

·特邀综述·

大科学装置的高精度定时同步技术

辛明*

天津大学电气自动化与信息工程学院, 天津 300072

摘要 精密定时已成为很多大型先进科学装置的必备技术,而定时精度是这些大型仪器实现其最终目标的关键因素。本文回顾了近年来定时技术的进展,包括不同类型的信号源(激光、微波和 X 射线脉冲)的定时测量方法,以及基于自由空间链路和光纤的大型定时同步系统。最后简单讨论了目前定时系统的主要限制因素及未来可能的研究方向。

关键词 激光光学; 定时表征; 定时同步; 锁模激光器; 自由电子激光器

中图分类号 TN249

文献标志码 A

doi: 10.3788/CJL202047.0500007

High-Precision Timing Synchronization Techniques in Large-Scale Scientific Facilities

Xin Ming*

School of Electrical and Information Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China

Abstract Precise timing has become a necessary technology for many large-scale advanced scientific facilities, and timing precision is a crucial for these instruments to achieve their ultimate goals. This study reviews recent advances in timing technologies, including timing characterization for different kinds of sources (lasers, microwaves, and X-ray pulses) and large-scale timing synchronization systems based on free-space links and optical fibers. Furthermore, the primary limitations of timing systems and the future research prospects are discussed herein.

Key words laser optics; timing characterization, timing synchronization, mode-locked lasers, free-electron lasers

OCIS codes 140.4050; 320.7110; 140.2600

1 引言

随着锁模激光器^[1]和光学频率梳^[2-3]的出现,定时(timing)测量技术的精度得到显著提高。近年来,高精度定时测量技术在现代的大型科学仪器研究中发挥着越来越重要的作用。一个典型的例子是 X 射线自由电子激光器(XFEL),其内部需要阿秒($1 \text{ as} = 10^{-18} \text{ s}$)精度的定时同步系统。目前,世界各地都在建设下一代 XFEL,包括位于德国汉堡的 European XFEL^[4]、意大利的 FERMI^[5]、瑞士的 SwissFEL^[6]、美国斯坦福的硬 X 射线自由电子激光器(LCLS)^[7]和 LCLS II^[8]、日本的 SACLA^[9],以及我国的上海软 X 射线自由电子激光装置(SXFEL)^[10-11]、上海硬 X 射线自由电子激光装置

(SHINE)等。这些大型装置的终极目标是产生极高亮度的阿秒 X 射线脉冲^[12],从而可以用具有亚原子级别时空分辨率的设备来拍摄未知的物理、化学反应过程,实现所谓分子电影^[13-14]。过去几年里,超快分子成像领域取得了重要的进展,比如在时域里观测到了分子内的电荷转移^[15],以及发现了可以在阿秒的时间尺度上改变物质化学性质的超快俄歇过程(Auger Process)^[16-17]。然而,由于缺乏阿秒精度的定时控制,分子摄像在时域存在很大的帧模糊抖动,当前的 XFEL 无法充分发挥其在分子电影应用中的潜力。为了产生亚飞秒($1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$)量级的 X 射线脉冲,需要对 XFEL 内部的所有子光源和子微波源,包括电子枪、注入激光器、线性加速器的微波参考信号、电子束压缩器、种子激光等,进行阿秒精

收稿日期: 2020-01-06; 修回日期: 2020-02-19; 录用日期: 2020-03-16

基金项目: 国家自然科学基金(61975149)、科技部重点研发计划(2019YFB2203602)

* E-mail: xinm@tju.edu.cn

度的同步。此外,为了实现阿秒精度的泵浦-探测实验,还需要对终端线站的泵浦 X 射线脉冲与激光探测脉冲之间的相对延时进行精确测量。因此,为了让这些数十亿美元的大激光设施发挥出它们的全部价值,必须实现一个可以同时同步微波、激光和 X 射线源的阿秒精度、千米量级的定时分配系统。

除了 XFEL 外,最近,超高峰值功率的激光设备也引起了全世界科学家的兴趣。例如,我国正在建设的上海超强超短激光实验装置(SULF)^[18],及欧洲的 ELI(Extreme Light Infrastructure)装置^[19]等。ELI 的目标是实现世界上第一台脉宽 10 fs、峰值功率达到艾瓦(10^{18} W)量级的激光器。这种极高强度的短脉冲源可用于激光核物理学^[20]、强子治疗、阿秒科学、强场激光物理学及许多其他跨学科研究。在这种光源内部,基于光学参量啁啾脉冲放大(OPCPA)的泵浦激光器之间需要以 ~ 10 fs 的精度进行同步。最近,研究人员又提出了一些新颖的概念来产生高功率激光。例如,2018 年诺贝尔物理学奖获得者 Mourou 等^[21]提出对上千个脉冲光纤激光器的输出进行相干合成,由此获得的强大光功率激光可以用来驱动下一代粒子加速器。为了实现这个目标,相邻光纤之间的相对相位差必须在 $\lambda/100$ 之内(λ 为激光波长),这对应于具有 10 as 精度的定时控制。

2019 年 4 月 10 日,事件视界望远镜(Event Horizon Telescope)项目成功拍摄到人类有史以来第一张黑洞照片^[22],该项目采用的是射电天文望远镜阵列技术^[23-26]。由于望远镜的角分辨率与它的工作波长成正比,与有效直径成反比,因此将望远镜做成阵列可以大大增加望远镜的有效直径,进而提高其角分辨率。但是做成阵列后,需要对每个子望远镜的接收信号进行相位关联,进而需要对所有子望远镜的定时信息进行严格同步,这样才能保证最终获得的宇宙图像的精确性。为了探索类地行星,需要获得遥远星体的表面细节,天文望远镜阵列的角分辨率至少要达到 10^{-6} "(对应于 1 光年处的 50 km 的空间分辨率)。这要求望远镜阵列工作在 THz 到光波长^[25]波段,阵列尺寸达到几百千米量级。这时,为了实现高速接收信号的精确相位关联,整个望远镜阵列需要获得飞秒甚至阿秒精度的定时同步。

总之,为了让各个先进的大科学装置实现它们的终极科学目标,需要飞秒甚至更高精度的定时技术。本文将回顾目前在大型科学仪器中使用的各种

最先进的定时技术,首先介绍针对不同信号源(激光、微波和 X 射线)的定时特性的表征方法,然后分别讨论基于自由空间链路和光纤的定时系统,最后对其未来的发展方向作一个展望。

2 定时特性表征

定时是指某个事件发生的特定时间点或时间段。定时特性表征(Timing Characterization)包括两个基本任务:定义定时和测量定时。通常,电磁波脉冲的定时信息可以通过其时间重心(COG)来定义,脉冲时间重心的表达式为

$$T_{\text{COG}} = \int_{-\infty}^{+\infty} t |E(t)|^2 dt / \int_{-\infty}^{+\infty} |E(t)|^2 dt, \quad (1)$$

式中: $E(t)$ 为脉冲的电场; t 为脉冲变化的时间。这个定义方法的优点是可以从功率测量结果中提取定时信息。与之相对,如果将定时定义为脉冲峰值位置对应的时间,则很难准确测量。对于标称周期为 T 的电磁脉冲序列, $\{T_n - nT \mid n = 1, 2, \dots\}$ 的均方根误差称为定时抖动(Timing Jitter),其中 T_n 为第 n 个脉冲的 T_{COG} 。在本章节中,将讨论不同信号源的定时抖动测量方法,包括锁模激光脉冲、微波源及 X 射线脉冲。

