

封面文章

基于掺镱棒状光纤的高功率大能量
四路相干合成飞秒激光系统*史卓¹⁾²⁾³⁾ 常洪祥⁴⁾ 王栋梁¹⁾²⁾ 郭鸿宇³⁾ 董自凯³⁾ 杜志航³⁾
梁成斌³⁾ 李灿⁴⁾ 周朴⁴⁾ 魏志义¹⁾²⁾³⁾ 常国庆^{1)2)3)†}

1) (中国科学院物理研究所, 光物理重点实验室, 北京 100190)

2) (中国科学院大学, 北京 100049)

3) (松山湖材料实验室, 东莞 523808)

4) (国防科技大学前沿交叉学科学院, 长沙 410073)

(2024年10月21日收到; 2024年11月20日收到修改稿)

高平均功率 (>500 W)、大脉冲能量 (>1 mJ) 飞秒光纤激光对包括阿秒光学在内的众多科研领域极为重要. 受限于增益光纤较小的模场面积, 多种非线性效应将从单根增益光纤放大产生的飞秒脉冲的能量限制在百微焦量级. 平均功率和脉冲能量的进一步提升需要使用相干合成技术, 将多路光纤的输出合成为一束. 本文搭建了一套基于填充孔径相干合成的高功率大能量超快光纤激光系统, 采用商用掺镱棒状光纤并利用随机并行梯度下降法实现四路放大器之间的相位锁定. 在重复频率为 1 MHz 时, 该相干合成系统输出平均功率为 753 W, 经过光栅对压缩后的平均功率为 672 W, 脉冲宽度为 242 fs, 对应的脉冲能量为 0.67 mJ, 系统具备良好的稳定性. 降低重复频率至 500 kHz, 该系统输出压缩后的脉冲平均功率为 534 W, 脉冲宽度为 247 fs, 对应脉冲能量可达 1.07 mJ. 脉冲的平均功率和能量均可通过增加合成路数进一步提升, 通过添加已着手研发的延迟和指向锁定系统, 有望通过八路相干合成实现平均功率超过 1 kW、脉冲能量超过 2 mJ 的飞秒脉冲输出.

关键词: 超快光纤激光, 高功率大能量, 相干合成**PACS:** 42.55.Wd, 42.60.-v, 42.81.-i**DOI:** 10.7498/aps.74.20241476**CSTR:** 32037.14.aps.74.20241476

1 引言

近年来, 高功率大能量的近红外飞秒激光光源在微纳加工、激光尾场加速等多个领域起到了越发重要和广泛的作用^[1]. 此外, 通过高次谐波产生过程^[2], 近红外光可转换为极紫外波段的阿秒脉冲, 进而探测化学反应等瞬态过程, 在阿秒的时间尺度上研究基本粒子的行为和相互作用, 为基础科研打

开新的大门, 阿秒激光也因此获得了 2023 年诺贝尔物理学奖. 目前, 世界各国都在积极规划建设阿秒激光大科学装置, 位于匈牙利的欧洲极端光设施-阿秒光源 (ELI-ALPS) 于 2019 年投入使用, 位于北京怀柔综合性国家科学中心的综合极端条件实验装置 (SECUF) 于 2022 年开始运行, 美国和日本也竞相建设极端超快科学设施 (NeXUS) 和阿秒激光设施 (ALFA). 中国科学院物理研究所和西安光学精密机械研究所正在建设先进阿秒激光设

* 中国科学院重点部署科研专项 (批准号: PTYQ2022YZ0001)、国家自然科学基金 (批准号: 62175255, 62227822) 和国家重点研发计划 (批准号: 2021YFB3602602) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: guoqing.chang@iphy.ac.cn

施, 建成后将包括多种飞秒驱动光源以及阿秒激光束线, 供基础科研用户使用. 高性能飞秒激光是阿秒激光实施的源头和多条束线的重点建设内容.

为了通过高次谐波产生极紫外光, 近红外光源应具有足够高的峰值功率, 影响气体靶中原子内部的场强分布, 使得电子发生隧穿电离, 从而在落回轨道的同时产生极紫外波段的电磁辐射. 同时, 为了保证测量的信噪比, 驱动光源应具有足够高的重复频率 (>100 kHz) 和单脉冲能量 (>1 mJ), 在高次谐波产生效率低的前提下获得足够强的极紫外脉冲.

产生高功率大能量飞秒脉冲的关键是如何在啁啾脉冲放大 (chirped-pulse amplification, CPA) 过程中实现有效散热, 能够产生高功率大能量脉冲的放大器主要有三种: 薄片放大器、板条放大器和光纤放大器, 其中光纤放大器具有最大的表面积体积比, 也就拥有着最高的散热效率, 非常适合作为高平均功率光源. 飞秒激光的单脉冲能量正比于所放大脉冲的宽度与放大器增益介质的有效模场面积之间的乘积. 采用 CPA 技术将放大之前的脉冲大幅度展宽, 在避免积累过多有害非线性相移的情况下, 可以显著提高放大后的脉冲能量. 光纤 CPA 系统产生的脉冲宽度通常在 200 fs 以上, 可通过非线性压缩的方式将脉宽减小至 30 fs 以下, 满足高次谐波产生的需求. 光纤 CPA 系统中主流的脉冲压缩器为光栅对, 而展宽器可采用可编程的啁啾光纤布拉格光栅 (chirped fiber Bragg grating, CFBG). 全光纤化的 CFBG, 不仅色散量大, 而且可通过温控模块微调高阶色散. 另一方面, 单模增益光纤的模场直径仅为几微米, 但是可以通过优化光纤结构, 在保持准单模状态的同时增加模场直径. 例如, 通过添加空气隙构造光子晶体结构的掺镱棒状光纤的模场直径可达几十微米, 模场面积为普通单模光纤的 100 倍^[3].

