

· 特邀综述 ·

亚周期超快光场相干合成技术

方少波^{1*}, 魏志义^{1,2**}

¹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;

²中国科学院大学, 北京 100049

摘要 随着超快激光脉冲宽度不断变窄,进一步产生单周期乃至亚周期的脉冲面临着巨大的技术挑战。通过脉冲载波包络相位精密控制技术相干合成多路超快光场,不仅是目前超快光学的重要前沿内容,也是实现亚周期脉冲极为有效的方案。结合本课题组近年来在相干合成方面的研究进展,介绍相干合成超快光场的主要技术内容,包括超宽带光谱的产生、色散管理及载波包络相位控制等技术。

关键词 物理光学; 超快光学; 超快激光脉冲; 相干合成; 亚周期; 超连续光谱

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201939.0126006

Sub-Optical-Cycle Coherent Waveform Synthesis

Fang Shaobo^{1*}, Wei Zhiyi^{1,2**}

¹*Institute of Physics and Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics,
Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;*

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

Abstract With the rapid developments of ultrafast lasers toward even shorter pulse, it will suffer great technological and experimental challenges for further generation of optical waveforms with single-cycle or sub-cycle in optical wavelength range. The multi-channel coherent synthesis with precise carrier envelope phase (CEP)-controlled waveforms opens the frontier of ultrafast optics for sub-cycle waveforms generation. In this paper, we review the recent progresses on coherent waveform synthesis based on our research works, the mechanics and key technological approaches are analyzed and discussed, which include ultrabroadband supercontinuum generation, dispersion management and CEP-control.

Key words physical optics; ultrafast optics; ultrafast laser pulse; coherent combination; supercontinuum

OCIS codes 260.7120; 320.7160; 320.6629; 140.7090

1 引 言

实现波形任意可控的高能量亚周期激光脉冲是超快激光物理研究最具挑战性的前沿课题之一,这一研究不但可望突破以往激光脉冲时域宽度难以小于单个光学振荡周期的技术瓶颈,而且有助于人们从本源上理解和控制光与物质的非线性相互作用。由于亚周期超快光场所对应的波形时域演化已偏离了传统的正弦振荡模式,因此,常规非线性光学中的近似理论不再适用。近年来,随着近周期量级超快光场的出现,国际上涌现出了包括波控非线性光学、光波电

子学在内的一些新兴学科^[1-4]。特别是在高次谐波和阿秒科学领域,亚周期超快光场对于产生高强度孤立阿秒脉冲有着得天独厚的优势^[5-6]。常见的高次谐波过程源于高强度激光脉冲与气体靶中微观粒子的极端非线性相互作用,由于驱动光场的每一次周期振荡都伴随着高次谐波的产生,所以高次谐波在时域上表现为阿秒脉冲列。为了获得孤立的阿秒脉冲,从而实现阿秒量级的电子运动观测,人们借助各种时间选通技术(包括振幅选通、偏振选通、电离选通、双光学选通等),通过牺牲多周期(少周期)驱动光场的能量,将高次谐波过程抑制在驱动光场的单周期范围内^[4,7]。

收稿日期: 2018-10-18; 修回日期: 2018-11-20; 录用日期: 2018-11-26

基金项目: 国家重点研发计划(2017YFC0110301)、国家自然科学基金(61575219,91850209)、中国科学院青年创新促进会人才支持计划(2018007)、中国科学院物理研究所引进人才科研启动项目(201408)

* E-mail: shaobo.fang@iphy.ac.cn; ** E-mail: zywei@iphy.ac.cn

亚周期激光场不仅不需要借助时间选通技术,还能精确控制隧穿电离过程^[8]及自由态电子的运动轨道,优化其动势能以及相对应的高次谐波截止区的光子能量。凭借高能量亚周期的“完美波形”(如图1所示)^[9-14],现有的孤立阿秒脉冲能量能提高2~3个数量级,从而为强场阿秒物理提供先进的实验手段,例如,高能量亚周期激光场在相对论作用领域的激光尾场加速电子方面发挥着重要作用^[15-16]。与传统的射频加速技术相比,利用驱动光场的纵向分量沿传播方向增加电子动势能将大大缩短加速距离^[17-20],从而产生高达4.2 GeV准单能量的高能电子束^[21]。因此,高能量亚周期激光场有望用于驱动台式超短高亮X射线源和台式高能对撞机^[22-23],并借助超快电子(X射线)衍射技术全面探测光诱导动力学。此外,当亚周期激光场照射到尖峰结构的纳米金属材料上时,将产生时域和空间都高度束缚的相干电子波包^[24-26]。依靠载波包络相位(CEP)可控的高能量亚周期激光场驱动、开关以及控制这类波包,人们已将电子显微镜^[27]的空间分辨率和时间分辨率提高到前所未有的水平。利用亚周期激光场控制半导体和绝缘体内的瞬时电流^[28-29],开创了“光波纳米电子学”的新方向;利用超强激光场的极端非线性反馈,能够在纳米集成电路中实现接近拍赫兹的超高频电流开关,这一技术有望将现有电子器件的时钟频率提高若干个数量级,从而突破目前电子芯片数吉赫兹的瓶颈^[30-31]。

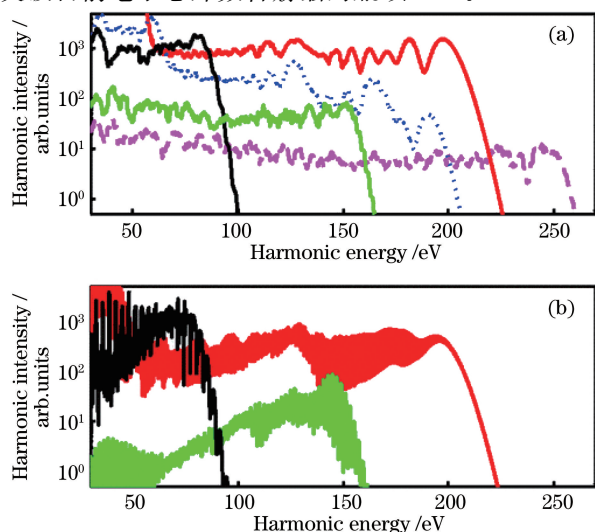


图1 利用亚周期“完美”波形驱动产生的高次谐波谱(红色)^[9]。(a)单电子模型模拟结果;(b)传播模型模拟结果

Fig. 1 High-order harmonic spectrum (red) driven by sub-periodic “perfect” waveform. (a) Single active electron calculations; (b) full propagation calculations