2.1 光-光定时

根据 Haus 和 Mecozzi 的理论模型^[27],被动固态锁模激光器的高频(例如 >100 kHz)定时抖动可以远远低于 1 fs。在过去的二十年里,人们提出了许多降低测量本底噪声的方法来揭示锁模激光器的真正定时抖动。起初,通过“直接检测法”对定时抖动进行表征:激光器的输出首先被光电探测器检测到,然后用混频器将相位噪声转换为电压幅度变化,最后通过基带功率谱得到定时抖动的频率分布^[28]。在这个方案中,由于光生载流子、载流子散射、与能量相关的空间电荷效应,以及温度波动等因素,光检测后产生的电脉冲与原始的光脉冲相比附加了很多新的噪声。这种噪声通常被称为幅度-相位(AM-PM)转化噪声^[29-30],它将定时测量精度限制在几十个飞秒。为了解决这一问题,平衡光互相关器(BOC)^[31-34]被提出,该器件是将两个光脉冲之间的延时直接转化为电压信号,对幅度-相位转化噪声具有天生的免疫力。

图 1(a)给出了单晶体 BOC 的工作原理。两个偏振正交、中心波长为 1550 nm 的光脉冲,具有初始相对延时 T_D ,被聚焦到 II 型相位匹配周期性极化的 KTiOPO_4 (PPKTP)晶体中。由于双折射效

应,两个脉冲在晶体内的传播速度不同,二者在时域内有交叠时,交叠的部分会发生非线性和频效应。产生的和频信号经二向色镜(DM)透射,被低噪声平衡光电探测器(BPD)的一个光电二极管检测到。基频的脉冲信号则被二向色镜反射,再聚焦回PPKTP晶体。在反向传播过程中产生的和频信号经一个二向色分束器(DBS)从基频信号中分离出来,被平衡光电探测器的第二个光电二极管检测到。

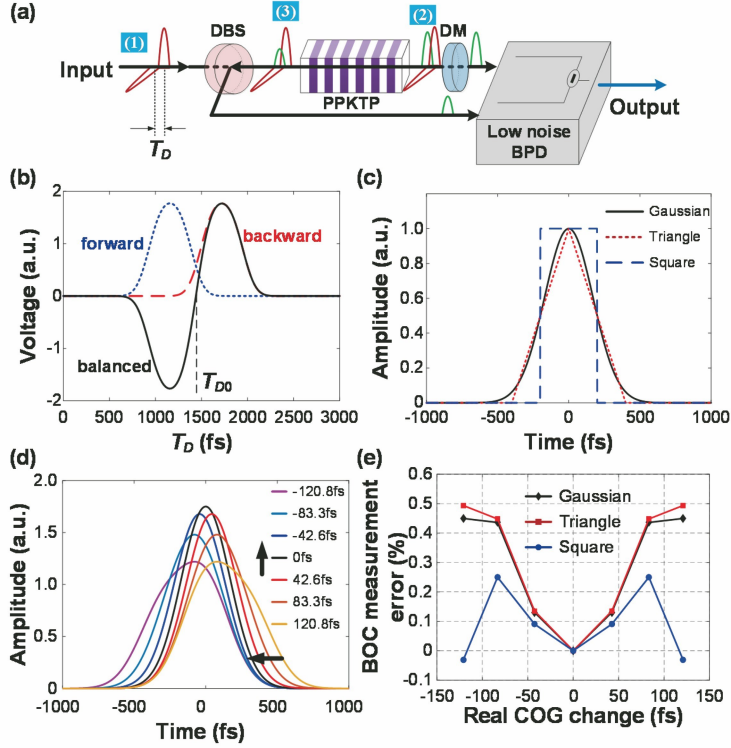


图 1 BOC 的原理及测量误差^[35]。(a)单晶体 BOC 的工作原理;(b)典型的 BOC 定时表征曲线;(c)输入脉冲 E_1 的三种包络形状;(d)输入脉冲 E_2 的 7 种能量分布,对应不同的 COG 变化;(e)对于 E_2 不同的 COG 变化,BOC 的测量误差

Fig. 1 Principle and measurement error of BOC^[35]. (a) Principle of single-crystal BOC; (b) typical BOC timing characterization curves; (c) three envelope shapes of input pulse E_1 ; (d) seven energy distributions of input pulse E_2 for different COG change; (e) calculated BOC measurement error for different COG change of E_2

在图 1(a)中,和频光相对于基频光非常微弱,如果忽略基频光因和频效应产生的损耗(Undepleted-Fundamental-Frequency Approximation),则图 1(a)中的脉冲传输过程可以通过耦合波方程来描述^[36],耦合波方程为

$$\left[\frac{\partial}{\partial z} + \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_3} \right) \frac{\partial}{\partial t} \right] E_1 = 0, \quad (2)$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial z} + \left(\frac{1}{v_2} - \frac{1}{v_3} \right) \frac{\partial}{\partial t} \right] E_2 = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} E_3 = i \frac{d_{\text{eff}} \omega_3}{n_3 c} E_1 E_2, \quad (4)$$

式中: E_1 、 E_2 和 E_3 分别为两个输入脉冲及和频信号的电场; v_j 为三个信号的群速度($j=1,2,3$); d_{eff} 为

在不同初始延时 T_D 下,两个输入脉冲在晶体内的重叠时间不同,会产生不同功率的和频信号,最终在两个光电二极管上将得到不同的电压信号。图 1 (b)中的点划线和虚线分别为不同初始延时下的前向和后向和频信号的检测电压,实线为探测器的平衡输出电压。通过平衡检测,前向、后向和频信号的共同背景噪声被消除,在曲线中间的交叉零点时间 T_{D0} 附近的定时检测灵敏度(曲线斜率)较大。

非线性系数; ω_3 为和频信号的载波角频率; n_3 为和频信号在晶体内的折射率; c 为真空中的光速。根据(2)~(4)式,前向和后向和频信号的电场分别为

$$E_3^F(t, T_D) = K \int_0^{L_c} E_1(t - k_1 z) E_2(t - k_2 z - T_D) dz, \quad (5)$$

$$E_3^B(t, T_D) = K \int_{L_c}^{2L_c} E_1(t - k_1 z) E_2(t - k_2 z - T_D) dz, \quad (6)$$

式中: $K = i\omega_3 d_{\text{eff}} / (n_3 c)$; $k_1 = 1/v_1 - 1/v_3$, $k_2 = 1/v_2 - 1/v_3$; L_c 为晶体长度。于是,可通过(7)式计

算 BOC 的输出电压:

$$V_{\text{BOC}}(T_D) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} |E_3^F(t, T_D)|^2 dt - \int_{-\infty}^{+\infty} |E_3^B(t, T_D)|^2 dt. \quad (7)$$

交叉零点 T_{D0} 处满足 $V_{\text{BOC}}(T_{D0})=0$ 。根据(1)式,改变脉冲 T_{COG} 的方法有两种:一是对整个脉冲引入延时,二是改变脉冲能量在时域内的分布。对于第一种情况,如果在脉冲 E_2 内引入一个延时 Δt ,利用(1)式、(5)~(7)式可以很容易发现脉冲 E_2 的 T_{COG} 及 BOC 的 T_{D0} 都平移了 Δt ,所以利用 BOC 可以精确地测量这一延时效应。对于第二种情况,通过将两个具有不同延时的高斯脉冲叠加,本文为脉冲 E_2 选择了 7 种不同的能量时间分布,如图 1(d)所示。图 1(d)的图例中也给出了对每个能量分布计算得到的 T_{COG} 。对于 E_1 ,本文采用三种不同的时间包络[高斯、三角波和方波,图 1(c)],然后计算脉冲 E_2 的每种能量分布和 E_1 的每一种包络经 BOC 作用后 T_{D0} 的变化(相对于 E_2 的 T_{COG} 为 0 的情况)。在图 1(e)中,与 E_2 的实际 T_{COG} 相比,BOC 测量的

T_{D0} 变化的最大相对误差仅为 0.5%。这说明 BOC 是一种高可靠性的光学定时探测器,不管是延时还是能量时间分布变化引起的输入脉冲的 T_{COG} 变化,BOC 都可以准确地测量。