利用棒状光纤放大脉冲时, 当光纤中传输的脉冲平均功率超过特定阈值后, 基模和高阶模式之间产生的干涉构成拍频, 拍频结构产生热致折射率光栅, 光栅反过来导致基模和高阶模式之间的耦合, 使得能量在不同模式之间以 1—10 kHz 之间的频率快速转移, 这种现象被称为横模不稳定性 (transverse mode instability, TMI)^[4]. 近 10 年来, TMI 成为制约光纤激光器平均功率提升的主要因素. 进一步提升放大后脉冲的功率和能量需要采用相干

合成技术, 把多根光纤的输出合并在一起, 突破单光纤激光器的极限. 2016 年, Kienel 等^[5] 使用八根棒状光纤的空间相干合成 (coherent beam combining, CBC), 叠加两级时间分脉冲放大, 把脉冲分为 32 份, 分别放大后合成, 获得了 12 mJ, 262 fs, 700 W 的结果, 突破了单根光纤的功率和能量极限. 与单光纤放大相比, 相干合成光纤放大具有脉冲能量大、平均功率高的优势, 单光纤放大器平均功率和脉冲能量纪录分别为 1 kW^[6] 和 2.2 mJ^[3], 而 2023 年 Stark 等^[7] 采用 8 路时间合成和 16 路空间合成, 将脉冲能量提升一个数量级, 达到了 32 mJ. 基于相干合成 (12 路空间合成) 的光纤放大系统所获得的最高平均功率为 10.4 kW^[8].

为了获得 >1 mJ 的单脉冲能量, Jauregui 等^[9] 的相干合成装置中始终采用具有大模场面积的掺镱棒状光纤作为增益介质, 其棒状光纤中的 TMI 阈值在 220 W 左右. 2022 年, Pedersen 等^[10] 发展了具有抑制 TMI 特殊设计的新型商用棒状光纤, 可以在 248 W 的输出功率下稳定运行. 我们利用该型号的商用棒状光纤, 通过增大输入功率的方式提升放大效率, 输出功率最高可达 305 W, 压缩后得到了 273 W, 273 μ J, 264 fs 的高质量脉冲^[11]. 近期, 利用该款商用掺镱棒状光纤, Peng 等^[12] 首先进行两路相干合成, 得到了平均功率为 403 W、脉冲能量为 504 μ J、脉宽为 260 fs 的飞秒脉冲; 在此基础之上, 该团队将合成路数提升为 4 路, 得到了平均功率为 724 W、脉冲能量为 0.9 mJ、脉宽为 227 fs 的飞秒脉冲^[13]. 在主动相干合成中, 主动反馈控制系统是最重要的组成部分. 常洪祥等^[14-16] 采用 HC 偏振探测法实现相位锁定, 实验中测量了 60 s 内的功率稳定性. HC 相位锁定的算法逻辑简单, 具有响应快、带宽大、相位残差小等优点, 但 N 路合成需要 $N-1$ 套合成系统互相嵌套, 实验装置较为复杂, 反馈电路规模庞大, 合成路数的提升潜力有限, 通常在 8 路以内. 随着合成路数需求的提升, 目前主流的相位锁定算法演变为频率抖动法和爬山法, 其中属于爬山法的随机并行梯度下降算法 (stochastic parallel gradient descent, SPGD) 具有装置简单、稳定可靠的优点, 在合成路数小于 100 路时表现优异.

本文搭建了基于 4 路掺镱棒状光纤 CPA 放大的主动相干合成系统, 通过 SPGD 法实现相位锁定, 通过高阶色散补偿获得了重复频率为 1 MHz、

平均功率为 672 W、脉宽为 242 fs 的高质量脉冲, 测量了 30 min 内的功率稳定性, 功率的均方根值 (RMS), 即标准差与平均值的比小于 0.9%. 将重复频率降低至 500 kHz 时, 脉冲能量可提升至 1.07 mJ.

2 实验装置

实验装置如图 1 所示, 其中前端包括振荡器、展宽器、选单器和三级预放大器. 从振荡器产生的中心波长为 1033 nm、光谱宽度为 16 nm、重复频率为 45 MHz 的种子光, 经色散量为 38.7 ps^2 的 CFBG 展宽至约 1 ns. CFBG 集成有温控模块, 可微调五阶以内高阶色散. 第 1 级预放大器将脉冲的平均功率提升为 300 mW, 用于脉冲选单的声光调制器随后将重复频率降低至 1 MHz, 平均功率也降低至 4 mW. 第 2 级和第 3 级预放大器将平均功率依次提升为 50 mW 和 20 W, 对应脉冲能量为 50 nJ 和 20 μJ . 在 CFBG 引入的色散量不变的情况下, 啁啾脉冲的脉宽和光谱宽度成正比, 受增益窄化和选单器带宽的影响, 经前端输出的脉冲光谱宽度减小为 10 nm 左右, 脉冲宽度约 700 ps.

