

基于平衡光学互相关方法的超短脉冲 激光相干合成技术*

黄沛¹⁾²⁾³⁾ 方少波^{2)†} 黄杭东²⁾ 侯洵¹⁾ 魏志义^{2)3)‡}

1)(中国科学院西安光学精密机械研究所, 瞬态光学与光子技术国家重点实验室, 西安 710119)

2)(中国科学院物理研究所, 北京凝聚态物理国家研究中心, 北京 100190)

3)(中国科学院大学, 北京 100049)

(2018年10月15日收到; 2018年11月17日收到修改稿)

相干合成技术是超快光学领域的重要研究方向之一. 当单路脉冲激光的连续谱超过一个倍频程时, 精确控制其光谱相位(色散管理)是获得亚周期超短脉冲激光的关键. 由于常见的脉冲压缩系统存在光谱带宽限制, 因此多通道相干合成技术受到了广泛的关注. 本文将充气空心光纤展宽后的超倍频程连续光谱分波段独立压缩, 并利用平衡光学互相关方法锁定子脉冲之间的相位延迟, 获得了4.1 fs的合成脉冲. 实验结果表明相干合成技术在高能量亚周期超快光场调控中存在优势.

关键词: 相干合成, 平衡光学互相关, 延时锁定, 色散补偿

PACS: 42.25.Kb, 11.55.Fv, 42.60.Lh

DOI: 10.7498/aps.67.20181851

1 引言

产生脉冲宽度更短、峰值功率更高的脉冲激光, 一直是激光科学研究最重要的前沿发展方向之一. 由于受到激光增益介质和脉冲压缩系统的带宽限制, 单路激光难以直接输出单(亚)周期量级的超短脉冲. 对于超倍频程光谱, 利用多通道相干合成技术^[1-3], 分波段单独控制其光谱的振幅和相位, 可较为灵活地实现单(亚)周期脉冲压缩^[4]. 近年来, 美国斯坦福大学利用双色合成光场驱动氙分子, 利用其振动跃迁频率产生拉曼边带. 由于两束激光脉冲的中心频率差与氙分子的第一级振动跃迁频率相近, 实验结果得到十七条相干等距的斯托克斯边带和反斯托克斯边带. 这些边带从约3 μm 一直延伸到近200 nm, 控制其中部分波长的相位进行相干合成, 产生了脉冲宽度为1.6 fs、脉冲间距为11 fs

的超短光脉冲串^[5,6]. 随后, 中国台湾学者基于此方案分别调控5路谐波的振幅, 相对延迟和载波包络相位等参数, 相干合成了具有多种波形特性的超短脉冲串^[7,8]. 欧美等国的科学家们分别利用充气空心光纤和光学参量啁啾脉冲放大(optical parametric chirped pulse amplification, OPCPA)技术, 先后实现了高能量亚周期相干合成超短脉冲^[9-12]. 由于OPCPA方案的光路长达数十米, 放大压缩系统相对复杂, 特别需要精确控制各脉冲之间的相对延迟. 在各种光路延迟锁定技术中, 平衡光学互相关(balanced optical cross-correlator, BOC)方法可以在公里量级的光路中实现阿秒量级的延迟锁定, 是实现高能量亚周期相干合成的关键技术之一^[13,14].

本实验首次将BOC技术与充气空心光纤技术相结合, 在超过一个倍频程的光谱中, 具体对比了

* 国家重点研发计划(批准号: 2017YFC0110301)、国家自然科学基金(批准号: 61575219)、中国科学院战略性先导科技专项(B类)(批准号: XDB23030230)、中国科学院前沿科学重点研究计划(批准号: YZDJ-SSW-JSC006)和中国科学院青年创新促进会(批准号: 2018007)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: shaobo.fang@iphy.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: zywei@iphy.ac.cn

直接压缩全段光谱得到的超短脉冲和分波段独立压缩子脉冲的超宽光谱后再同步合束得到的相干合成超短脉冲. 实验结果表明相干合成的压缩脉冲宽度 (4.1 fs) 小于直接全波段光谱色散补偿后获得的超短脉冲 (5.3 fs), 并利用BOC技术精确锁定了两子脉冲的相对延时, 为下一步实现高能量相干合成系统奠定预研基础.