实现高能量亚周期光场调控依然面临着巨大的技术挑战。近年来,各国研究人员尝试采用各种线性和非线性光学技术挑战亚周期光场。在众多的方案中,多通道相干合成技术凭借其在脉冲压缩方面的灵活性,率先实现了微焦能量的亚周期激光场^[32-33]。2011年,美国麻省理工学院的Kaetner研究组率先报道了双通道亚周期相干合成激光场^[32]。同年,德国马普量子所的Goulmarks研究小组基于周期量级的飞秒钛宝石激光实现了近2 fs的三通道亚周期相干合成激光场^[33]。为了获得更短的亚周期脉冲,该小组在后续实验中增加了紫外通道,论证了实现亚飞秒超快光场的可能性^[33-34]。近年来涌现出了许多新技术,如:诱导相位调制技术^[35-38]、紫外空间相位调制技术^[39]、超宽带啁啾镜技术^[40]等,这些技术被进一步应用于实现更高能量、更短脉宽的亚周期超快光场研究中。国内有关大学和研究机构也开展了超快光场相干合成方面的研究,并取得了阶段性的成果。笔者所在的中国科学院物理研究所早在2009年就已开展了基于飞秒钛宝石激光脉冲的相干合成,并已实现了两路周期量级飞秒激光的相干合成。

围绕这一领域的重要发展,本文结合本团队的研究工作,介绍产生亚周期超快光场的主要概念和方案,特别是产生亚周期超快光场的两个关键步骤:1)高能量超倍频程连续光谱的产生和色散补偿管理;2)单路脉冲自身 CEP 和单路脉冲之间相对相位的稳定可调。本文结构如下:第二部分主要介绍如何产生超倍频程连续光谱;第三部分重点讨论超倍频程连续光谱的色散补偿管理;第四部分详细介绍如何精确控制脉冲的相对延时相位和 CEP。

2 宽带超连续光谱的产生

2.1 充气空芯波导技术

激光脉冲在时域及频域的分布遵循傅里叶变换关系。在变换极限下,激光脉冲的时域宽度越短,对应的频域光谱就越宽。图2所示为激光光谱带宽与脉宽的关系^[41],可见,要获得亚周期振荡的光场,首先要有大于倍频程的超宽带连续光谱。

扩展飞秒激光光谱的一个行之有效的技术方案是将高能量飞秒激光脉冲注入到充有稀有气体的空芯波导中,该方法由意大利激光专家 Svelto 等首先提出^[42],其原理是利用飞秒放大激光产生的自相位调制(SPM)效应实现光谱展宽。主要优点表现在:1)空芯波导增加了脉冲在气体中的有效作用距离;2)稀有气体具有较高的多光子电离阈值,空芯波导

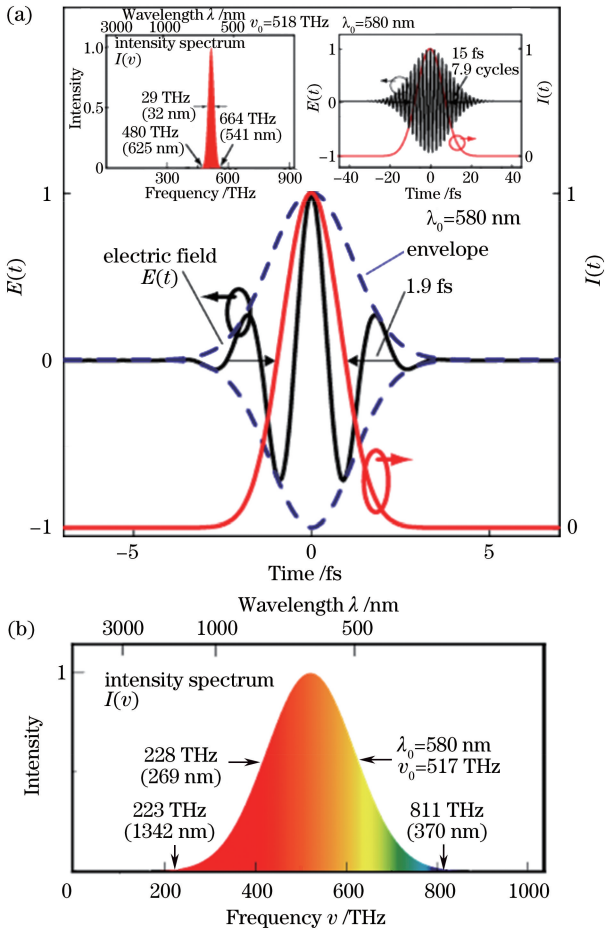


图 2 傅里叶变换极限脉冲的时域-频域关系^[41]。(a)单周期脉冲时域图(插图为多周期脉冲时域-频域图); (b)单周期脉冲频域图

Fig. 2 Time-frequency domain relationship of Fourier transform limit pulses. (a) Mono-cycle pulse in time domain (inset: multi-cycle pulse in time and frequency domain); (b) mono-cycle pulse in frequency domain

内径约几百微米,能承受更高的能量(与传统光线相比);3)稀有气体有较大的三阶非线性系数,可以通过优化波导内径和气体的类型,控制气压梯度来优化光谱展宽。

尽管目前利用单光场波导光纤的自相位调制已经可以产生超过两个倍频程的超连续光谱,如图 3 所示,但是超连续光谱的能量主要集中在入射激光中心波长(800 nm)附近。相比之下,紫外光谱的能量不到近红外光谱能量的千分之一。为了获得最短的亚周期光场,只有牺牲绝大部分的近红外光谱能量,以满足各通道光谱能量的匹配。利用双光场空芯波导的诱导相位调制(IPM),可有效地提高超宽带光场的产生效率。如果入射光场的场强相同,交叉相位调制引起的非线性相移为自相位调制的两倍,就能更有效地产生超连续光谱^[35,41]。

实现 IPM 必须满足入射光场的时域空间完全重合、入射偏振态一致的条件。通过调节两束入射光的相对强度和延时,可以精密调控超连续光谱,实现能量大于 1 mJ、傅里叶变换极限小于 1 fs 的超倍频程连续光谱,如图 4 所示。

2.2 薄片组技术

对于充气空芯波导而言,虽然可以通过适当增加芯径来提高入射激光的能量^[45-47],但过大的芯径会使空芯波导失去光波导传输的优势。2014 年,台湾清华大学的研究小组提出了一种利用薄片组实现超过一个倍频程光谱展宽(450~980 nm)的新方式,产生的超连续光谱和光斑如图 5 所示^[48]。

薄片组技术的优势在于利用多片薄片实现光谱展宽的逐片累积,同时有效避免了光束变差以及材料损伤。在入射光斑焦点附近插入薄片获得一定的光谱展宽,由于薄片的厚度小于 100 μm,当入射激光出现足以破坏薄片材料的强自聚焦现象之前已经离开薄片,发散后继续入射第二片薄片,继续累加光谱的展宽效果,如此反复使其光斑大小限制在一个较小值附近小幅振荡,等效延长了瑞利长度。基于薄片组技术,本课题组首次获得了亚毫焦量级的倍频程光谱^[49],利用长焦距透镜将放大器输出的毫焦量级飞秒激光脉冲聚焦到 0.6 mm (峰值强度 $1/e^2$