图 2 所示为基于 BOC 的激光定时抖动表征与同步的典型实验设置。两个相同的激光器(主激光器和从激光器)的输出脉冲通过偏振分束器(PBS)合束后进入 BOC。通过比例积分控制器(PI)将 BOC 的输出反馈到从激光器的压电陶瓷(PZT),从而使两个激光器的重复频率锁定在一起。这一装置的实际功能主要取决于 PI 的锁定带宽和增益。锁定较松时,在锁定带宽之外的两个激光器的定时抖动将以电压信号的形式出现在 BOC 的输出端,可以通过电子频谱分析仪(ESA)对其进行分析。当锁定很紧时,从激光器的绝大部分时间抖动都跟随主激光器的时间抖动变化,从而实现了两台激光器的本地同步。使用类似图 2 的装置,利用基于 PPKTP 晶体的 BOC 对掺铒光纤锁模激光器的定时抖动进行了表征^[37-38],在激光器的奈奎斯特频率范围内,噪声基底最低可达 $10^{-12} \text{ fs}^2/\text{Hz}$ 。

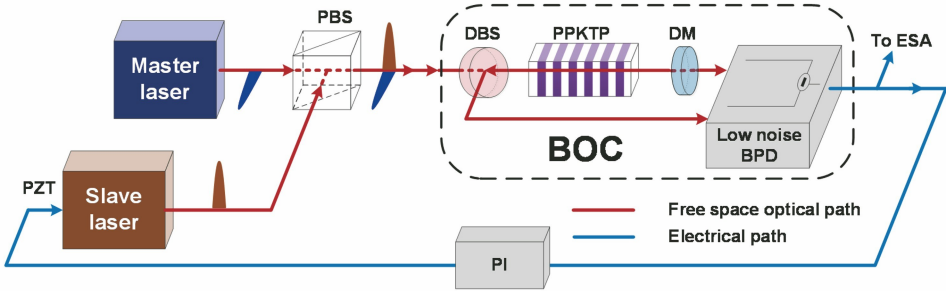


图 2 基于 BOC 的激光定时抖动表征与同步的实验设置^[35]

Fig. 2 Experimental setup for laser timing jitter characterization and synchronization based on BOC^[35]

除 PPKTP 之外,BOC 也可以通过其他非线性晶体实现,例如 BBO 晶体。通过选择合适的相位匹配角度和晶体长度,BBO 晶体可以实现不同波长信号的和频效应。因此,针对不同的应用,可以制造不同波长的 BOC,例如:单色 BOC 可以对掺铒光纤激光器^[39]及 Ti:sapphire 激光器^[40]的定时抖动进行表征;双色 BOC 则可以实现 Ti:sapphire 激光器与 1550 nm 锁模激光器的定时同步^[41-42],以及 1100~1300 nm 处的 Raman 孤子^[43]、自相位调制频谱选择光源^[44]的定时抖动特性分析。

上述 BOC 都是基于自由空间光学器件的系统,它们的定时灵敏度受限于自由空间晶体的低和频转换效率。采用集成光波导器件,可以在较长的传播距离内将光束限制在较小的横截面中,使和频转换

效率得到显著提高。与自由空间晶体相比,PPKTP 波导的和频转换效率提高了 90 倍^[45]。目前,研究人员已经使用这种技术实现了工作在 1550 nm 的集成波导 BOC^[46-47]。与自由空间 BOC 相比,在相同的输入功率下,集成波导 BOC 的定时灵敏度提高了 10 倍。

一般而言,BOC 的定时测量分辨率受限于它的本底噪声。本地噪声主要来自两个噪声源:散粒噪声和光电探测器的电子噪声。散粒噪声引起的定时抖动的功率谱密度 $S_{T,\text{shot}}^2$ 源自和频信号的光子数波动,其计算式为

$$S_{T,\text{shot}}^2 = 2eR_p P_{\text{SFG}} G^2 / V_s^2, \quad (8)$$

式中: e 为电子电荷; R_p 和 G 分别为光电探测器的响应率和跨阻增益; P_{SFG} 为和频信号的功率; V_s 为

BOC 的定时灵敏度。电子噪声引起的定时抖动的功率谱密度 $S_{T,\text{electronic}}^2$ 则由探测器的等效噪声功率 P_{NEP} 决定:

$$S_{T,\text{electronic}}^2 = (P_{\text{NEP}} R_p G / V_s)^2. \quad (9)$$

噪声对定时抖动总的贡献是二者之和:

$$S_T^2 = S_{T,\text{shot}}^2 + S_{T,\text{electronic}}^2. \quad (10)$$

图 3 给出了不同输入光功率下 BOC 的噪声基底,使用的各个参数均为实验中的典型值,具体实验参数如下:输入脉冲的脉宽为 100 fs;奈奎斯特带宽为 100 MHz;集成波导和自由空间晶体的和频转换效率分别为 $4 \times 10^{-2} \text{ W}^{-1}$ 、 $4 \times 10^{-3} \text{ W}^{-1}$;200 mW 输入功率(每个偏振方向的输入功率均为 100 mW)下,集成波导 BOC 和自由空间 BOC 的定时灵敏度分别为 60 mV/fs、6 mV/fs;平衡光电探测器的响应率为 0.6 A/W;平衡光电探测器的跨阻增益为 $1 \times 10^3 \text{ V/A}$;平衡光电探测器的等效噪声功率为 7 pW/Hz^{1/2}。对于自由空间和集成波导 BOC,低输入功率时占主导的都是电子噪声,高输入功率时则变为散粒噪声占主导。由于集成 BOC 具有更高的和频转换效率,它的噪声基底相对于自由空间情况低了 10 dB~20 dB。

通过增加输入光功率,可以不断地提高 BOC 的定时分辨率,直到达到输入脉冲自身的量子极限。根据文献[48],光脉冲序列定时抖动的标准量子极限由光脉冲内部的光子分布决定,具体表达式为

$$\langle \hat{T}^2 \rangle \geq \frac{\tau_{\text{FWHM}}^2}{N}, \quad (11)$$

式中: τ_{FWHM} 为脉冲的半峰全宽; N 为每个脉冲的平均光子数; \hat{T} 为脉冲 COG 的量子算符。当输入功率分别达到 100 mW 及 1 W 时,集成波导和自由空间 BOC 将会受限于上述标准量子极限(图 3 中虚线)。

作为 BOC 的替代方案,锁模激光器的定时抖动

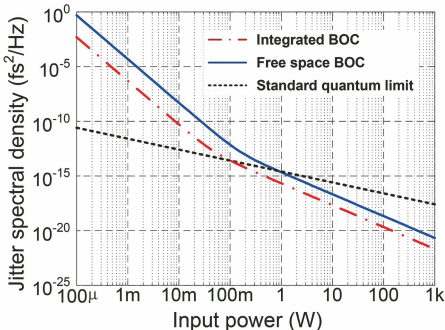


图 3 不同输入平均功率下 BOC 的噪声基底^[35]

Fig. 3 BOC noise floors at different input average powers^[35]

也可以通过基于光外差的线性光学检测方法来测量^[49-51]。在文献[50]里,两个锁模激光器的重复频率相差一个小量 Δf_R (f_R 为输入光脉冲序列的重复频率)。通过使两个激光器的长波尾和短波尾分量在光电探测器内干涉,可以得到两个射频信号:“拍频 1”和“拍频 2”。然后使这两个外差拍频信号在一个无源双平衡式混频器内正交混频,得到一个只跟 Δf_R 有关的高灵敏度鉴频信号。利用此鉴频信号,可使两个激光器松散地锁定在一起,锁定带宽之外的定时抖动可以用电子频谱分析仪测量。

文献[51]利用光纤延迟线实现了类似的光外差技术。锁模激光器的长波尾和短波尾分别和它们的延时拷贝发生干涉,经过光电探测器后得到两个外差拍频信号;将这两个信号混频,激光器载波偏移频率(Carrier Frequency Offset)被消除。利用此方法,锁模激光器的定时抖动可以在不使用其他参考激光器的情况下被直接表征出来。