2 实验装置及原理

超短脉冲既可以用时域 $E(t)$ 来表达, 也可以用频域 $\tilde{E}(\omega)$ 来描述, 频域 $\tilde{E}(\omega)$ 可由时域 $E(t)$ 傅里叶逆变换得到^[15]

$$\begin{aligned}\tilde{E}(\omega) &= \mathcal{F}\{E(t)\} = \int_{-\infty}^{\infty} E(t) e^{j\omega t} dt \\ &= |\tilde{E}(\omega)| e^{j\varphi(\omega)}.\end{aligned}\quad (1)$$

这里 $|\tilde{E}(\omega)|$ 为光谱强度, $\varphi(\omega)$ 为光谱相位. 由于 $E(t)$ 为实函数, 所以 $|\tilde{E}(\omega)| = \tilde{E}^*(-\omega)$, 时域 $E(t)$ 也可由频域 $\tilde{E}(\omega)$ 进行傅里叶逆变换得到

$$E(t) = \mathcal{F}^{-1}\{\tilde{E}(\omega)\} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}(\omega) e^{j\omega t} d\omega. \quad (2)$$

由 (1) 和 (2) 式可知, 在确定载波频率 ω_0 后, 频域上光谱带宽 $\Delta\omega$ 与时域上脉冲宽度 τ 不能相互独立的变化, 根据量子力学中的不确定性原理, 存在一个时间带宽积, 其表达式为

$$\Delta\omega\tau = 2\pi\Delta\nu\tau \geq 2\pi c_B. \quad (3)$$

也就是说当光谱带宽 $\Delta\omega$ 确定之后, 脉冲时域宽度 τ 不小于 $2\pi c_B/\Delta\omega$, 这就决定了此光谱所支持的最短脉冲宽度, 也称作傅里叶变换极限脉宽. 因此支

持亚周期量级脉冲的超连续光谱通常超过一个倍频程, 而要将脉宽压缩至傅里叶变换极限, 则需要将脉冲的色散 (特别是高阶色散) 完全补偿.

实验装置如图 1 所示, 钛宝石激光放大器输出的飞秒脉冲 (790 nm, 0.8 mJ, 30 fs, 1 kHz) 被聚焦入射到充气的空心光纤中, 产生 0.4 mJ 的超倍频程连续光谱 (图 2 中的黑色实线: 450—950 nm). 为了进行对比, 实验中设计了两套脉冲压缩系统. 在压缩器 (1) 中, 空心光纤后的激光脉冲被双色镜分为两个通道输出 (长波波段: 650—950 nm, 短波波段: 450—750 nm). 两个通道分别利用两组定制的啁啾镜并配合尖劈对进行色散补偿, 再将独立压缩后的两个子脉冲相干合成一束激光输出. 利用

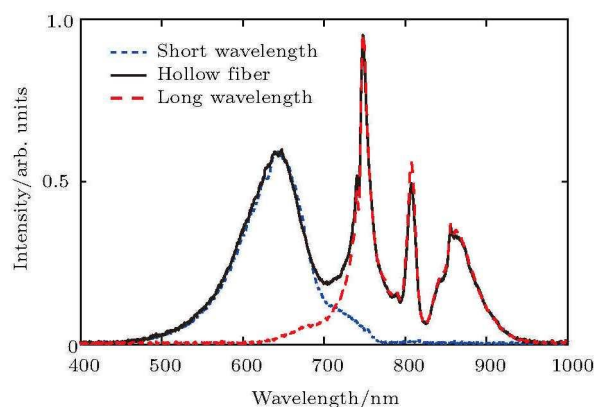


图 2 空心光纤展宽光谱 (实线, 450—950 nm) 以及分光后短波臂光谱 (蓝色点线, 450—750 nm) 和长波臂光谱 (红色虚线, 650—950 nm)

Fig. 2. Broad spectrum after hollow fiber (solid line, 450–950 nm), short-wavelength arm spectrum (blue dot line, 450–750 nm) and long-wavelength arm spectrum (red dotted line, 650–950 nm) after dichroic mirror.