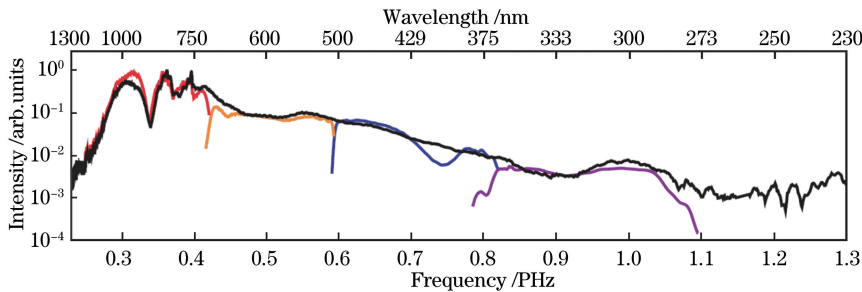


图 3 利用自相位调制产生的超连续光谱^[43]

Fig. 3 Supercontinuum generated by self-phase modulation

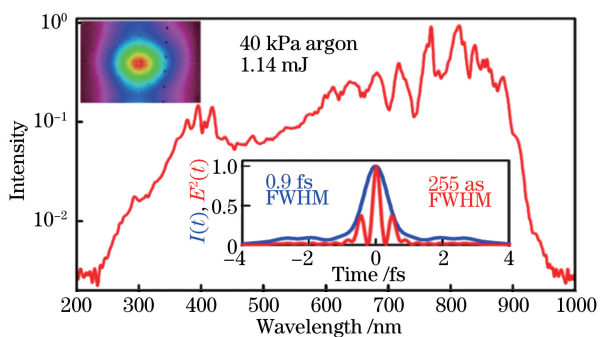


图 4 利用诱导相位调制产生的超连续光谱^[44]

Fig. 4 Supercontinuum generated by induced-phase modulation

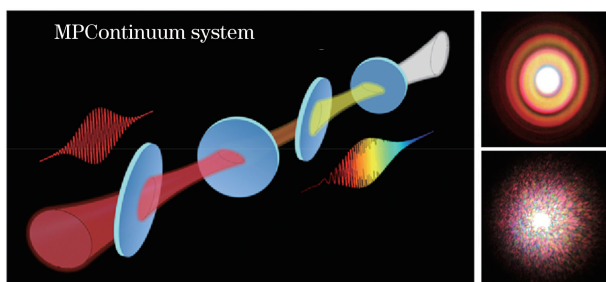


图 5 利用薄片组产生的超连续光谱和光斑^[48]

Fig. 5 Multiple-thin-plate generated femtosecond supercontinuum

处的光斑直径),经过图6(a)所示的7片呈布儒斯特角放置的熔石英薄片后,光谱展宽从450 nm增大到950 nm,超过一个倍频程,如图6(b)所示。光谱展宽后的能量为0.7 mJ,效率高达87.5%,优于空芯波导,啁啾镜压缩后的能量超过0.6 mJ,能量稳定性为0.45%。经过薄片后,出射脉冲的光束质量 M^2 基本保持不变。

2.3 光参量(啁啾)脉冲放大技术

光参量(啁啾)脉冲放大技术是一种以非线性晶体作为增益介质,以满足晶体非线性匹配条件的大能量激光作为抽运光,对小能量信号光进行放大的非线性过程。该技术具有光谱可调谐范围广(增益

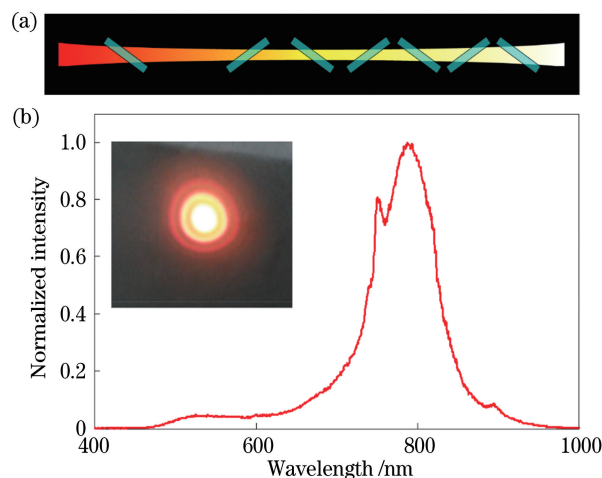


图 6 (a) 7 块熔石英薄片放置示意图及(b)激光束穿过薄片组后的展宽光谱

Fig. 6 (a) Layout diagram of seven fused silica thin plates and (b) supercontinuum after the laser beam propagated through seven fused silica thin plates (inset: the output beam profile taken at the collimating mirror; the center peak is saturated to show the structures of the rings)

带宽大)、单程增益高、无热沉积等特点,可有效地避免常规 CPA 过程中的光谱窄化效应以及放大过程中由于自发辐射的放大积累而导致的输出脉冲对比度降低^[50]。特别是,当光参量过程中的抽运光与信号光来自同一个激光种子源时(无论种子源的 CEP 是否稳定),基于差频过程产生的闲频光的 CEP 可以实现被动自稳定。利用此闲频光驱动非线性材料产生的超连续光源可以作为 CEP 稳定的种子光源被分波段多级放大。基于此方案,将 CEP 被动稳定的闲频光(2.12 μm)倍频后(1.06 μm)注入到 3 mm 厚的 YAG 晶体中可得到覆盖 500~2500 nm 的超倍频程连续光谱,如图 7(a)所示。此连续谱经过两类双色分束镜分为三束后,作为种子光分别在三个

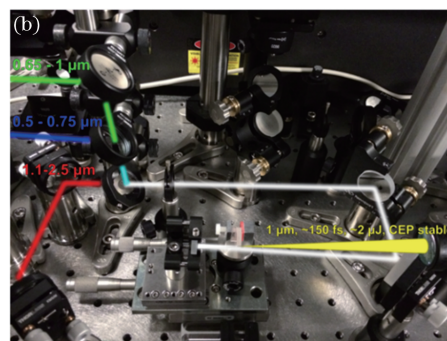
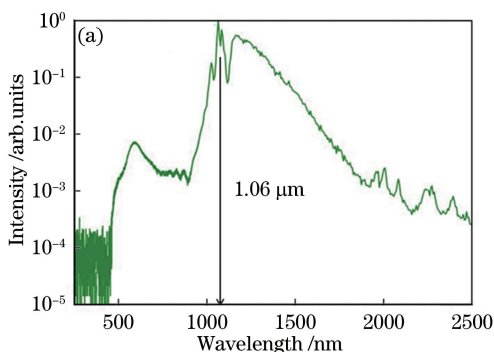


图 7 利用 CEP 自稳定的闲频光驱动 YAG 晶体产生超连续光谱白光^[2,44]。(a)超连续光谱;(b)实验光路

Fig. 7 Passively CEP-stabilized white-light seed continuum generated in a YAG crystal pumped by the CEP-stable idler pulses^[2,44]. (a) Supercontinuum spectrum; (b) photo of the experiment setup

波段通道内实现参量放大压缩,最后再相干合成为毫焦量级的亚周期光场输出^[36]。图 7(b)为此相干合成方案的光路示意图。

3 超宽带光谱色散管理技术

3.1 光栅和棱镜对技术

超宽带光谱的色散管理是产生周期量级脉冲的关键技术之一。在可见光波段,材料通常呈现出正色散,即长波的传播速度大于短波的传播速度,因此色散管理系统需要足够的负色散来实现脉冲压缩。如在具有高透过率的棱镜对系统中,第一个棱镜产生的角色散使红光相比蓝光在第二个棱镜中经历更长的路径,因此提供了负色散^[51]。利用折返镜将累计了一定负色散的被压缩连续谱反向通过棱镜对,