利用以上方案,输入功率为 80 mW 时,定时抖动的噪声基底为 $2.8 \times 10^{-13} \text{ fs}^2/\text{Hz}$ ^[50],输入功率为 400 μW 时,噪声基底为 $2 \times 10^{-9} \text{ fs}^2/\text{Hz}$ ^[51]。与 BOC 相比,线性光学检测方案可以在低输入光功率区间获得更小的噪声基底,但是随输入功率增加,噪声基底的下降速度变慢。例如在散粒噪声限制区间,BOC 噪声基底的下降速率为 20 dB/decade,而线性检测的下降速度只有 10 dB/decade。

2.2 光-微波定时

对于单频微波信号,不能用(1)式来定义它的定时信息,但可以用相位噪声来表征其定时稳定性。此时,等效定时抖动为

$$\Delta t_{\text{RMS}}(f_1, f_2) = \frac{1}{2\pi f_c} \sqrt{\int_{f_1}^{f_2} S_\varphi(f) df}, \quad (12)$$

式中: $S_\varphi(f)$ 为信号相位波动的单边带功率谱密度; $[f_1, f_2]$ 为感兴趣的频率范围; f_c 为微波信号的载频。依据传统手段,微波信号的相位噪声可以通过将该微波信号与另一个微波标准源混频,然后分析得到的基带信号频谱来测量获得。然而,微波信号的长周期严重限制了这种方法的定时灵敏度(例如,对于 1 GHz 的微波信号,1 fs 等效时间抖动只会引起 $2\pi \times 10^{-6}$ 的弧度变化)。另一方面,由于锁模激光器可以提供极低定时抖动的超快脉冲序列,“光学辅助”的相位检测可以为微波鉴相提供更高的分辨率。在过去的十几年里,几种光学微波相位探测器已得到实验验证^[52-61]。

图 4 所示为一种自由空间耦合的平衡光-微波鉴相器(BOMPd)的结构示意图($\Delta\theta$ 为微波与输入光脉冲的相对相位差),该结构在文献[52-53]中被首次提出,在文献[54-55]中进行了改进。文献[56]则将此结构应用于 800 nm Ti:sapphire 激光器与微波源的相位检测。从锁模激光器发出的重复频率为 f_R 的光脉冲序列被分到信号、偏置、参考三个支路;功率分配由偏振分束器、半波片、四分之一波片($\lambda/4$)等器件实现,与光纤分束器相比,这些自由空间器件具有更低的热膨胀系数,可以有效地降低环境造成的长期定时漂移。每个支路中都包含一个自由空间延时平移台,相对于传统的射频移相器,平移台可

以精确地调节激光脉冲和微波的相对相位,同时不会产生反冲、微波反射和损耗。在信号支路,经过准直器和耦合器后,光脉冲序列同时沿顺时针和逆时针方向在 Sagnac 干涉仪(SGI)中传输,当光脉冲的时域宽度足够短时,SGI 的输入光功率可近似为

$$P_{in}(t) = P_a T_R \sum_{n=-\infty}^{\infty} [1 + \Delta_{RIN}(t)] \delta[t - nT_R - \Delta_J(t)], \quad (13)$$

式中: $\delta(t)$ 为狄拉克函数; $T_R = 1/f_R$ 为光脉冲序列的周期; P_a 、 $\Delta_{RIN}(t)$ 、 $\Delta_J(t)$ 分别为光脉冲序列的平均功率、功率波动和定时抖动。

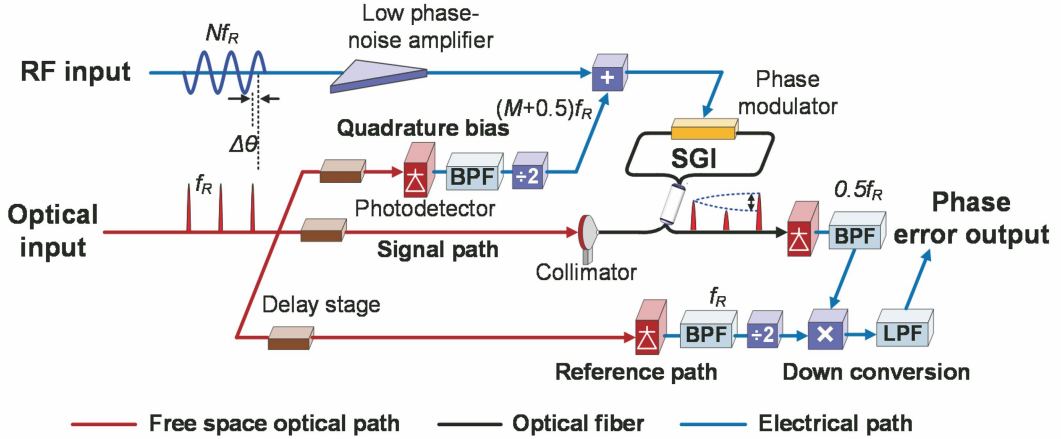


图 4 自由空间耦合平衡光-微波鉴相器示意图^[35]

Fig. 4 Schematic of free-space-coupled balanced optical-microwave phase detector^[35]

偏置支路里的光脉冲序列通过光电探测器、带通滤波器(BPF)及二分频器($\div 2$)后,可得到一个自参考的微波信号,频率为 $(M+0.5)f_R$ (M 为整数),将此偏置信号与频率 $f_0 \approx Nf_R$ 的微波输入信号一起加载到 SGI 的相位调制器上。通常 M 是一个很大的数值,加载到相位调制器上的信号的频率至少有几 GHz,如此高的频率可以保证只有当微波的行波方向与光脉冲传播方向一致时,相位调制器才能产生有效的相位调制,因此 SGI 不依赖于激光器的重复频率,与早期工作^[50-51]相比,这种偏置设计使 SGI 的鲁棒性和长期稳定性得到提高。相位调制器

的驱动信号可以表示为

$$V_{\varphi}(t) = V_0 \sin[2\pi f_0(t + \Delta t_0)] + V_b \sin[2\pi(M+0.5)f_R(t + \Delta t_b) + \Delta\varphi], \quad (14)$$

式中: V_0 和 Δt_0 为微波输入信号的幅度及定时抖动; V_b 为偏置信号的幅度; $\Delta\varphi$ 及 Δt_b 分别为光脉冲与偏置信号之间的固定相位差及相对定时抖动。为了最大化鉴相灵敏度,偏置信号需要满足的正交条件为

$$V_b \sin(\Delta\varphi) = V_{\pi}/2, \quad (15)$$

式中: V_{π} 为相位调制器的半波电压。假设微波与激光输入信号的频率被 BOMPd 锁定在一起,即 $f_0 = Nf_R$,根据(13)~(15)式,SGI 的输出光功率可表示为

$$P(t) = (1 - \alpha) P_{in}(t) \sin^2\left(\frac{\pi V_{\varphi}}{2V_{\pi}}\right) = \frac{1 - \alpha}{2} P_a T_R \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ \left[1 + \frac{\pi}{V_{\pi}} V_b \left(-\frac{\theta_b^2}{2} \sin\Delta\varphi + \theta_b \cos\Delta\varphi \right) \right] \times (1 + \Delta_{RIN}) \delta(t - nT_R) \right\} + \frac{1 - \alpha}{2} P_a T_R \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[\frac{\pi}{V_{\pi}} V_0 \theta_c (1 + \Delta_{RIN}) \delta(t - nT_R) \exp(j\pi f_R t) \right], \quad (16)$$

式中: α 为SGI的损耗; $\theta_e = 2\pi f_0(\Delta t_0 + \Delta t_j)$ 为SGI的输入光脉冲与微波输入信号间的相对相位误差; $\theta_b = 2\pi(M + 0.5)f_R \Delta t_b$ 为偏置支路的相位波动。