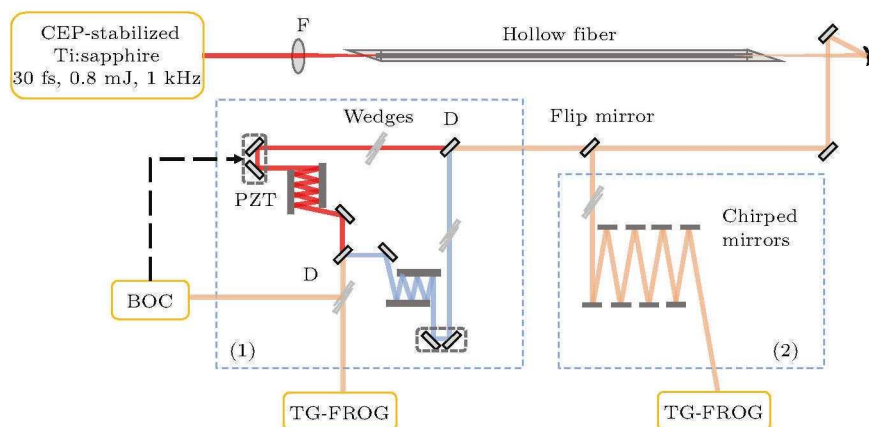


图 1 实验装置图 (F, 聚焦镜; D, 分束片; PZT, 压电陶瓷平移台; BOC, 平衡光学互相关; TG-FROG, 瞬态光栅频率分辨光学开关)

Fig. 1. Experimental setup (F, focused lens; D, dichroic mirror; PZT, piezo-transducer; BOC, balanced optical cross-correlator; TG-FROG, transient-grating frequency-resolved optical grating).

BOC方法测量出两个子脉冲的相对延迟信号, 并将其作为反馈型号实时控制长波通道中的压电陶瓷平移台(PZT). 在压缩器(2)中, 利用一组超宽带啁啾镜配合尖劈对进行全波段光谱的色散补偿. 最后利用瞬态光栅频率分辨光学开关(transient-grating frequency-resolved optical gating, TG-FROG)装置分别测量了两类方案的压缩效果^[16].

3 BOC技术

由于相干合成脉冲的波形非常依赖于子脉冲之间的相对相位(延时), 这里重点讨论利用BOC技术锁定脉冲之间相对延时. 实验原理如图3所

示, 脉冲相干合成之后, 引出小部分能量作为参考光. 假设将此参考光镜像等分成两路. 其中一路插入一片透明材料(如熔融石英、氟化钙等), 使得两路参考光中红光部分和蓝光部分的延时有显著差别, 主要体现在两路参考光通过同样参数的偏硼酸钡(BBO)晶体时会产生两个强度不同的和频信号. 只要相干合成子脉冲的相对延迟有微小的改变, 其对应的两路和频信号强度差就会发生相应的变化. 而作为BOC装置中的核心元器件, 平衡光电二极管探测器能将这些常规方法不易察觉的微小延迟抖动放大千万倍. 20 min锁定结果如图4所示, 可以看出, 锁定时, 子脉冲之前的相对延时抖动量优于80 as RMS, 未锁定时, 子脉冲之前的相对延时抖动量大于200 as RMS.