放大后的脉冲经隔离器后从前端输出, 经偏振分束棱镜构成的分束模块在空间上分为 4 路, 每路平均功率为 5 W, 经过由 1/4 波片、反射镜和压电陶瓷 (piezo-electric ceramic transducer, PZT) 构成的延迟线后注入 4 路主放大器中放大, 位于主放

大器两侧的 1/4 波片用于将放大器中脉冲的偏振态转换为圆偏振, 从而减小非线性的积累^[17], 其中 PZT 的行程为 9 μm , 主放大级基于 NKT 掺镱棒状光纤 (NKT aeroGAIN-ROD 3.1), 该光纤的纤芯直径为 85 μm , 模场直径为 65 μm , 泵浦包层直径 260 μm , 长度为 80 cm, 使用水冷散热. 半导体激光器泵浦源输出中心波长锁定在 976 nm 的连续光, 最大输出功率为 500 W.

由半波片、薄膜偏振片和反射镜构成的合束部分将放大后的脉冲合为一个, 其中反射镜起到补偿光程, 避免光束发散不同造成合成效率下降的作用. 合成后的脉冲经分束镜分出约千分之一, 通过带宽约 3 nm 的光谱滤波片滤出中心波长附近的光, 然后被光电探测器收集, 探测器的反馈信号被电控锁相回路处理后反馈给 PZT, 基于 SPGD 算法完成相位锁定. 与直接探测相位, N 路合成需要 $N - 1$ 个探测器的 HC 相位探测法不同, SPGD 法仅需要一个探测器, 不直接探测相位, 而是将各路 PZT 的电压视为自变量, 将探测器的反馈信号作为目标函数, 通过对各路 PZT 的电压添加独立随机微扰的方式解出目标函数的梯度并步进, 通过不断迭代将目标函数维持在最大值, 借由对功率的控制间接实现相位锁定. 锁相电路由低通滤波器、示波器、数据采集卡、高压放大器和电脑构成, 其中低通滤波器的截止频率为 150 kHz, 用于滤除脉冲重复频率的对应信号, 得到平均功率的变化. 合成

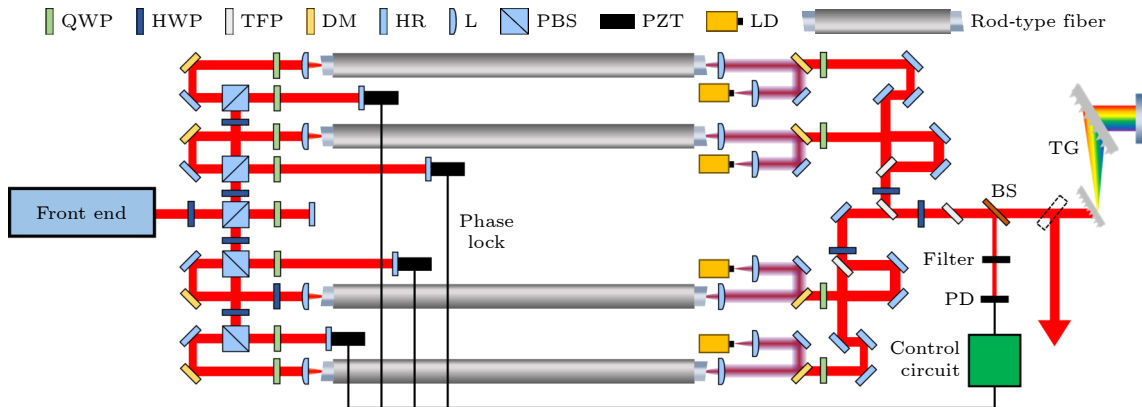


图 1 四路相干合成系统示意图, 其中 Front end 为光纤前端, QWP 为 1/4 波片, HWP 为半波片, TFP 为薄膜偏振片, DM 为双色镜, HR 为高反镜, L 为透镜, PBS 为偏振分束棱镜, PZT 为压电陶瓷, LD 为半导体泵浦源, Rod-type fiber 为棒状光纤, BS 为分束镜, Filter 为滤波片, PD 为光电探测器, Control circuit 为电控锁相回路, TG 为透射光栅

Fig. 1. Schematic setup of the four-channel coherent beam combining system, where Front end is fiber front end, QWP is quarter-wave plate, HWP is half-wave plate, TFP is thin-film polarizer, DM is dichroic mirror, HR is high-reflection mirror, L is lens, PBS is polarizing beam splitter, PZT is piezo-electric ceramic transducer, LD is laser diode pump, Rod-type fiber is rod photonic crystal fiber, BS is beam splitter, Filter is spectrum filter, PD is photodetector, Control circuit is electronic phase control circuit, TG is transmission gratings.

后的脉冲经刻线密度为 1739 线/mm 的高效率的衍射光栅对压缩, 光栅的单次衍射效率可达 98%, 理论压缩效率在 92% 左右, 配合 CFBG 对高阶色散补偿, 获得脉宽最窄、基底和旁瓣最小的脉冲。

3 实验结果及讨论

前端输出总功率为 20 W、重复频率为 1 MHz 时, 系统的总功率、合成功率、压缩功率、合成效率和压缩效率随泵浦总功率之间的关系, 如图 2 所示, 此时去除主放大器前后的 1/4 波片, 改为线偏振光放大, 以避免功率过高损坏波片. 图 2(a) 中的黑色曲线展示了 4 路主放大器输出功率之和, 也就是总功率随泵浦功率的变化. 在相同泵浦功率下, 各路主放大器的输出功率基本相同, 差距在 5% 以内, 且均随着泵浦功率的增大而线性增大, 斜率约 50%, 当泵浦功率达到 1634 W 时, 总输出功率为 867 W. 图 2(a) 中的蓝色曲线展示了经过最后一块薄膜偏振片滤过后的功率, 也就是合成功率随泵浦功率的变化, 与图 2(b) 中蓝色曲线代表的合成效率相对应, 合成效率等于合成功率与总功率之比. 当泵浦功率低于 800 W 时, 合成功率同样呈线性提升, 合成效率则始终高于 90%. 在泵浦功率从 800 W 增大至 1634 W 的过程中, 非线性和热效应变得显著, 各路放大器的差距增大, 合成效率从 93% 逐渐下滑至 87%, 合成功率的提升减缓, 最终达到 753 W. 图 2(a), (b) 中的红色曲线分别代表压缩后的平均功率及与之对应的压缩效率, 压缩效率等于压缩功率与合成功率之比. 当总泵浦功率低于 1200 W (相应的合成功率在 579 W 以下) 时, 压缩效率在 90%—92% 之间波动, 与理想情况较为接