SGI的输出信号经过一个 $0.5f_R$ 带通滤波器后,与参考支路的信号进行频率下转换。由于 $0.5f_R$ 的频率分量只出现在(16)式右边的第二项里,偏置支路的相位波动 θ_b 不会影响频率下转化过程。因此,频率下转化之后的误差信号可表示为

$$V_e = \frac{C}{2} \frac{\pi}{V_\pi} \times$$

$$(1 - \alpha) P_a T_R V_{rp} V_0 \theta_e (1 + \Delta_{RIN}) \cos(\pi f_R \Delta t_r), \quad (17)$$

式中: V_{rp} 为参考支路射频信号的幅度; Δt_r 为参考支路与SGI支路的相对定时抖动; C 为一个与频率下转换电路有关的常数。由于频率下转化采用了最低次谐波频率 $0.5f_R$,参考支路的热致相位变化可以被降到最低。举个例子,如果 $f_R = 216$ MHz,参考支路长度变化3 mm引起的 V_e 的相对变化只有 2×10^{-5} 。类似地,通常 $\Delta_{RIN} \ll 1$,此时 V_e 对输入光功率的波动也不敏感。因此, V_e 主要由SGI输入信号及微波输入信号之间的相对相位误差 θ_e 决定。在实

表1 几种光-微波鉴相器的性能比较

Table 1 Performance comparison of several optical-microwave phase detectors

Reference	AM-PM noise	Balanced detection	Complexity	Difficulty for integration
[54-56]	No	No	Relatively high	Easy
[57-58]	Yes	Yes	Moderate	Difficult
[59]	Yes	Yes	Relatively high	Easy
[60]	Yes	Yes	Low	Easy

除了上述光-微波鉴相器的工作,最近,通过直接光电检测将定时信息精确地从光域转换到电域的相关研究也取得了重要进展。文献[62]引入了改进型Unitraveling Carrier光电探测器,在特定的偏置电压下可以实现零AM-PM转换噪声,通过使用光-微波干涉仪装置,在1 Hz频偏下测得了 $4 \text{ as}/\sqrt{\text{Hz}}$ 的光电检测定时噪声。文献[63]通过引入数字相干调制-解调系统来主动稳定光电探测器,使其可以在零AM-PM转换噪声状态下持续工作。

2.3 X射线脉冲定时

(1)式中给出的定时抖动定义同样适用于X射线脉冲。为了准确地表征X射线脉冲的定时,需要同时获得X射线脉冲的轮廓信息,以及它相对于另一个参考信号(电子束、光脉冲等)的延时信息。在过去的十几年里,XFEL输出的X射线脉冲的定时抖动表征引起了研究人员的广泛兴趣,因为这直接

实际应用中,对于SGI之前的自由空间光路可以通过隔离来降低环境变化对其的影响。综合以上技术,BOMPD可以准确检测微波和光输入信号之间的定时抖动,不会引起系统误差。

(15)式中的正交偏置条件也可以用其他方法来实现。文献[57-58]在光纤环路中引入了一个不可逆的光学相位偏置单元,它由两个法拉第旋转器和一个四分之一波片组成。沿光纤环路两个方向传播的光脉冲的偏振方向分别对准四分之一波片的慢轴和快轴,它们经过偏置单元后,便自动获得 $\pi/2$ 的相对相位差,从而可实现正交相位偏置。文献[59]中,光脉冲序列被送到双输出端口的Mach-Zehnder调制器中,通过在调制器的一个臂上施加直流偏置电压来实现 $\pi/2$ 的相位偏置。文献[60]引入了一种简单的 3×3 光纤耦合器结构,对于其中的Sagnac环路, $\pi/2$ 相位偏置条件是自动保持的。在所有这些方案中,相位误差信号都被转化为锁模激光器的基带功率变化,必须进行平衡检测先消除激光器的高平均功率,才能进行正确的鉴相,这时还必须采取措施抑制AM-PM噪声^[61]。对几种光-微波鉴相器的性能进行了比较,如表1所示。

关系到能否实现分子电影这一终极目标。本章节将讨论一些与XFEL脉冲定时有关的重要技术。

首先,在没有任何外部参考源的情况下,XFEL脉冲的表征可以通过其自身与原始电子束之间的互相关来实现^[64]。文献[64]中,美国斯坦福的LCLS采用了一种破坏辐射的双时隙箔片,电子束通过箔片时,只在两个辐射未被破坏的时隙内对FEL激射有贡献,因此产生了飞秒X射线脉冲对。在FEL波荡器的中间引入了一个磁锥,它起两个作用:去除波荡器前半部分产生的FEL微束,同时相对于X射线脉冲延迟电子束。通过研究磁锥引入的延迟与检测到的X射线脉冲强度之间的互相关曲线,可获得X射线脉冲对的脉冲间隔及每个脉冲的持续时间。这种方法的测量分辨率在亚10 fs量级^[64]。

XFEL发射脉冲相对于外部探测激光脉冲的到达时间可以采用一种非侵入性的技术来间接测量,该技术是对极端相对论电子束的周围电场做光电采

样(EOS)^[65],极端相对论电子束可以用来产生 X 射线脉冲。如果将晶体放置在电子束附近,受极端相对论电子的强电磁场影响,晶体的折射率会发生各向异性变化。这种诱导的瞬态双折射或光电效应不会影响电子束的传播。瞬态双折射发生时,通过晶体的激光的偏振态会发生旋转,因此可以用激光来探测这种效应。使用非侵入性方法,X 射线脉冲相对定时的测量精度可以优于 60 fs(均方根误差)。

文献[65]的方法只能检测出电子束与激光脉冲之间的相对延时,对电子束产生 X 射线脉冲过程中的附加定时抖动则无法分辨。文献[66]给出了一种改进的方案,激励 X 射线脉冲的电子束在波荡器末端会产生相干 THz 辐射,此方案是对相干 THz 辐射场进行 EOS。太赫兹电场与 X 射线脉冲在几飞秒的尺度上具备固有的同步性。因此,使用 EOS 将光脉冲与太赫兹电场同步时,光脉冲与 X 射线脉冲也实现了同步(在几飞秒的测量精度下)。

体折射率诱导的超快光开关效应也是表征 X 射线脉冲定时抖动的一种常见技术。X 射线被材料吸收时,通过光电离和随后的级联电离,材料的自由载流子密度发生快速变化。文献[67]中,飞秒 X 射线脉冲和探测激光脉冲同时打到 GaAs(100) 晶体上,X 射线脉冲使 GaAs 的反射率发生超快瞬态变化,利用光电探测器测量反射激光脉冲的能量,从而可逐个脉冲地测量瞬态反射率。基于检测到的反射率变化,可以获得光脉冲与 X 射线脉冲之间的初始延时,X 射线脉冲的相对定时抖动也可以得到补偿。文献[68]采用类似的方法来测量硬 X 射线脉冲和光脉冲之间的相对定时抖动。硬 X 射线脉冲透射经过 1 μm 的 Si_3N_4 薄膜,这种薄膜对 X 射线的透射率大于 90%,同时不会被 X 射线脉冲损坏。X 射线引起的薄膜透射率变化可以通过检测激光脉冲来实现,测量可以在波长域(采用啁啾宽带超连续谱激光脉冲)或空间域(为 X 射线脉冲引入掠射角)实现测量,根据测量结果可以反推出 X 射线与激光脉冲的相对定时抖动,测量均方根误差为 6 fs。

Terahertz Streaking^[69-70]是另一种 X 射线脉冲的定时表征技术。X 射线脉冲在特定媒质(比如原子气)中会放射光电子。如果将一个 THz 脉冲也加载到同一媒质中,当 X 射线脉冲与 THz 脉冲在时域重叠时,X 射线脉冲释放的光电子的动能谱密度会发生变化(Streaking),即 Terahertz Streaking。在 FEL 的泵浦-探测实验中,通过对探测激光(比如飞秒 Ti:sapphire 激光器)进行光整流(Optical