就可有效消除单次通过棱镜对时引入的空间色散和波前倾斜。但是对于超宽带连续光谱,棱镜对还会引入难以补偿的高阶色散,因此难以实现周期量级的脉冲压缩。同样,当光束通过平行衍射光栅对时,不同波长的光具有不同的衍射角,而且它们在光栅中的光程也不相同,长波的光程更长,延时更大,会引入足够大的二阶和三阶负色散量。对于光栅对,同样可以利用折返镜来消除被压缩连续谱的空间色散。当间距一定时,光栅对相对于棱镜对能提供更大的色散,适合引入较大的频域啁啾。由于光栅对可引入正的三阶色散,因此将棱镜对配合光栅对使用时可同时消除二阶色散和三阶色散^[52-55]。棱镜对压缩器与光栅压缩器的示意图如图 8 所示。

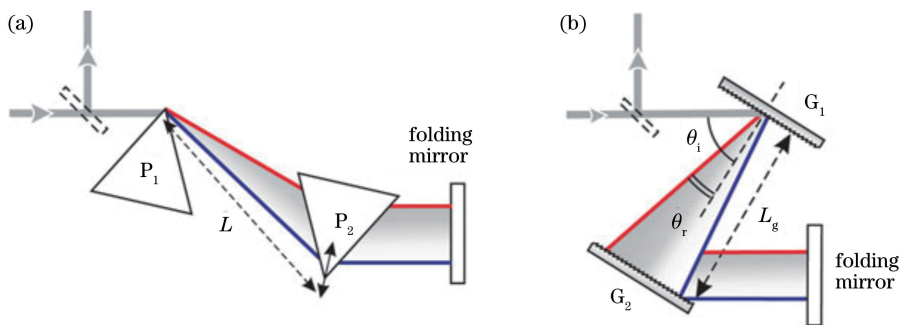


图 8 结构示意图^[2]。(a)棱镜对压缩器;(b)光栅对压缩器

Fig. 8 Structural schematics. (a) Prism pair compressor; (b) grating pair compressor

3.2 超宽带啁啾镜技术

啁啾镜是一种多层介质反射镜^[56-58],由几十层交替排布的低折射率层和高折射率层组成。通过优化设计,使层厚向基片方向增加,如图 9 所示,这样,超宽带光谱中的蓝光部分首先被反射,而红光部分则更深地穿透到多层膜中,从而获得额外的群延迟。与光栅对和棱镜对相比,啁啾镜具有损耗低、对光路不敏感、结构简单紧凑等优点,其色散几乎可以精确控制在接近一到两个倍频程^[40,59]。然而,在啁啾镜的制造过程中,对每一层厚度的公差都有非常严格的要求,只有通过离子束溅射镀膜技术才能得到符合要求的啁啾镜。此外,从单次反射中获得的负二阶色散通常很小($\approx -50 \text{ fs}^2$),因此,要实现所需的总的二阶色散,需要多次通过啁啾镜反射。

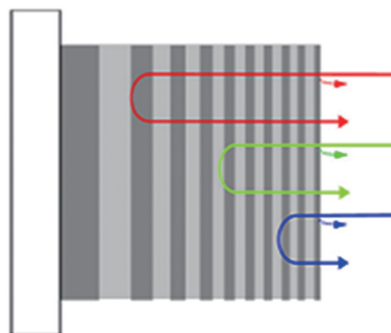


图 9 超宽带啁啾镜结构示意图^[40]

Fig. 9 Schematic structure of chirped mirror

3.3 空间光调制器

2007 年,日本科学家山下幹雄教授的研究组利用 IPM 作用产生了超倍频程连续光谱。他们凭借图 10 所示的复杂的 4-f 脉冲整形压缩系统,获得了 2.6 fs 的飞秒脉冲^[60]。从放大器出来的激光脉冲经

过分束片后被分成两束,其中的一束作为进入充气空芯波导的基频光,另一束光经过非线性光学晶体倍频后与基频光在一个双色镜中重合,并与基频光几乎同时入射到充气空芯波导中。在氙气的自相位调制和互相位调制作用下,获得了超倍频程连续光谱,再利用由光栅对和光空间调制器组成的 4-f 系统进行压缩,就得到了接近单周期的飞秒激光脉冲输出。基于 4-f 脉冲整形系统,他们还发展了许多不同的脉冲整形技术,如用柱面镜取代 4-f 系统中

的凹面镜来增大傅里叶平面上的光斑面积,以承受更高的峰值功率密度。当然,这些技术的最主要差别在于傅里叶平面上的调制器(如空间光调制器、声光调制器、可变形反射镜等),通过主动控制这些可

编程的脉冲调制器,同时结合快速脉冲测量技术和闭环反馈技术,可以进行任意给定相位和幅度的调制,从而实现对各种复杂光学系统的任意色散进行实时主动补偿管理^[60-61]。

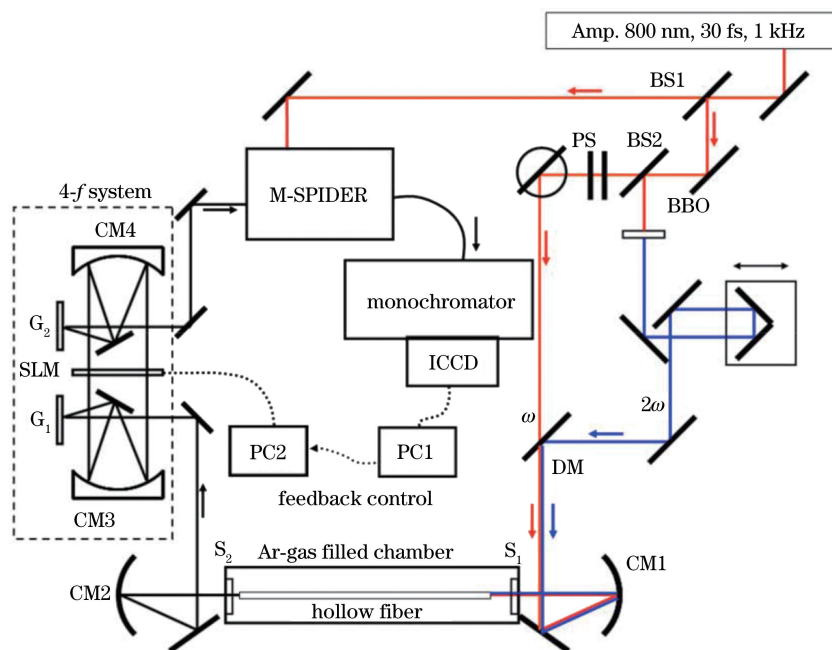


图 10 基于空间光调制器的脉冲整形系统示意图^[60]