近, 压缩效率的波动范围较小, 处在由测量误差等因素导致的正常波动范围内, 无实际意义. 随着泵浦功率和合成功率进一步提升, 输出脉冲的偏振消光比下降, 对偏振较为敏感的衍射光栅对的性能下降, 使得压缩效率逐渐下降至 89%, 此时压缩功率为 672 W, 对应的脉冲能量为 672 μ J.

图 3 展示了压缩后脉冲的自相关曲线、光谱和光束质量因子 (M^2). 其中, 图 3(a) 中的红色实线代表测得的自相关曲线, 半高全宽为 379 fs (下文中脉宽和谱宽均指半高全宽), 采用双曲正弦拟合得到的脉冲宽度为 242 fs, 脉冲基底和旁瓣不明显, 证明非线性相位被 CFBG 有效补偿, 压缩后的脉冲具有良好的质量. 图 3(a) 插图展示了脉冲的光谱, 其中心波长为 1031.9 nm, 光谱宽度为 8.8 nm, 通过对光谱的傅里叶变换和自卷积, 可以得到图 3(a) 中黑色虚线所展示的变换极限脉冲的自相关曲线, 变换极限脉宽为 232 fs, 与实测脉宽接近, 表明压缩脉冲具有良好的质量. 图 3(b) 中红色和蓝色实线分别代表水平和垂直方向上脉冲在聚焦时光束直径的变化, 经拟合得到两方向上的 M^2 分别为 1.17 和 1.11, 接近高斯光束, 图 3(a) 插图展示了远场光斑, 椭圆度为 0.94.

图 4 展示了不同时间尺度下功率随时间的变化情况. 其中, 图 4(a) 为短期内, 相位锁定回路开启前后高速光电探测器反馈的信号经低通滤波器后的结果, 可以反映功率的变化情况. 在开环阶段信号的变化范围较宽, 最小值接近 0, 表明各路待合成脉冲之间具有良好的相干性, 利用锁相开启前后的信号计算得到相位残差约 $\lambda/23.8$, 符合 SPGD 算法的表现^[18]. 图 4(b) 为使用水冷热敏功率计测

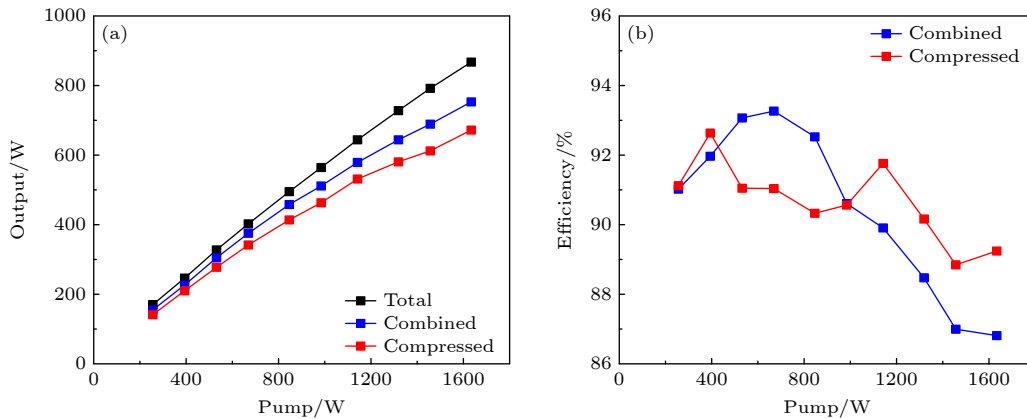


图 2 输出功率和效率与泵浦功率的关系

Fig. 2. Relationship between output power, efficiency and pump power.

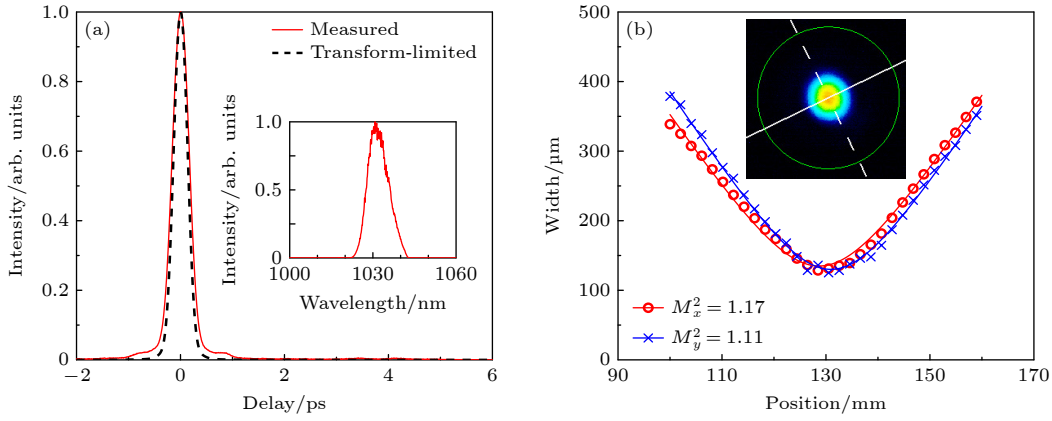


图 3 压缩后脉冲的自相关、光谱与光束质量

Fig. 3. Autocorrelation trace, spectrum and beam quality factor of compressed pulse.