Rectification),可以获得单周期的 THz 脉冲,其定时与探测激光具备固有的同步性。首先利用 EOS 技术标定 THz 脉冲的电场,然后用 THz 脉冲对 FEL 输出的 X 射线脉冲(泵浦)进行 Terahertz Streaking,根据测量结果可以反推出 X 射线脉冲的轮廓及相对探测激光的定时抖动,测量精度在 5 fs 左右^[69]。

3 基于自由空间器件的大型定时系统

通常,定时同步系统包括以下 4 个部分:提供极稳定定时信号的定时基准源,需要同步的目标装置,测量目标装置与基准之间相对定时的定时探测器,以及将目标装置的定时和基准定时锁定在一起的控制系統。利用第 2 章介绍的各种定时表征工具,可以实现不同种类信号源之间的本地定时同步。如果目标装置的定时和基准源相距很远,则需要利用定时链路将定时信号从基准传送到目标装置。定时链路可以通过自由空间光路或光纤实现。本章首先讨论自由空间的情况。

在许多大型科学仪器中(例如 XFEL 和 ELI 设备),高功率超短脉冲激光器通常由种子振荡器、多级放大器、再生放大器及若干有源器件组成,光路长达几十米。这些组件使系统很容易出现定时漂移和抖动。在许多应用中,例如泵浦-探测实验和脉冲合成^[71-72],放大器的最终输出需要和种子振荡器输出实现光域同步^[73-77],同步过程中的相对定时抖动可以通过 BOC 测量。由于放大器最终输出的光功率很高,它和种子振荡器的输出不需要在 BOC 中共线传输,也能获得足够功率的和频信号来满足 BOC 测量精度的要求。例如,文献[74]对 Swiss FEL 的 TW 级 Ti:sapphire 激光系统进行定时校准时,系统的最终输出与种子振荡器的输出在 BOC 内的 BBO 晶体里就是非共线传输。非共线时两路信号可以同偏振方向,即 BBO 晶体可以采用 I 类相位匹配;和频光与两路输入光亦不共线,可以在空间将和频光与输入信号分离,不需采用二向色镜,这也避免了二向色镜容易被高功率激光损害的问题。文献[74]还对种子振荡器输入到 BOC 的脉冲引入啁啾,这样激光系统的最终输出的定时相对于种子振荡器的定时被转化为和频信号的波长变化,该变化通过紫外光栅之后显示为空间位移,被 CCD 相机检测,数小时内达到的定时同步精度约为 3 fs(均方根误差)。

再生放大器可以为太赫兹产生、高次谐波产生和光学参量放大器等应用提供几十毫焦的脉冲能量。根据再生放大器的固有工作原理,脉冲在放大

器内的建立时间为几微秒,相当于数百米的光路长度,这导致再生放大器对外界干扰(例如机械振动、温度波动和压力变化)很敏感。文献[75]给出了一种再生放大器的定时稳定方案,种子振荡器和再生放大器之间的相对定时抖动由BOC测量。基于再生放大器的高功率输出特点,BOC内的两个LBO晶体均工作在非共线状态。在其中一个LBO晶体之前放置了两个玻璃片,为BOC两臂引入一个相对延时,从而可以保证BOC定时响应曲线为S型。用于补偿定时抖动的光延迟线必须支持足够高的反馈带宽,以便能校正再生放大器奈奎斯特频率以内的所有定时抖动噪声。

在受到大气湍流影响的室内和室外环境下,定时信号均成功实现了长距离的自由空间传输。文献[78]使用BOC表征和抑制大气定时波动,在实验室环境下76.2 m的自由空间光路上实现了光脉冲序列的单向传输,130 h内的残留抖动为2.6 fs。文献[79]则通过一种无源相位联合校正方案将大气定时波动抵消,在52 m的户外自由空间链路上实现了光学频率梳的传输,1000 s平均时间下的频率稳定性为 6×10^{-17} 。

文献[80]实现了自由空间下光学双向时间和频率的传输。两个时钟位于不同的位置A和B,假设位置A在自己的时间零点将一个光脉冲发送给位置B。依照位置B的时钟,其测得的到达时间 $\Delta\tau_{A \rightarrow B} = T_{\text{link}} + \Delta T_{AB}$,其中 T_{link} 为A到B的路径延迟, ΔT_{AB} 为两个时钟之间的偏移。同时,B在自己的时间零点也向A发送一个光脉冲,其到达时间 $\Delta\tau_{B \rightarrow A} = T_{\text{link}} - \Delta T_{AB}$ 。将这两个到达时间相减得到时钟偏移 $\Delta T_{AB} = (\Delta\tau_{A \rightarrow B} - \Delta\tau_{B \rightarrow A})/2$,这个数值可以用来评估两个时钟之间的累积相对定时误差。 $\Delta\tau_{A \rightarrow B}$ 和 $\Delta\tau_{B \rightarrow A}$ 可以利用BOC精确测得^[81]。文献[80]采用的则是一种线性光学采样法:位于A和B的光频梳被锁相到同一光学时钟上,但是重复频率相差 Δf_R 。在每个站点,对于对方传输来的光频梳与本地的光频梳,通过外差检测可以得到一个干涉图样。根据图样的峰值位置,可以推算出两个脉冲序列之间的相对定时,定时信息的更新速率为 Δf_R 。尽管 T_{link} 在双向传输中被抵消了,但当大气湍流太强时,接收信号仍可能被湍流淹没,造成测量中断。为此,文献[80]又引入了一个转向镜(Steering Mirror)来补偿湍流引起的角度抖动。利用以上技术,在几小时内 ΔT_{AB} 的测量均方根误差为2.5 fs(采样时间100 ms)。

此光学双向传输方法随后被用于自由空间链路下各种信号源之间的远程同步。文献[82]中,两个相同的光频梳被独立地锁定在主站点和远程站点的两个光稳腔上。将第三个“传输光频梳”经过4 km的大气湍流自由空间链路从主站点发送到远程站点,并进行线性光学采样。该系统还引入了两个被伪随机序列调制的DFB激光器进行粗略的双向时间传输,来估计 T_{link} 和其他参数,再通过一个复杂的运算确定 ΔT_{AB} 。 ΔT_{AB} 表征两个光频梳的相对定时误差,通过反馈对其补偿,可以实现光频梳的远程同步。在2 d的测量时间内,两个同步之后的光频梳的定时抖动峰峰值为40 fs。类似的实验装置又被用于实现微波-光时钟的同步^[83],以及光载波相位的提取^[84]。在文献[82-83]中,绝对时延的测量精度都可以达到飞秒量级。

4 基于光纤的大型定时系统

与基于自由空间的链路相比,光纤定时链路具有更好的机械稳定性,安装也更为灵活,适合望远镜阵列和XFEL等场景。在光纤链路中传输连续波激光已被广泛用于频率计量领域^[85-88]。因为连续波没有色散或非线性效应,工作在通信波段的任意光纤链路均可用于传输连续波。文献[88]使用双向交换方案,对两条920 km的光纤链路的长度实现了 10^{-19} (35000 s平均测量时间)的分数不稳定性。链路传输连续激光时,由于连续激光本身不携带定时信息,为实现定时信息的远程传递,链路的每个终端都需要增加一个光频梳,通过将连续激光频率锁定到本地光频梳,远程光频梳锁定到传输后的连续激光频率上,最终实现定时信息的传递,这大大增加了系统的复杂度,连续波传输对于定时同步并不是很实用。另一种方法是用微波信号对连续光载波进行幅度调制后再传输^[89-90],定时信息由微波信号携带。此时,链路中的色散和非线性效应仍然可以忽略。但是,由于微波的定时分辨率很低,且光电检测时光电探测器又会引入很高的本底噪声,此方案在远程同步系统中只能提供几十飞秒的定时精度。最后一种方案是通过光纤传输超短光脉冲,下面将详细讨论这一方法。在这种方案里,通过星形拓扑的光纤链路网络将从锁模激光器(主激光器)生成的极低定时抖动的光脉冲序列(定时信号),分配给各个远端站点。由于光脉冲的带宽很大,需要仔细设计光纤链路,来减少色散、非线性等因素的影响。