Fig. 10 Pulse shaping system schematic based on spatial light modulator

4 亚周期光场相位控制技术

4.1 CEP 和脉冲相对相位

当每一个空间重合单路脉冲的光谱色散都被完全补偿后(即每一个单路脉冲都是周期量级的傅里叶变换极限脉冲),就可进一步讨论实现亚周期光场调控的另一个关键技术:相位控制技术。由于亚周期光场的波形极度依赖于合成单路脉冲的相位变化,所以相干合成技术的关键也就是相位控制技术。为了区别之前介绍的单个脉冲的光谱相位控制技术,这里的相位控制技术包括每一个单路脉冲自身的 CEP 和单路脉冲之间的相对相位。CEP 是载波相对于脉冲包络的相位,脉冲相对相位(REP)是相对于绝对参照系的单路脉冲包络之间的相对延迟。在研究周期量级(少周期、多周期)的超短脉冲时,由于不涉及脉冲的相干合成,因而只需要考虑 CEP 对超短脉冲电场波形的影响。只有在研究亚周期超快光场时,需要利用相干合成技术将两个或多个脉冲叠加,此时,CEP 和脉冲相对相位扮演着同等重要的角色。

图 11 所示为 CEP 和 REP 共同影响合成的电场示意图。

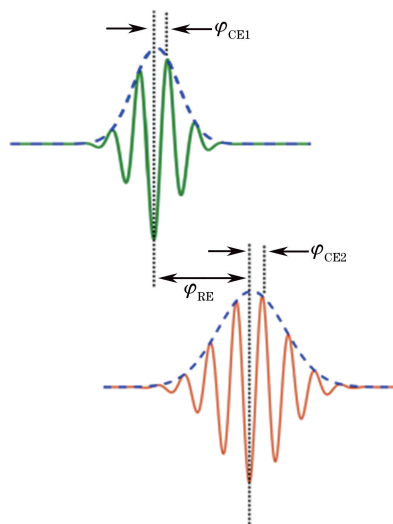


图 11 两脉冲相干合成电场示意图

Fig. 11 Synthesized electric field influenced by carrier-envelope phase and relative-envelope phase

从图 12 中可以看到,当两个单路脉冲相干合成时,只改变其中一个单路脉冲的 CEP 或 REP,合成后的亚周期脉冲的波形就会发生剧烈变化。在图 12(b)中,两个单路脉冲的延迟 REP 不变,只改变低频单路脉冲的 CEP($\pi/2$),与图 12(a)对比后可知,合成脉冲发生了剧烈的变形。这表明,为了获得稳

定的合成波形,必须要求单路脉冲的 CEP 稳定可控。但是仅仅依靠调控锁定 CEP 还远远不够。如图 12(c)所示,保持两个单路脉冲的 CEP 均不变,只改变短波长单路脉冲的相对相位约 $1/4$ 个光学周期,同样可改变脉冲相对相位后的合成波形,与原合成波形相比差异巨大。在图 12(d)中使用的两个单路脉冲的延迟相对相位不同,电场在时间为 0 时都达到最大值,这种情况下合成的脉冲相对更加接近

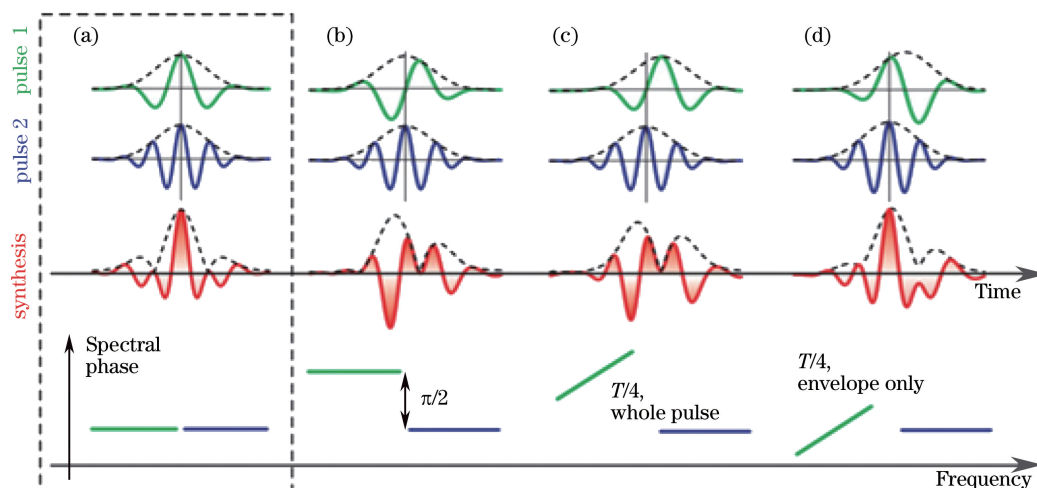


图 12 CEP 和 REP 共同影响合成的电场。(a)与最短合成波形相对应的最佳组合,并可作为其他组合的参考;(b)改变低频单路脉冲光周期的四分之一 CEP;(c)改变低频单路脉冲光周期的四分之一延迟;(d)绝对相位一致,包络相对改变四分之一光周期^[2]

Fig. 12 CEP- and REP-controlled synthesized electric fields. (a) The optimum configuration, corresponding to the shortest synthesized waveform, and being a reference for the other configurations; (b) pure CEP slip by a quarter of the optical cycle; (c) delay of the pulse by a quarter of the optical cycle; (d) pure delay of the envelope by a quarter of the optical cycle

为此,就需要用到用于控制子脉冲之间相对相位(相对延时)的平衡光学互相关技术(BOC)和光谱干涉技术。

4.2 平衡光学互相关技术

BOC 技术基于和频信号光强度与两脉冲相对相位之间存在的极其灵敏的对应关系,以镜像互相关光路中的和频光强度为参考光,再利用平衡放大光电探测器(BAP)对比消除脉冲自身强度涨落或位置漂移对和频光强度产生的微扰,通过反演参考光和被测光之间极其微弱的强度差,最终实现脉冲之间相对相位(相对延时)的精密测量,其精度可高达阿秒量级^[13]。BOC 技术的主要技术路线是将合成后的光束均分成双通道,其中一路插入反常线性色散介质(如 CaF_2),使长波部分落后于短波部分,然后对比两通道分别产生的和频信号强度差,以此来判断两束脉冲的相对延时变化。根据反演得到的相对延时信号反馈控制单路脉冲的延迟,实现单路脉

图 12(a)中最优的情况。

对比图 12(b)和图 12(c)中合成光场的波形可以发现两者极其相似。可见,无论是改变单个单路脉冲的 CEP,还是改变两个单路脉冲之间的 REP 都将影响合成脉冲的绝对相位。因此,为了获得稳定可控的任意亚周期光场波形,必须同时精确调控单路脉冲的 CEP 和单路脉冲之间的 REP,两者同等重要,缺一不可。