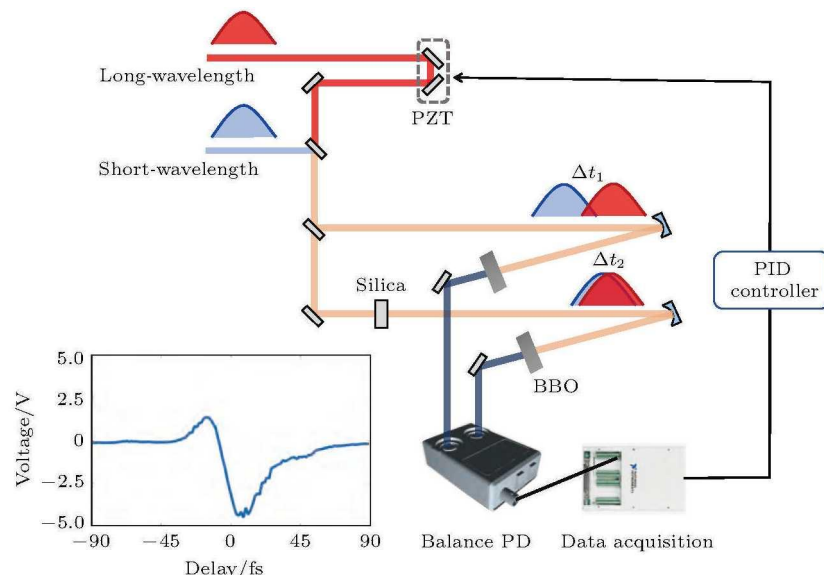


图3 BOC装置原理示意图以及扫描得到的时间-电压曲线(BBO, 偏硼酸钡晶体; PID controller, 比例积分微分控制器; Balance PD, 平衡光电二极管)

Fig. 3. Schematic representation of BOC and BOC signal (S curve). BBO, β -BaB₂O₄; PID controller, proportional-integral-derivative controller; balance PD, balance photodiode detector.

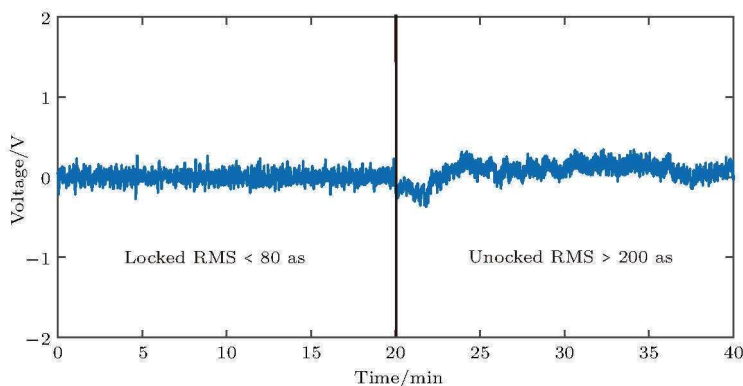


图4 BOC方案锁定两束脉冲相对延时

Fig. 4. Relative time delay drift measurements.

4 脉冲宽度测量结果

为了使对比实验更有说服力, 选择测量特性与波长无关的 TG-FROG. 通过 TG-FROG 的测量结

果可知, 相干合成脉冲的时域宽度小于直接全波段光谱色散补偿后获得的超短脉冲. 实验中由于啁啾镜每次反射引入的负色散是固定值, 所以需要一对连续可调的尖劈对来配合补偿.