4.1 光纤定时链路的稳定

图 5 所示为基于光脉冲的光纤定时链路稳定方案。该方案最早报道在文献[53, 91],使用的是 300 m 色散补偿单模光纤。由于普通单模光纤具有偏振模色散效应,链路稳定后的残留定时抖动在亚 10 fs 量级,当光纤受到严重干扰时,抖动会上升到 100 fs。随后,将单模光纤替换为保偏色散补偿光纤^[92],偏振模色散被消除,在长达 16 d 的观测时间内,1.2 km 链路的残余定时抖动降至亚飞秒量级。与保偏光纤相比,单模光纤的价格要低廉很多,在对定时精度要求并不是很严格的场景,单模光纤仍然是定时链路的首选。例如,文献[93]用 800 m 的普通单模光纤为 SwissFEL 现场铺设了定时同步系统,链路在 $[20 \mu\text{Hz}, 1 \text{MHz}]$ 内的残留定时抖动的

均方根误差为 2.6 fs,可以满足 SwissFEL 的定时需求。

在图 5 中,输入信号被分成参考脉冲和链路路径脉冲两路。参考路径需要尽可能地短(例如 4 cm),从而可以将环境噪声引入的定时误差限制到最小。链路末端有一个光纤镜,将链路脉冲的部分功率反射回去。为了确保前向和反向链路传输积累相同的定时抖动,链路脉冲在往返传播期间的偏振方向必须相同。光纤链路之前使用了一个 45° 法拉第旋转器(FR),使得链路反射脉冲相对于原始脉冲发生 90° 的偏振旋转,从而可以通过偏振分束器进入 BOC。经控制模块后,输出信号变为两路(实线);控制光纤拉伸器(FS)补偿高速噪声,并控制电动延迟线(MDL)补偿长期的环境漂移。

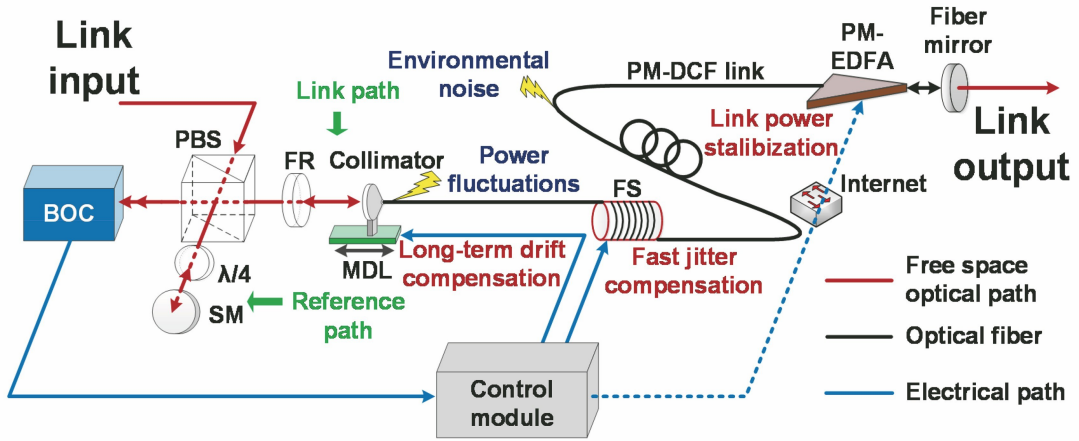


图 5 光纤定时链路稳定实验装置^[35]

Fig. 5 Experimental setup for optical fiber timing link stabilization^[35]

通过采用光纤耦合的集成 BOC^[44]、偏振分束器、法拉第旋转器、电动延迟线等器件,文献[94]实现了一个全光纤耦合的定时链路稳定系统。光纤耦合器件避免了自由空间光路的对准问题,提高了系统的易操作性与鲁棒性。但是,光纤相对于自由空间器件对环境温度更敏感,即使采用了色散补偿保偏光纤,200 h 内残留定时漂移($<1 \text{Hz}$)的均方根仍达到了 3.3 fs。文献[95]采用了改进后的集成 BOC^[47],新的 BOC 具有更高的定时灵敏度,除集成 BOC 外,其他光学器件均在自由空间中实现,28 h 内 1 Hz 以下的残余定时漂移降低到 0.75 fs。在定时链路中使用集成 BOC 的主要优势在于功率预算。使用相同的主激光器时,集成 BOC 可以支持的链路数量是自由空间 BOC 的三倍^[95]。

4.2 光纤链路诱发的定时抖动

图 5 中的电动延迟线通常需要较长的自由空间

移动距离,例如,当 3.5 km 的光纤链路温度变化 $\pm 1.5 \text{ }^\circ\text{C}$ 时,电动延迟线需要移动 10 cm 来补偿产生的定时漂移。延迟线移动不可避免地会引起光路失调,从而导致从准直器耦合到链路的光功率发生波动。理论计算^[55]表明,链路光功率的波动,会通过链路的残留二阶色散、三阶色散、自相位调制、自变陡(Self-Steeptening)效应、Raman 效应等,转化为脉冲的 T_{COG} 的变化,从而引起定时误差。对于 3.5 km 的光纤链路,当链路的功率波动为 $\pm 5\%$ 时,可以引起 $\sim 5 \text{fs}$ 的定时误差。图 5 中的控制模块输出第三个(虚线)信号时,可以通过控制保偏掺铒光纤放大器(PM-EDFA)的泵浦电流,对链路的功率波动进行补偿。

文献[55]的理论计算还表明,脉冲在光纤链路中传输时,脉冲原有的高频定时抖动也会通过色散及非线性效应得到增强。通过链路的残留二阶和三

阶色散,脉冲中心频率的波动会转化为 Gordon-Haus 定时抖动^[96]。当脉冲能量超过某个非线性阈值后,链路引起的定时抖动会急剧增长,例如:当脉冲的平均功率为 12 dBm 时,链路仅引入 0.13 fs 的抖动,而当平均功率变为 14 dBm 时,定时抖动会迅速增加到 1.4 fs。这些链路引入的高频抖动都会限制同步系统的定时精度。

4.3 基于光纤链路的远程定时同步

光纤定时链路被稳定之后,链路输出的脉冲定时信号可用于同步远端的激光器和微波源。文献[97]使用 BOC 及 3.5 km 的色散补偿保偏光纤对两台激光器进行了同步,40 h 内的定时漂移(<1 Hz)为 2.3 fs。残留定时漂移主要受限于链路中的光功率波动。文献[98]在 2.3 km 的普通单模光纤链路上实现了远程微波同步,主激光器的重复频率首先通过一个光-微波鉴相器^[57]锁定到本地微波参考源上,主激光器发出的定时脉冲信号经链路传输后,通过另一个光-微波鉴相器锁定远程压控振荡器(VCO)的输出,从而实现了本地微波源到远程 VCO 的同步。1000 s 平均时间下的频率稳定性为 7.6×10^{-18} ,稳定性的主要限制因素是光纤链路的偏振模色散导致的定时漂移。

文献[55, 99]通过抑制各种技术噪声,实现了一个阿秒精度的激光-微波远程同步网络。为抑制主激光器 10 Hz 以下的定时漂移,将其重复频率锁定到一台微波参考源上。主激光器输出的定时信号被分发到两条独立并行运行的光纤链路中,链路长度分别为 1.2 km 和 3.5 km,链路的输出分别用于