冲之间的 REP 锁定控制,原理如图 13 所示。

此方案中,用 CaF_2 晶体作为线性色散介质。由于 CaF_2 引入了相对延时,因此两臂中两束脉冲之间的绝对延时不一致。假设引入的延时量为 t ,存在一种情况:如果原来两脉冲之间的绝对延时为 $t/2$,通过 CaF_2 晶体后,两脉冲之间的绝对延时变为 $-t/2$,而此时两臂中两束脉冲的相对延时却是一致的,都为 $t/2$ 。只要相对延时一致,它们产生的和频信号强度就会一样。利用高速平衡光电探头(balance PD)来探测两臂的合频信号相对强度,使平衡光电探头测得的信号差为 0。若不为 0,就利用反馈电路调节压片陶瓷(PZT),将两束脉冲锁在相对延时为 $t/2$ 处。然后在合成后的输出脉冲光路中加入一定厚度的线性色散介质 CaF_2 ,使其能引入的色散量为 $t/2$,最终合成脉冲之间的相对延时为 0。这一巧妙的设计使两脉冲完全重合,达到了探测和锁定的要求,锁定精度比光谱干涉方案的锁定精度

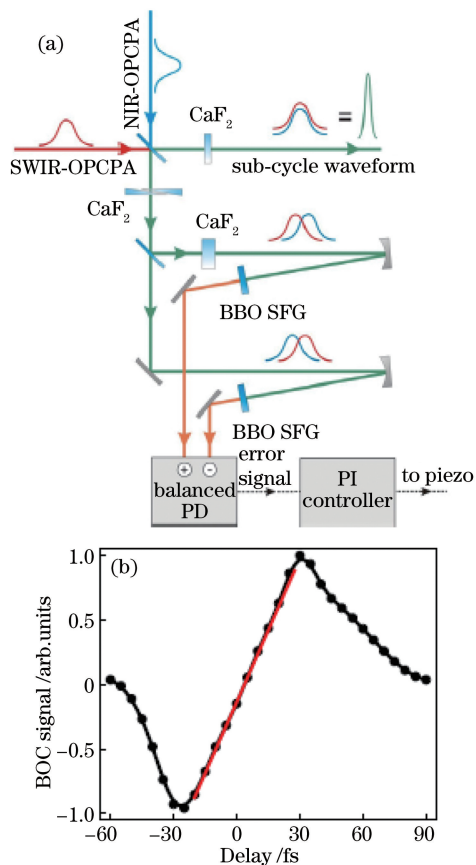


图 13 (a) BOC 方案示意图以及(b)锁定范围^[2,32]

Fig. 13 (a) BOC scheme diagram and (b) locking range 更高。

4.3 光谱干涉技术

光谱干涉技术是将相干合成的输出光进行空间上的分束,然后聚焦到三阶非线性晶体中,利用受激拉曼效应,使原来具有不同光谱成分的各个通道的光谱产生边带,在原本不重合的光谱边缘产生光谱干涉现象,原理图如图 14(a)所示。在此方案中,相干合成是 350~500 nm、500~700 nm、700~1000 nm 三个不同光谱成分通道进行合束,聚焦到熔石英片产生拉曼效应,使 350~500 nm 的短波部分与 500~700 nm 的可见光部分在 500 nm 左右形成光谱干涉现象,而 700~1000 nm 的长波部分与可见光部分在 700 nm 左右产生光谱干涉现象。通过光谱干涉条纹数可以计算出两束脉冲之间的延时,将得到的延时信息以可见光通道作为基准,反馈到另外两通道的 PZT 上,通过调节来补偿光程偏移量。当光谱干涉条纹数比较多时,说明脉冲之间比较接近,但重合度不高,如图 14(b)所示;当条纹数由多变少,直至几乎没有时,说明两脉冲完全重合,如图 14(c)所示。此方案的锁定精度能达到阿秒量级,如图 14(f)所示。

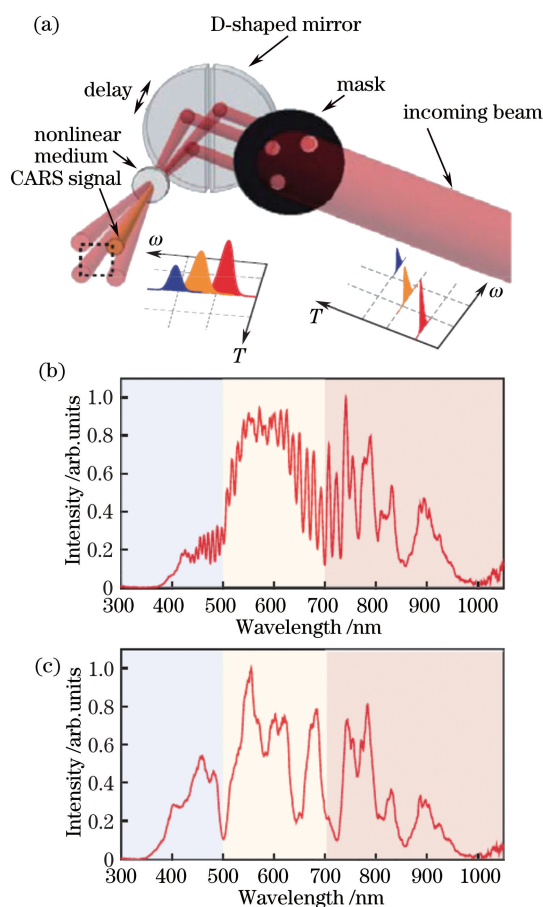


图 14 光谱干涉锁定延时原理图及精度^[33]。(a) FROG 装置示意图;(b)光谱干涉条纹;(c)超连续光谱

Fig. 14 Schematic and accuracy of spectral interference lock delay. (a) Schematic of the transient grating FROG apparatus; (b) temporal overlap to yield a single spectral fringe; (c) supercontinuum

4.4 f-2f 全相位锁定控制技术

目前国际上常见的相位测量控制装置都无法同时锁定 REP 和 CEP。为此,本课题组发明了一种能同时控制合成脉冲 REP 和 CEP 的新型 f-2f 全相位锁定技术。在首次原理性验证实验中,本课题组利用超过一个倍频程光谱的光,将长波部分的光倍频后与短波部分的光产生光谱干涉,从中同时分别提取出 REP 和 CEP 相位信息,并实现了 8 h 稳定锁定。其中,REP 小于 28 as,CEP 优于 280 mrad,如图 15 所示。

具体实验步骤如下:将两束光谱范围分别为短波(450~700 nm)和长波(650~1000 nm)的单路脉冲合成,然后经由镀金抛物面镜聚焦到 I 类相位匹配非线性光学晶体中,其中长波中的 960 nm 在非线性光学晶体中产生倍频(480 nm);利用带通滤波片(300~650 nm)将信号光与倍频光滤出后再通过