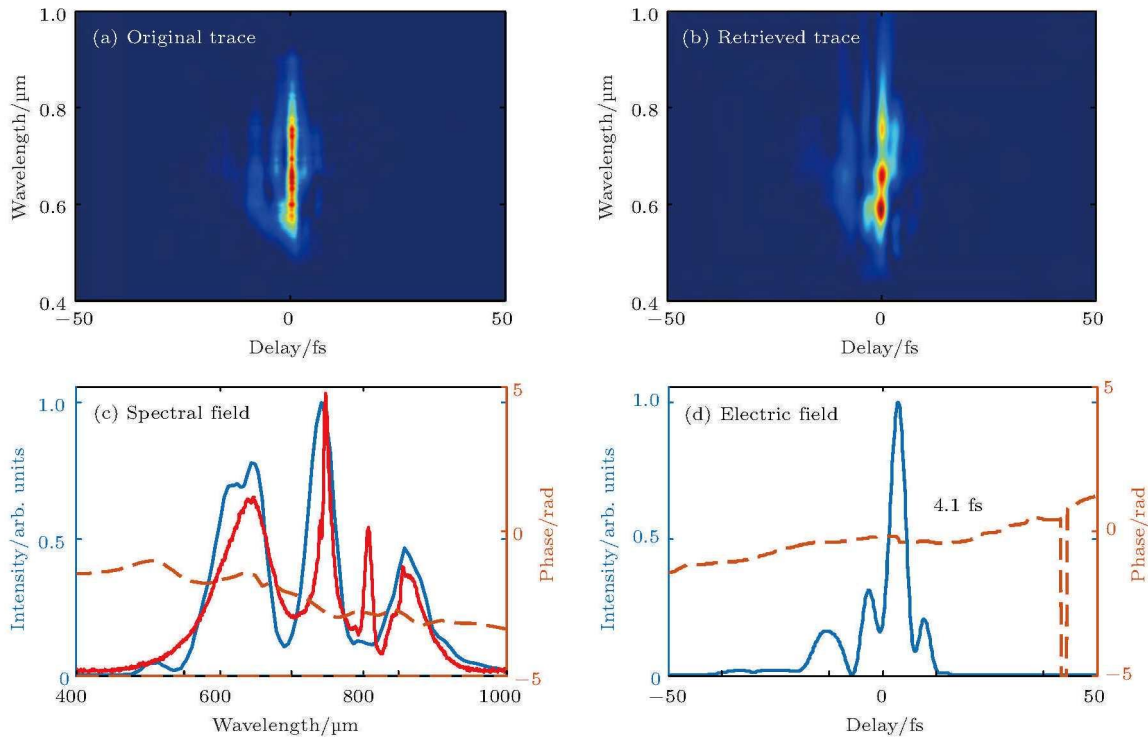


图5 相干合成脉冲测量结果

Fig. 5. Pulse duration measurement of synthesized pulses.