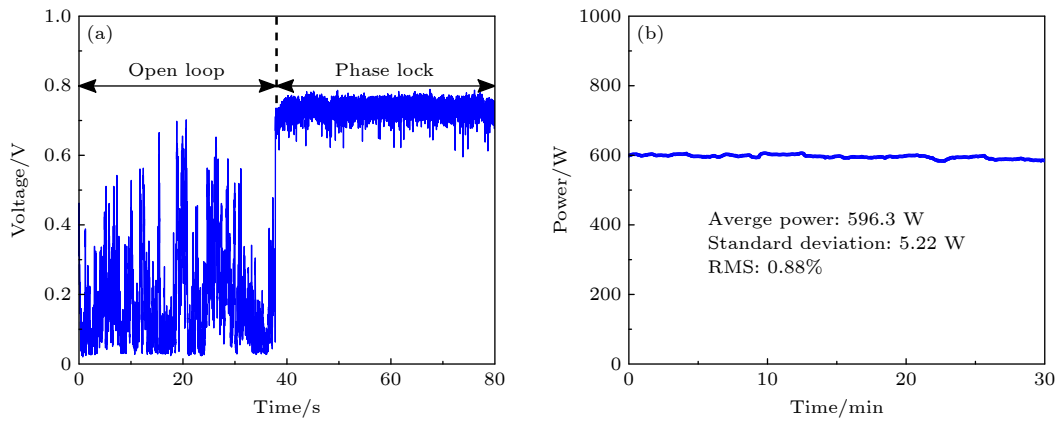


图 4 不同时间尺度下的功率稳定性

Fig. 4. Power stability under different time scales.

得的长期压缩功率变化情况, 为避免可能的放大器损坏, 系统未满载功率运行. 30 min 内, 压缩功率的平均值为 596.3 W, 标准差为 5.22 W, RMS 为 0.88%, 长期稳定性较好.

在重复频率为 1 MHz, 输入功率为 5 W 时, 主放大器的输出功率极限在 250 W 左右^[11]. 受限于各路主放大器在输出功率达到 220 W 以上时偏振消光比的急剧减小和 TMI 影响下光束稳定性的下降, 4 路相干合成系统的总输出被限制在 900 W 以内. 为了产生单脉冲能量超过 1 mJ 的飞秒脉冲, 我们维持前端各级预放大器的泵浦功率不变, 调节选单器, 将脉冲的重复频率降低至 500 kHz, 并在主放大器前后加入 1/4 波片, 实现圆偏振光放大. 此时各路主放大级的输入功率降低至 4.8 W, 系统的输出功率与效率随主放大级总泵浦功率的变化如图 5 所示, 各曲线含义与图 2 相同. 总功率、合成功率与压缩功率基本呈线性增长, 在低功率下, 合成效率维持在 93% 左右, 当泵浦功率超过 800 W

时呈下降趋势, 最终变为 91%. 各主放大器在芯径、掺杂浓度和散热效率等方面存在略微的本征差异, 圆偏振光放大和较低的平均功率减小了非线性的积累、主放大器的增益水平和产热速率, 也就降低了放大器的工作强度, 各主放大器在工作状态下表现出的差距为本征差异和工作强度的叠加, 工作强度的降低使得各放大器间的差距减小, 同等脉冲能量下 500 kHz 时的合成效率较 1 MHz 时有所提升. 随着功率的提升, 系统的压缩效率从 90% 左右上升至 92%, 这一反常提升处在正常的波动范围内, 与图 2(b) 中泵浦功率在 400—1200 W 之间的波动类似, 处在由测量误差等因素导致的正常波动范围内. 当泵浦功率达到 1141 W 时, 总功率、合成功率和压缩功率分别为 636 W, 579 W 和 534 W, 压缩后脉冲能量可达 1.07 mJ.

图 6 展示了在 500 kHz 重复频率下、压缩后平均功率为 534 W 时的脉冲自相关、光谱和短期内的功率波动情况. 图 6(a) 中各曲线的含义与图 3(a)

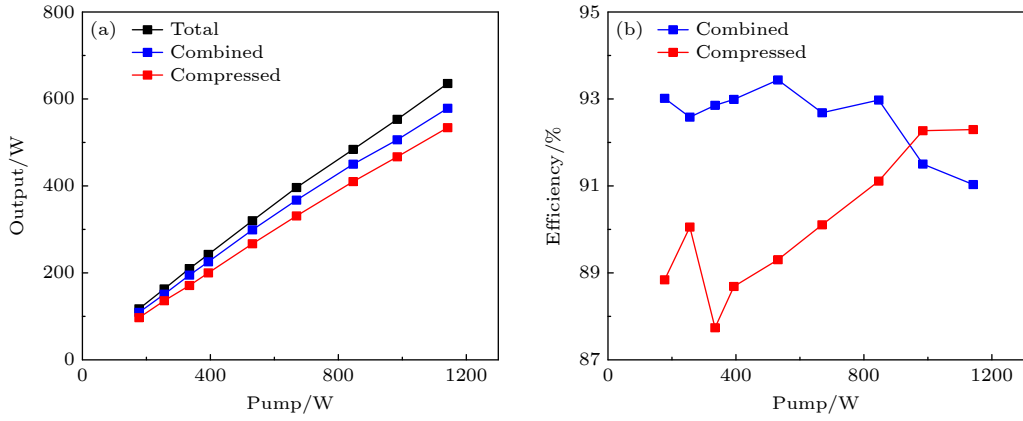


图 5 500 kHz 时输出功率和效率与泵浦功率的关系

Fig. 5. Relationship between output power, efficiency and pump power at 500 kHz.