半波片(480 nm)与格兰棱镜,将基频光与倍频光的偏振态调节到同一偏振态上的分量,使其产生光谱

干涉现象。通过转动格兰棱镜来调节基频光与倍频光之间的相对强度,增强光谱干涉条纹深度。

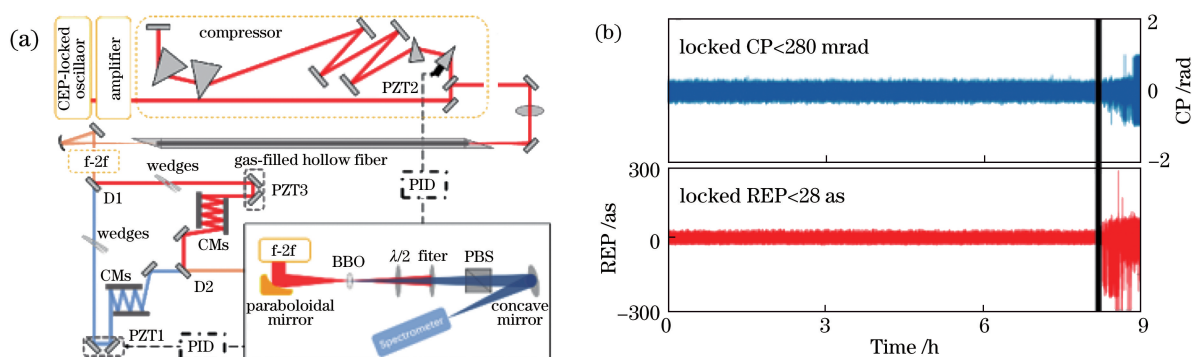


图 15 光谱干涉锁定延时的(a)原理及(b)精度

Fig. 15 (a) Schematic and (b) accuracy of spectral interference lock delay

5 结束语

产生波形稳定可控的亚周期光脉冲是超快光学研究的前沿之一。超倍频程连续光谱和相位的精确控制是实现亚周期脉冲产生的两个重要条件。由于单个激光束难以满足这些条件,因此重点讨论了超倍频程连续光谱相干合成技术中的有关关键技术和原理。作为产生孤立阿秒脉冲的“完美”驱动光源,波形可控的亚周期光场与稀有气体相互作用产生高次谐波的机制方面尚存在许多未开展研究的新内容,因此,利用亚周期光场深入探究阿秒物理对于优化阿秒脉冲的产生效率、产生更短的阿秒光源具有重要意义。

参 考 文 献

- [1] Rossi G M, Cirmi G, Fang S B, *et al.* Spectro-temporal characterization of all channels in a sub-optical-cycle parametric waveform synthesizer [C]. Conference on Lasers and Electro-Optics, 2014: SF1E.3.
- [2] Manzoni C, Mücke O D, Cirmi G, *et al.* Coherent pulse synthesis: towards sub-cycle optical waveforms [J]. Laser & Photonics Reviews, 2015, 9(2): 129-171.
- [3] Wirth A, Hassan M T, Grguras I, *et al.* Synthesized light transients [J]. Science, 2011, 334(6053): 195-200.
- [4] Krausz F, Ivanov M. Attosecond physics [J]. Reviews of Modern Physics, 2009, 81(1): 163.
- [5] Takahashi E J, Lan P F, Mücke O D, *et al.* Infrared two-color multicycle laser field synthesis for generating an intense attosecond pulse [J]. Physical Review Letters, 2010, 104(23): 233901.
- [6] Takahashi E J, Lan P, Mücke, Oliver D, *et al.* Attosecond nonlinear optics using gigawatt-scale isolated attosecond pulses [J]. Nature Communications, 2013, 4(10): 2691.
- [7] Sansone G, Poletto L, Nisoli M. High-energy attosecond light sources [J]. Nature Photonics, 2011, 5(11): 655-663.
- [8] Kolesik M, Brown J M, Moloney J V, *et al.* History-dependent effects in subcycle-waveform strong-field ionization [J]. Physical Review A, 2014, 90(3): 033414.
- [9] Chipperfield L E, Robinson J S, Tisch J W G, *et al.* Ideal waveform to generate the maximum possible electron recollision energy for any given oscillation period [J]. Physical Review Letters, 2009, 102(6): 063003.
- [10] Pérez-Hernández J A, Ciappina M F, Lewenstein M, *et al.* Beyond carbon K-edge harmonic emission using a spatial and temporal synthesized laser field [J]. Physical Review Letters, 2013, 110(5): 053001.
- [11] Jin C, Wang G L, Wei H, *et al.* Waveforms for optimal sub-keV high-order harmonics with synthesized two- or three-colour laser fields [J]. Nature Communications, 2014, 5: 4003.
- [12] Jin C, Wang G L, Le A T, *et al.* Route to optimal generation of soft X-ray high harmonics with synthesized two-color laser pulses [J]. Scientific Reports, 2015, 4: 7067.
- [13] Haessler S, Balčiunas T, Fan G, *et al.* Optimization of quantum trajectories driven by strong-field waveforms [J]. Physical Review X, 2014, 4(2): 021028.
- [14] Balogh E, Bódi B, Tosa V, *et al.* Genetic optimization of attosecond-pulse generation in light-field synthesizers [J]. Physical Review A, 2014, 90(2): 023855.