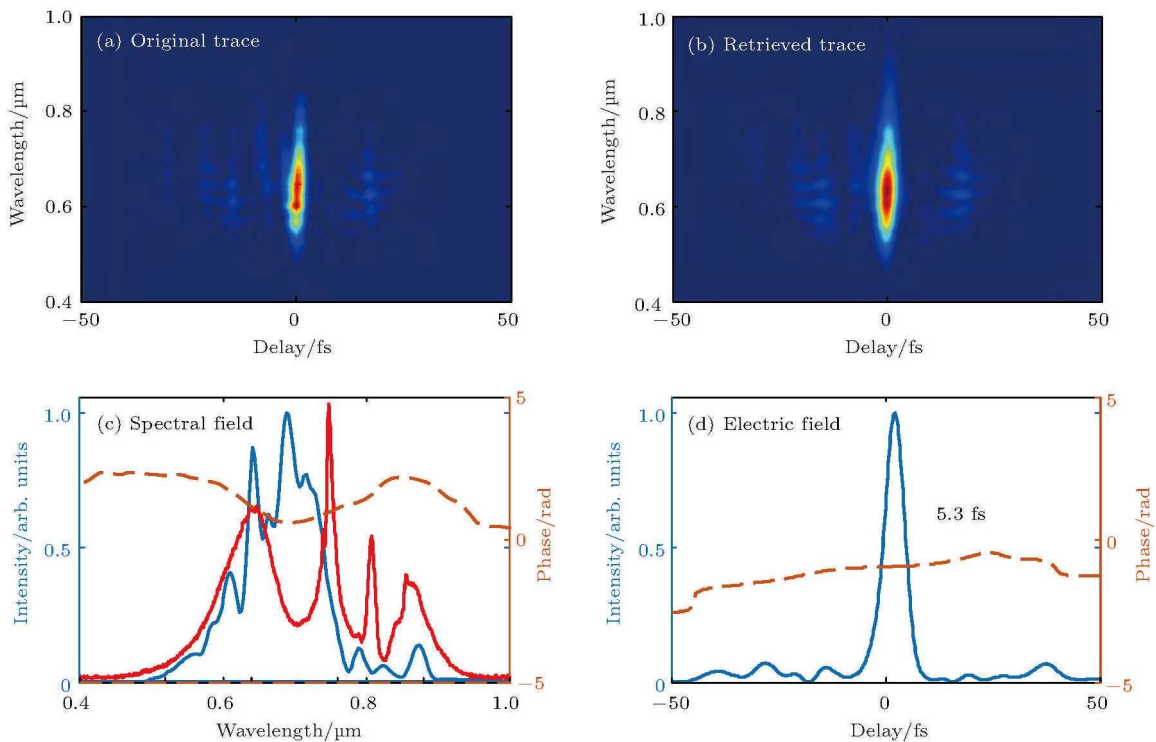


图6 空心光纤后直接压缩结果

Fig. 6. Pulse duration measurement after hollow fiber.

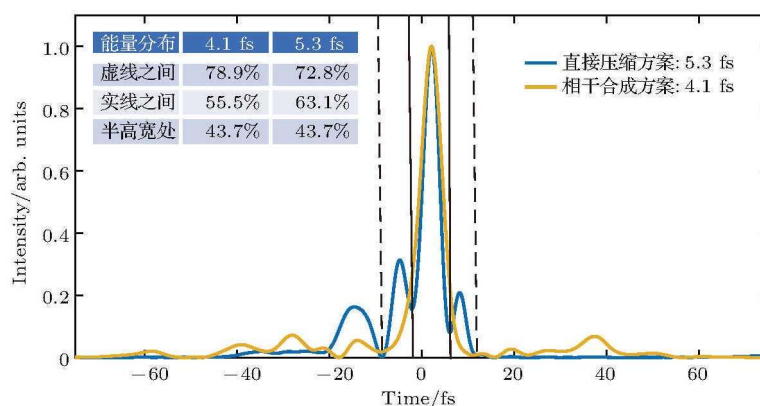


图7 直接压缩方案结果对比相干合成方案结果
Fig. 7. Compressed pulses with/without coherent synthesis.

在压缩器(1)中,最优化的压缩结果是长波通道需要在长波啁啾镜组(500—750 nm)中往返反射4次,获得7.9 fs的脉冲,短波通道则需要在短波啁啾镜组(750—1000 nm)中往返反射3次,产生6.1 fs的脉冲.最后通过长波通道中的PZT优化两束脉冲之间的相对延时,实现了4.1 fs的最短合成脉冲,如图5所示.

在压缩器(2)中,直接利用超宽带啁啾镜(500—1000 nm)配合尖劈对进行色散补偿,当啁啾镜往返反射4次时,压缩脉宽最短为5.3 fs,如图6所示.

对比以上两组脉冲压缩结果可知,由于超宽光谱不同波段之间的色散量差异较大,直接压缩方案难以在全光谱范围内获得接近傅里叶变换极限的脉冲.而将超宽带光谱分波段压缩后再相干合成,可以针对各个波段色散量实现更有效的精细调节,获得更短的脉冲.根据图7可知,两方案在半高全宽处的脉冲占比一致,均为总脉冲能量的43.7%.由于相干合成方案引入了包括分(合)束镜等透射元件,因此在整体色散补偿方案设计时需要统筹兼顾,否则会影响到脉冲对比度和整体压缩效率.本实验中使用的啁啾镜反射率大于99%,空心光纤系统后直接压缩方案的能量损失约为5%.考虑到相干合成系统中使用的分(合)束镜所产生的额外损失,当输入功率为400 mW时,相干合成系统最终输出为350 mW.通过优化分(合)束镜和啁啾镜反射率,压缩系统整体的能量损失有望进一步降低.