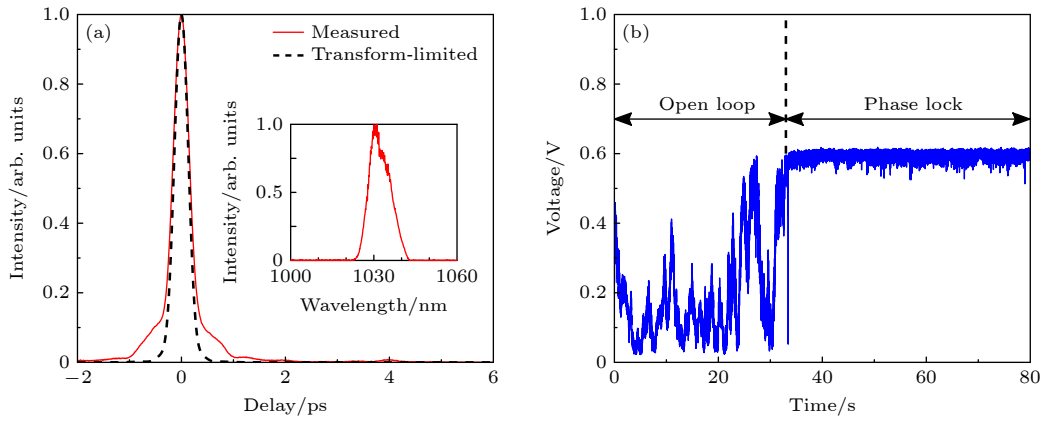


图 6 500 kHz 时的自相关、光谱与功率稳定性

Fig. 6. Autocorrelation trace, spectrum and power stability at 500 kHz.

相同. 脉冲自相关曲线的宽度为 365 fs, 双曲正割拟合对应脉宽 247 fs, 估算峰值功率超过 2 GW. 光谱的中心波长为 1032.1 nm, 谱宽 8.7 nm, 对应变换极限脉宽为 232 fs. 实测脉冲的宽度接近变换极限, 基底和旁瓣较 1 MHz, 672 W 时稍大, 表明积累的非线性较高, 圆偏振光放大未能完全消除脉冲能量增长的影响. 图 6(b) 展示了短期内相位锁定前后功率的变化情况, 在开环阶段功率可在较大范围内波动, 证明相干性良好. 与图 4(b) 相比, 锁相阶段功率的抖动较小, 对应相位残差为 $\lambda/29.3$, 稳定性更高. 此时光束的 M^2 为 1.15×1.08 , 远场光斑椭圆度 0.95, 长期功率稳定性与 1 MHz 时基本相同.

4 总结与展望

本文搭建了一套基于 SPGD 算法的四路棒状光纤相干合成系统, 分别在 1 MHz 和 500 kHz 的重

复频率下获得了 672 W, 672 μ J, 242 fs 和 534 W, 1.07 mJ, 247 fs 的输出脉冲, 脉冲在时间和空间上接近变换极限和高斯光束, 且具有良好的功率稳定性. 提升各路主放大器的输入脉冲功率至 30 W, 可以在牺牲合成效率和压缩质量的情况下将单路输出提升至 300 W 左右^[11], 而合成效率和压缩质量可以通过增大展宽量, 减小非线性积累的方式弥补, 4 路合成的输出功率有望达到 1000 W. 随着合成路数以及各路主放大器的输出功率、脉冲能量的提升, 各路脉冲的相位和指向波动增大, 仅靠现有的相位锁定装置将不足以维持系统的长期稳定工作. 这一问题可以通过添加延迟和指向锁定^[19,20] 装置解决, 从而允许增加合成路数进一步提升系统的功率和能量. 目前, 我们正在将 4 路相干合成系统升级为 8 路相干合成系统, 预期脉冲的平均功率超过 1000 W、脉冲能量超过 2 mJ, 进一步利用多通腔压缩后将为先进阿秒激光设施提供驱动光源.

受脉冲宽度限制,在放大过程中,脉冲无法将棒状光纤中存储的能量完全提取.最近美国密西根大学课题组通过相干脉冲堆叠技术,对载波包络相位锁定的高重频种子光进行调制后展宽至填满脉冲间隔,形成准连续光,在放大后通过嵌套的 Gires-Tournois 干涉仪将多个脉冲相干堆叠并压缩,即可获得能量利用率极高的飞秒脉冲;相干脉冲堆叠技术可以将单根光纤的输出能量提升至 10 mJ 左右^[21].如果将该脉冲堆叠技术与 8 路乃至更多路的空间相干合成相结合,光纤 CPA 系统有望产生脉冲能量高达 100 mJ 的飞秒脉冲,将在粒子加速等领域开辟更为广泛的应用.