- [15] Veisz L, Rivas D, Marcus G, *et al.* Generation and applications of sub-5-fs multi-10-TW light pulses [C]. Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim (CLEOPR), 30 June-4 July 2013, Kyoto, Japan, 2013: 1-2.
- [16] Edwards M R, Platonenko V T, Mikhailova J M. Enhanced attosecond bursts of relativistic high-order harmonics driven by two-color fields[J]. Optics Letters, 2014, 39(24): 6823-6826.
- [17] Mangles S P D, Murphy C D, Najmudin Z, *et al.* Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser-plasma interactions[J]. Nature, 2004, 431(7008): 535-538.
- [18] Geddes C G R, Toth C, van Tilborg J, *et al.* High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding[J]. Nature, 2004, 431(7008): 538-541.
- [19] Faure J, Glinec Y, Pukhov A, *et al.* A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams [J]. Nature, 2004, 431(7008): 541-544.
- [20] Buck A, Nicolai M, Schmid K, *et al.* Real-time observation of laser-driven electron acceleration [J]. Nature Physics, 2011, 7(7): 543-548.
- [21] Leemans W, Gonsalves A, Mao H S, *et al.* Multi-GeV electron beams from capillary-discharge-guided subpetawatt laser pulses in the self-trapping regime [J]. Physical Review Letters, 2014, 113 (24): 245002.
- [22] Chen S, Powers N D, Ghebregziabher I, *et al.* MeV-energy X rays from inverse Compton scattering with laser-wakefield accelerated electrons[J]. Physical Review Letters, 2013, 110(15): 155003.
- [23] Corde S, Ta Phuoc K, Lambert G, *et al.* Femtosecond X rays from laser-plasma accelerators [J]. Reviews of Modern Physics, 2013, 85(1): 1-48.
- [24] Krüger M, Schenk M, Hommelhoff P. Attosecond control of electrons emitted from a nanoscale metal tip[J]. Nature, 2011, 475(7354): 78-81.
- [25] Herink G, Solli D R, Gulde M, *et al.* Field-driven photoemission from nanostructures quenches the quiver motion [J]. Nature, 2012, 483(7388): 190-193.
- [26] Piglosiewicz B, Schmidt S, Park D J, *et al.* Carrier-envelope phase effects on the strong-field photoemission of electrons from metallic nanostructures[J]. Nature Photonics, 2013, 7(11): 37-42.
- [27] Gulde M, Schweda S, Storeck G, *et al.* Ultrafast low-energy electron diffraction in transmission resolves polymer/graphene superstructure dynamics [J]. Science, 2014, 345(6193): 200-204.
- [28] Ghimire S, Dichiara A D, Sistrunk E, *et al.* Observation of high-order harmonic generation in a bulk crystal [J]. Nature Physics, 2010, 7(2): 138-141.
- [29] Mücke O D. Isolated high-order harmonics pulse from two-color-driven Bloch oscillations in bulk semiconductors [J]. Physical Review B, 2011, 84 (8): 081202.
- [30] Paasch-Colberg T, Schiffrin A, Karpowicz N, *et al.* Optical-field-induced current in dielectrics [J]. Nature, 2013, 493(7430): 70-74.
- [31] Schultze M, Bothschafter E M, Sommer A, *et al.* Controlling dielectrics with the electric field of light [J]. Nature, 2012, 493(7430): 75-78.
- [32] Huang S W, Cirmi G, Moses J, *et al.* High-energy pulse synthesis with sub-cycle waveform control for strong-field physics [J]. Nature Photonics, 2011, 5 (8): 475-479.
- [33] Hassan M T, Wirth A, Grguraš I, *et al.* Invited article: attosecond photonics: synthesis and control of light transients [J]. Review of Scientific Instruments, 2012, 83(11): 111301.
- [34] Hassan M T, Luu T T, Moulet A, *et al.* Synthesis of isolated optical attosecond pulses [C]. 2013 Conference on Lasers & Electro-Optics Europe & International Quantum Electronics Conference CLEO EUROPE/IQEC, 12-16 May 2013, Munich, Germany, 2013: 14253224.
- [35] Fang S, Yamane K, Zhu J, *et al.* Generation of sub-900- μ J supercontinuum with a two-octave bandwidth based on induced phase modulation in argon-filled hollow fiber [J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2011, 23(11): 688-690.
- [36] Fang S, Cirmi G, Chia S H, *et al.* Multi-mJ parametric synthesizer generating two-octave-wide optical waveforms [C]. Conference on Lasers & Electro-Optics Pacific Rim, 2013: 13777697.
- [37] Kärtner F X, Cirmi G, Ye H, *et al.* High-energy carrier-envelope phase-stable optical waveforms compressible to < 1 fs using induced-phase modulation in argon-filled hollow-core fiber [C]. High Intensity Lasers & High Field Phenomena, 2014: HW1C.2.
- [38] Fang S, Ye H, Cirmi G, *et al.* Above-millijoule optical waveforms compressible to sub-fs using induced-phase modulation in a neon-filled hollow-core fiber [C]. International Conference on Ultrafast Phenomena, 2014: 789-792.
- [39] Tanigawa, Sakakibara Y, Fang S B, *et al.* Spatial light modulator of 648 pixels with liquid crystal

- transparent from ultraviolet to near-infrared and its chirp compensation application [J]. *Optics Letters*, 2009, 34(11): 1696-1698.
- [40] Chia S H, Cirimi G, Fang S B, *et al.* Two-octave-spanning dispersion-controlled precision optics for sub-optical-cycle waveform synthesizers [J]. *Optica*, 2014, 1(5): 315-322.
- [41] Yamashita M, Shigekawa H, Morita R. Mono-cycle photonics and optical scanning tunneling microscopy [M]. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2005.
- [42] Nisoli M, de Silvestri S, Svelto O. Generation of high energy 10 fs pulses by a new pulse compression technique [J]. *Applied Physics Letters*, 1996, 68(20): 2793-2795.
- [43] Hassan M T, Luu T T, Moulet A, *et al.* Optical attosecond pulses and tracking the nonlinear response of bound electrons [J]. *Nature*, 2016, 530(7588): 66-70.
- [44] Mucke O D, Fang S B, Cirimi G, *et al.* Toward waveform nonlinear optics using multimillijoule sub-cycle waveform synthesizers [J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2015, 21(5): 1-12.
- [45] Bohman S, Suda A, Kanai T, *et al.* Generation of 50 fs, 50 mJ pulses at 1 kHz using hollow-fiber pulse compression [J]. *Optics Letters*, 2010, 35(11): 1887-1889.
- [46] Nagy T, Pervak V, Simon P. Optimal pulse compression in long hollow fibers [J]. *Optics Letters*, 2011, 36(22): 4422-4424.
- [47] Rothhardt J, Hädrich S, Delagnes J, *et al.* High average power near-infrared few-cycle lasers (laser photonics rev. 11(4)/2017) [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2017, 11(4): 1770041.
- [48] Lu C H, Tsou Y J, Chen H Y, *et al.* Generation of intense supercontinuum in condensed media [J]. *Optica*, 2014, 1(6): 400-406.
- [49] He P, Liu Y Y, Zhao K, *et al.* High-efficiency supercontinuum generation in solid thin plates at 0.1 TW level [J]. *Optics Letters*, 2017, 42(3): 474-477.
- [50] Dubietis A, Jonušauskas G, Piskarskas A. Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal [J]. *Optics Communications*, 1992, 88(4/5/6): 437-440.
- [51] Martinez O E, Gordon J P, Fork R L. Negative group-velocity dispersion using refraction [J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 1984, 1(10): 1003-1006.
- [52] Fork R L, Brito Cruz C H, Becker P C, *et al.* Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation [J]. *Optics Letters*, 1987, 12(7): 483-485.
- [53] Baltuška A, Wei Z Y, Pshenichnikov M S, *et al.* Optical pulse compression to 5 fs at a 1-MHz repetition rate [J]. *Optics Letters*, 1997, 22(2): 102-104.
- [54] Kane S, Squier J. Fourth-order-dispersion limitations of aberration-free chirped-pulse amplification systems [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1997, 14(5): 1237-1244.
- [55] Ricci A, Jullien A, Forget N, *et al.* Grism compressor for carrier-envelope phase-stable millijoule-energy chirped pulse amplifier lasers featuring bulk material stretcher [J]. *Optics Letters*, 2012, 37(7): 1196-1198.
- [56] Yamashita M, Torizuka K, Sato T. A chirp-compensation technique using incident-angle changes of cavity mirrors in a femtosecond pulse laser [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1987, 23(11): 2005-2007.
- [57] Szpöcs R, Spielmann C, Krausz F, *et al.* Chirped multilayer coatings for broadband dispersion control in femtosecond lasers [J]. *Optics Letters*, 1994, 19(3): 201-203.
- [58] Kärtner F X, Matuschek N, Schibli T, *et al.* Design and fabrication of double-chirped mirrors [J]. *Optics Letters*, 1997, 22(11): 831-833.
- [59] Steinmeyer G. Femtosecond dispersion compensation with multilayer coatings: toward the optical octave [J]. *Applied Optics*, 2006, 45(7): 1484-1490.
- [60] Matsubara E, Yamane K, Sekikawa T, *et al.* Generation of 26 fs optical pulses using induced-phase modulation in a gas-filled hollow fiber [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2007, 24(4): 985-989.
- [61] Garduño-Mejía J, Greenaway A H, Reid D T. Programmable spectral phase control of femtosecond pulses by use of adaptive optics and real-time pulse measurement [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2004, 21(4): 833-843.