5 结 论

本实验直接用啁啾镜对压缩超倍频程光谱时,压缩系统难以对所有光谱成分(特别是连续光谱两

端的高阶色散部分)实现有效补偿,因此压缩后的脉冲宽度无法完全接近傅里叶变换极限.本文通过两个对比实验,初步验证了多通道相干合成技术可对充气空心光纤展宽后的不同光谱成分分别开展精细色散补偿,获得了4.1 fs的最短压缩脉宽,而直接压缩超倍频程光谱只得到了5.3 fs的超短脉冲.可见进一步将超宽光谱细分成多路后分别压缩效果更佳.同时,利用BOC技术实现了子脉冲之间的相对延时锁定,20 min的锁定精度小于80 as RMS,为将来利用高能亚周期脉冲驱动高次谐波和阿秒光源等方向做好了预研^[17–20].

参考文献

- [1] Brocklesby W S, Nilsson J, Schreiber T, Limpert J, Brignon A, Bourderionnet J, Lombard L, Michau V, Hanna M, Zaouter Y, Tajima T, Mourou G 2014 *Eur. Phys. J. Special Topics* **223** 1189
- [2] Danson C, Hillier D, Hopps N, Neely D 2015 *High Power Laser Sci. Eng.* **3** 3
- [3] Kozlov V A, Hernandez-Cordero J, Morse T F 1999 *Opt. Lett.* **24** 1814
- [4] Manzoni C, Mücke O D, Cirimi G, Fang S, Moses J, Huang S W, Hong K H, Cerullo G, Kartner F X 2015 *Laser Photon Rev.* **9** 129
- [5] Sokolov A V, Walker D R, Yavuz D D, Yin G Y, Harris S E 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 562
- [6] Shverdin M Y, Walker D R, Yavuz D D, Yin G Y, Harris S E 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 033904
- [7] Chan H S, Hsieh Z M, Liang W H, Kung A H, Lee C K, Lai C J, Pan R P, Peng L H 2011 *Science* **331** 1165
- [8] Hsieh Z M, Lai C J, Chan H S, Wu S Y, Lee C K, Chen W J, Pan C L, Yee F G, Kung A H 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 213902
- [9] Hassan M T, Wirth A, Moulet A, Luu T T, Gagnon J, Pervak V, Goulielmakis E 2012 *Rev. Sci. Instrum.* **83** 111301

- [10] Hassan M T, Luu T T, Moulet A, Raskazovskaya O, Zhokhov P, Garg M, Karpowicz N, Zheltikov A M, Pervak V, Krausz F, Goulielmakis E 2016 *Nature* **530** 66
- [11] Huang S W, Cirmi G, Moses J, Hong K H, Bhardwaj S, Birge J R, Chen L J, Li E, Eggleton B J, Cerullo G, Kartner F X 2011 *Nat. Photon.* **5** 475
- [12] Manzoni C, Huang S W, Cirmi G, Farinello P, Moses J, Kartner F X, Cerullo G 2012 *Opt. Lett.* **37** 1880
- [13] Mucke O D, Fang S, Cirmi G, Giulio, Rossi M, Chia S H, Ye H, Yang Y D, Mainz R, Manzoni C, Farinello P, Cerullo G, Kartner F X 2015 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron* **21** 8700712
- [14] Xin M, Safak K, Peng M Y, Kalaydzhyan A, Wang W T, Mucke O D, Kartner F X 2017 *Light Sci. Appl.* **6** 16187
- [15] Diels J C, Rudolph W 2006 *Ultrashort Laser Pulse Phenomena* (Vol. 1) (Burlington: Elsevier) pp2–10
- [16] Sweetser J N, Fittinghoff D N, Trebino R 1997 *Opt. Lett.* **22** 519
- [17] Chipperfield L E, Robinson J S, Tisch J W G, Marangos J P 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 063003
- [18] Paul P M, Toma E S, Breger P, Mullot G, Auge F, Balcou P, Muller H G, Agostini P 2001 *Science* **292** 1689
- [19] Henischel M, Kienberger R, Spielmann C, Reider G A, Milosevic N, Brabec T, Corkum P, Heinzmann U, Drescher M, Krausz F 2001 *Nature* **414** 509
- [20] Gaumnitz T, Jain A, Pertot Y, Huppert M, Jordan I, Ardana-Lamas F, Worner H J 2017 *Opt. Express* **25** 27506