参考文献

- [1] Chang G Q, Wei Z Y 2020 *iScience* **23** 101101
- [2] Kirsche A, Gebhardt M, Klas R, Eisenbach L, Eschen W, Buldt J, Stark H, Rothhardt J, Limpert J 2023 *Opt. Express* **31** 2744
- [3] Eidam T, Rothhardt J, Stutzki F, Jansen F, Hädrich S, Carstens H, Jauregui C, Limpert J, Tünnermann A 2011 *Opt. Express* **19** 255
- [4] Eidam T, Wirth C, Jauregui C, Stutzki F, Jansen F, Otto H J, Schmidt O, Schreiber T, Limpert J, Tünnermann A 2011 *Opt. Express* **19** 13218
- [5] Kienel M, Müller M, Klenke A, Limpert J, Tünnermann A 2016 *Opt. Lett.* **41** 3343
- [6] Wan P, Yang L M, Liu J 2013 *Opt. Express* **21** 29854
- [7] Stark H, Benner M, Buldt J, Klenke A, Limpert J 2023 *Opt. Lett.* **48** 3007
- [8] Müller M, Aleshire C, Klenke A, Haddad E, Légaré F, Tünnermann A, Limpert J 2020 *Opt. Lett.* **45** 3083
- [9] Jauregui C, Stihler C, Limpert J 2020 *Adv. Opt. Photon.* **12** 429
- [10] Pedersen M E, Johansen M M, Olesen A S, Michieletto M, Gaponenko M, Maack M D 2022 *Opt. Lett.* **47** 5172
- [11] Wang D L, Shi Z, Wang J S, Wu H Y, Zhang X H, Chang G Q 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 134204 (in Chinese) [王栋梁, 史卓, 王井上, 吴洪悦, 张晓辉, 常国庆 2024 物理学报 **73** 134204]
- [12] Peng S X, Wang Z H, Hu F L, Li Z Y, Zhang Q B, Lu P X 2024 *Front. Optoelectron.* **17** 3
- [13] Wang Z H, Peng S X, Xu H, Li Z Y, Zhang Q B, Lu P X 2024 *Acta Opt. Sin.* **44** 1732017 (in Chinese) [王志浩, 彭双喜, 徐浩, 李政言, 张庆斌, 陆培祥 2024 光学学报 **44** 1732017]
- [14] Chang H X, Jin K K, Zhang Y Q, Zhang J Y, Jin K, Li C, Su R T, Leng J Y, Zhou P 2023 *Acta Opt. Sin.* **43** 1714008 (in Chinese) [常洪祥, 靳凯凯, 张雨秋, 张嘉怡, 金坤, 李灿, 栗荣涛, 冷进勇, 周朴 2023 光学学报 **43** 1714008]
- [15] Wang T, Li C, Liu Y, Ren B, Tang Z Q, Chang H X, Xie G H, Guo K, Wu J, Xu J M, Leng J Y, Ma P F, Su R T, Li W X, Zhou P 2023 *Infrared Laser Eng.* **52** 20220869 (in Chinese) [王涛, 李灿, 刘洋, 任博, 唐振强, 常洪祥, 谢戈辉, 郭琨, 吴坚, 许将明, 冷进勇, 马鹏飞, 栗荣涛, 李文雪, 周朴 2023 红外与激光工程 **52** 20220869]
- [16] Ren B, Chang H X, Li C, Wang T, Jin K K, Zhang J Y, Guo K, Su R T, Leng J Y, Zhou P 2024 *Front. Optoelectron.* **17** 14
- [17] Schimpf D N, Eidam T, Seise E, Hädrich S, Limpert J, Tünnermann A 2009 *Opt. Express* **17** 18774
- [18] Yu C X, Kinsky J E, Shaw S E J, Murphy D V, Higgs C 2006 *Electron. Lett.* **42** 1024
- [19] Weiss S B, Weber M E, Goodno G D 2012 *Opt. Lett.* **37** 455
- [20] Goodno G D, Weiss S B 2012 *Opt. Express* **20** 14945
- [21] Rainville A, Whittlesey M, Pasquale C, et al. 2024 *Optica* **11** 1540

COVER ARTICLE

High-power high-energy four-channel fiber coherent beam combined system*

SHI Zhuo¹⁾²⁾³⁾ CHANG Hongxiang⁴⁾ WANG Dongliang¹⁾²⁾ GUO Hongyu³⁾
 DONG Zikai³⁾ DU Zhihang³⁾ LIANG Chengbin³⁾ LI Can⁴⁾
 ZHOU Pu⁴⁾ WEI Zhiyi¹⁾²⁾³⁾ CHANG Guoqing^{1)2)3)†}

1) (*Key Laboratory of Optical Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

2) (*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

3) (*Songshan Lake Materials Laboratory, Dongguan 523808, China*)

4) (*College of Advanced Interdisciplinary Studies, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China*)

(Received 21 October 2024; revised manuscript received 20 November 2024)

Abstract

Ultrafast fiber laser sources with mJ-level pulse energy and kilo-watt average power are of particular importance for various science fields such as attosecond lasers. Currently, several large-scale facilities for attosecond lasers, including ELI-ALPS in Europe, SECUF in China, NeXUS in America and ALFA in Japan

are under construction. High-performance femtosecond driven lasers are crucial for attosecond lasers and various ultrafast laser facilities. Fiber lasers have a large surface-to-volume ratio, which enables efficient cooling and is suitable for high average power amplification. However, due to small mode area of optical fibers, detrimental nonlinear optical effects such as self-phase modulation, four-wave mixing, and stimulated Raman scattering limit the peak power of pulse to hundreds of MW, corresponding to pulse energy of hundreds of μJ for femtosecond pulses in large mode area rod-type fibers. In addition, the average power of fiber lasers is limited by transverse mode instability, which reduces the stability and quality of beams above a certain threshold. In rod-type fibers, the threshold is about 250 W. Neither average power nor pulse energy emitted by single fiber meets the requirement for attosecond laser generation.

