (TOD) of 156 fs³ is consistent with the measured results. This shows the existence of residual GDD and TOD in the amplified laser pulse.

Conclusions In this paper, we propose a new scheme front-end of the 2 μm OPCPA system. The visible and near-IR supercontinuum spectra are realized through dual laser filamentation processes based on different YAG crystals. The 2 μm laser seed pulse is produced by the DFG process between the two supercontinuum spectra's difference and amplified by two optical parametric amplification stages. The amplified spectrum of seed laser ranges from 1830 to 2320 nm with a bandwidth of 243 nm. The amplified pulse laser has average power, single pulse energy, pulse duration, and pulse repetition rate of 167 mW, 16.7 μJ , 29 fs, and 10 kHz, respectively. The beam quality M^2 factor is less than 1.3. It is expected that the pulse energy of 2 μm laser seed pulse can be further amplified to the mJ-level and peak power to GW-level for further driving the noble gas to generate water-window X-ray.

Key words nonlinear optics; optical parametric chirped-pulse amplifier; laser filamentation; 2 μm laser; different frequency generation