Coherent synthesis of ultrashort pulses based on balanced optical cross-correlator*

Huang Pei¹⁾²⁾³⁾ Fang Shao-Bo^{2)†} Huang Hang-Dong²⁾ Hou Xun¹⁾ Wei Zhi-Yi^{2)3)‡}

1) (State Key Laboratory of Transient Optics and Photonics, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics of CAS, Xi'an 710119, China)

2) (Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

3) (University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

(Received 15 October 2018; revised manuscript received 17 November 2018)

Abstract

Coherent synthesis of laser pulses is a major trend in the generation of ultrafast pulse field. There is no good way to compensate for the whole spectrum when the spectrum of ultrashort pulses is wide enough to reach an octave, so it is difficult to realize a sub-cycle pulse in a single-path laser system even if the spectrum range is wide enough. In this paper, 0.8 mJ, 30 fs laser pulses at 1 kHz repetition rate with 790 nm center wavelength from a Ti:sapphire chirped pulse amplifier (CPA) system are focused into hollow fiber with an inner diameter of 250 μm and a length of 1 m to produce an octave-spanning white-light supercontinuum (450–950 nm). Using this supercontinuum, we conduct two sets of comparative experiments. 1) We split the supercontinuum into two pulses with different spectrum ranges (450–750 nm and 650–1000 nm) by a dichroic mirror (HR, 500–700 nm; HT, 700–1000 nm), and we compress the two pulses by the double-chirped mirrors and wedge pairs to generate two few-cycle pulses: the long and short wavelength yielding pulses are 7.9 fs and 6.1 fs, respectively. Then we coherently synthesize two pulses by using another dichroic mirror, and controlling the relative time delay between the two pulses, and thus we synthesize a pulse of 4.1 fs. 2) We directly compress the supercontinuum by the double-chirped mirrors and wedge pairs, and obtain an optimization result of 5.3 fs, of which the pulse duration is wider than that in experiment 1. In these comparative experiments, the advantage of coherent synthesis for shorter pulse duration is preliminarily verified. Besides, the balanced optical cross-correlator technique is used to lock the relative time delay between two pulses. The root-mean-square value of relative time delay drift is less than 80 as in the case with feedback control loop, which ensures the stability of coherent synthesis system. This scheme can be adopted to accurately compensate for the dispersion and obtain the sub-cycle synthesized pulse, which is useful for generating the high harmonic and atto-second pulse.

Keywords: coherent synthesis, balanced optical cross-correlator, relative time delay control, dispersion compensation

PACS: 42.25.Kb, 11.55.Fv, 42.60.Lh

DOI: 10.7498/aps.67.20181851

* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2017YFC0110301), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61575219), the Strategic Priority Research Program (B) of the Chinese Academy of Sciences, China (Grant No. XDB23030230), the Key Research Program of Frontier Sciences, Chinese Academy of Sciences, China (Grant No. YZDJ-SSW-JSC006), and the Youth Innovation Promotion Association, Chinese Academy of Sciences, China (Grant No. 2018007).

† Corresponding author. E-mail: shaobo.fang@iphy.ac.cn

‡ Corresponding author. E-mail: zywei@iphy.ac.cn