The average power and pulse energy can be further scaled by coherent beam combination, which involves splitting pulses caused by an frontend laser and recombining them after amplification. It is essential for coherent beam combination to maintain the coherence of pulse replicas, which usually involves high speed photodiode detectors, piezo-driven mirrors, and other electronics forming a feedback system to actively control the phase of all replicas. We present a high-energy high-power ultrafast fiber laser system by using filled-aperture coherent combination of four ytterbium-doped rod-type fiber amplifiers. The phase control is achieved by using stochastic parallel gradient descent method. The frontend includes a passively mode-locked Yb-fiber oscillator, a stretcher, a pulse picker, and three fiber pre-amplifiers, which delivers 1 MHz stretched pulses centered at 1032 nm with 700 ps duration and 20 W average power. The pulse is split into four replicas by polarization beam-splitter and half-wave plate pairs, and the replicas pass through delay lines formed by piezo-driven mirrors before amplification. The pulse replicas are equally split and amplified to ensure the same accumulated nonlinear phase, and are combined by thin film polarizer and half-wave plate pairs. A small portion of the combined pulse is split and collected by a photodiode detector after being filtered spectrally and spatially, serving as a signal for controlling phase. The combined pulse is compressed by a compressor using a double-pass diffraction grating pair consisting of two 1739 l/mm gratings.

At a repetition rate of 1 MHz, our four-channel Yb-fiber coherent beam combination system generates a combined average power value of 753 W and a combination efficiency of 87%. By utilizing an adjustable pulse stretcher and compressor, a 0.67 mJ, 242 fs near transform-limited pulse can be generated with a compressing efficiency of 89%. The compressed pulse is centered at 1032 nm, and the spectrum width is 8.8-nm. In the 30 min measurement, the root-mean-square of average power is less than 1% , while the residual phase error is less than $\lambda/23$, indicating excellent stability on different time scales. The beam quality factor of the 0.67 mJ compressed pulses is 1.17×1.11 . At 500 kHz, we obtain pulses of 1.07 mJ and 247 fs with average power of 534 W, exhibiting similar efficiency, long-term stability, and beam quality. The residual phase error decreases below $\lambda/29$, indicating better short-term stability. Further scaling power and energy can be achieved by increasing the number of channels. By adding the delay stabilization system and pointing stabilization system, which are currently under development, an eight-channel CBC system can be used to generate 1 kW, 2 mJ pulses.

In this work, we implement a four-channel coherent beam combining system based on the SPGD method, and obtain compressed pulses of 673 W, 673 μJ , and 242 fs at 1 MHz and 534 W, 1.07 mJ, and 247 fs at 500 kHz. Both power and energy can be further improved by increasing the channel number, and adding the delay stabilization system and pointing stabilization system which are under construction. By adding coherent pulse stacking amplification technology, the coherent beam combining system ought to generate pulse energy as high as 100 mJ, which constitutes the energy source for applications such as laser wake-field acceleration.

Keywords: ultrafast fiber laser, high power and high energy, coherent beam combining

PACS: 42.55.Wd, 42.60.-v, 42.81.-i

DOI: 10.7498/aps.74.20241476

CSTR: 32037.14.aps.74.20241476

* Project supported by the Key Deployment Special Research Project of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. PTYQ2022YZ0001), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 62175255, 62227822), and the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2021YFB3602602).

† Corresponding author. E-mail: guoqing.chang@iphy.ac.cn

基于掺镱棒状光纤的高功率大能量四路相干合成飞秒激光系统

史卓 常洪祥 王栋梁 郭鸿宇 董自凯 杜志航 梁成斌 李灿 周朴 魏志义 常国庆

High-power high-energy four-channel fiber coherent beam combined system

SHI Zhuo CHANG Hongxiang WANG Dongliang GUO Hongyu DONG Zikai DU Zhihang LIANG Chengbin LI Can ZHOU Pu WEI Zhiyi CHANG Guoqing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 014205 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20241476

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241476>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

1 MHz, 273 W掺镱棒状光纤啁啾脉冲放大系统

1 MHz, 273 W average power Ytterbium-doped rod-type fiber chirped pulse amplification system

物理学报. 2024, 73(13): 134204 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240300>

飞秒光纤激光相干合成技术最新进展

Recent progress of coherent combining technology in femtosecond fiber lasers

物理学报. 2021, 70(3): 034206 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201683>

基于色散管理的自相位调制光谱展宽滤波技术

Dispersion management dual-pass self-phase modulation-enabled spectral selection

物理学报. 2023, 72(9): 094205 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230088>

高损伤阈值可饱和吸收体锁模脉冲光纤激光器的研究进展

Research progress of mode-locked pulsed fiber lasers with high damage threshold saturable absorber

物理学报. 2022, 71(2): 024206 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212442>

基于目标反射回光对高功率光纤激光器影响的理论模型和数值研究

Theoretical model and numerical study of effect of target reflected light on high-power fiber laser

物理学报. 2023, 72(10): 104203 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222464>

基于紧聚焦方式的阵列光束相干合成特性分析

Analysis of coherent combination characteristics of beam array via tight focusing

物理学报. 2020, 69(9): 094204 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200034>