远程同步激光器和 VCO。通过精确补偿链路的残留二阶和三阶色散,一方面链路引起的 Gordon-Haus 抖动得到了抑制,同时链路输出脉冲的脉宽也被最小化,有利于提高 BOC 的信噪比。在综合考虑了光纤非线性诱发的定时抖动,以及 BOC 反馈锁定所需的信噪比两个因素的基础上,对链路传输的光功率进行了相应优化。为了消除功率波动引起的定时漂移,对链路中光纤放大器的泵浦电流进行了反馈控制。系统采用自由空间耦合的 BOMPD 进行激光-微波锁定,可以提高定时的长期稳定性。最终,远程激光同步实现的定时稳定性为 9×10^{-22} (10^5 s 平均时间),在[15 μ Hz, 1 MHz]的频率范围内,远端激光器与 VCO 的相对定时抖动为 950 as。

使用相同的 4.7 km 定时链路网络,可以实现多波长激光的远程同步^[100],不同波长激光器之间的定时抖动通过双色 BOC 检测,系统在 40 h 内的定时漂移为 0.6 fs。此外,还实现了两台微波源的远程同步^[101-102],在 10 GHz 载波下,网络的残留相位误差从 0.1 μ Hz 至 100 MHz 的积分值为 147 μ rad。对基于自由空间及光纤的各种同步系统的性能进行了比较,如表 2 所示。

最后,作为总结,给出了一个典型的 XFEL 定时同步系统,如图 6 所示,它可以使使用本文讨论的各种技术来实现。例如:通过[55, 70, 91-94]中的方法进行定时链路稳定;微波标准源与主激光器之间的同步,以及主激光器与速调管、线性加速器、电子束压缩器之间的同步通过[52-61, 70, 98, 101-102]中的方法实现;利用[41-42, 46-47, 55, 70, 97, 100]中

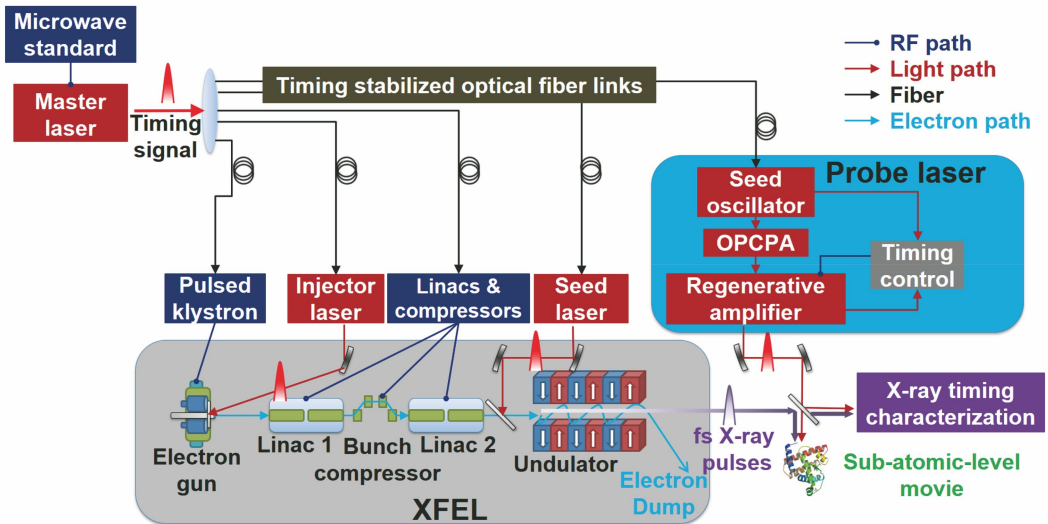


图 6 XFEL 定时同步系统^[35]

Fig. 6 Timing synchronization of XFEL^[35]

表 2 大型定时同步系统性能比较
Table 2 Performance comparison of large-scale timing synchronization systems

Reference	Function	Characteristic	Distance /m	Continuous operation time /h	Timing drift /fs
[74]	Link stabilization	Laboratory with atmospheric turbulence	76.2	130	2.6
[75]	Link stabilization	Outdoor with atmospheric turbulence	52	1.39	280
[76]	Link stabilization	Outdoor with atmospheric turbulence	2000	3	2.5
[78]	Optical-optical synchronization	Outdoor with atmospheric turbulence	4000	48	~6
[79]	Optical-microwave synchronization	Outdoor with atmospheric turbulence	4000	8	~4
[85]	Link stabilization	CW modulated by microwave	2200	60	19.4
[51]	Link stabilization	Pulse+SMF+BOC	300	72	6.4
[88]	Link stabilization	Pulse+PMF+BOC	1200	384	0.6
[89]	Link stabilization	Pulse+SMF+BOC+XFEL in field	800	13.5	2.3
[90]	Link stabilization	Pulse+PMF+all fiber coupled components	3500	200	3.3
[91]	Link stabilization	Pulse+PMF+integrated BOC	1200	28	0.75
[53]	Link stabilization	Pulse+PMF+BOC+power compensation	4700	52	0.2
[93]	Optical-optical synchronization	Pulse+PMF+BOC	3500	40	2.3
[53]	Optical-optical synchronization	Pulse+PMF+BOC+power compensation	3500	44	0.094
[96]	Multi-color optical-optical synchronization	Pulse+PMF+two-color BOC	4700	40	0.6
[94]	Microwave-microwave synchronization	Pulse+SMF+optical-microwave phase detector	2300	92	36
[96]	Optical-optical & microwave synchronization	Pulse+PMF+BOC+BOMPD+power compensation	4700	18	0.67
[97-98]	Optical-microwave & microwave synchronization	Pulse+PMF+BOC+BOMPD	4700	2.5	1.76

的方法实现主激光器到注入激光器、种子激光器及探测激光器中种子振荡器的同步；利用[73-77]中的方法实现探测激光器的种子振荡器到探测激光器的最终输出的同步；以及用[67-70]中的方法对 X 射线脉冲进行定时表征。

5 研究展望

未来升级大型定时同步系统有两个可能的方

向；提高定时分辨率，增加定时链路长度。定时同步系统的定时分辨率最终将受限于参考源、定时探测器或者链路的量子本底噪声。对于定时参考源，特别是锁模激光器，定时稳定性的提高空间已很小，因为目前定时抖动的测量值已经很接近预测的量子极限^[40,103]。

但是，要接近定时探测器的量子本底噪声，仍然还有很多工作要做。如今，各种 X 射线定时检测器

可以提供的最高分辨率都在几飞秒量级,这比光学定时检测器(例如BOC)高大约三个数量级。为了进一步获得X射线脉冲的内部细节,可能需要开发新的互相关技术,在X射线脉冲和其他信号源之间实现更有效的瞬时泵浦-探测过程,另一种可能的方案是两步互相关:首先利用X射线脉冲引起光学探测脉冲变化,然后通过光学定时探测器对探测脉冲做进一步的测量,最终获得X射线脉冲的细节。目前,光-微波鉴相器的主要噪声来自光纤和电缆的热漂移。通过将鉴相器集成在单个芯片上,可以显著降低这种噪声。根据图3,在可承受的输入功率水平下,BOC的本底噪声已经非常接近输入脉冲的标准量子极限。下一步的可能工作包括直接研究此量子极限,或者使用squeezed light^[104]来验证更低的量子极限。

降低自由空间定时链路本底噪声的最终方法是将它们置于真空或外太空,相关工作成果已经用于引力波检测^[105-106]。根据文献[35]的理论分析,要接近光纤定时链路的量子极限,链路的工作功率必须足够低(以消除非线性效应),此时,为实现链路稳定,对光学定时探测器的定时灵敏度又提出了更高的要求。

定时链路的长度最终将受限于链路的损耗。对于外太空中的定时链路,长度达到Gm量级仍然可以工作^[105]。对于光纤链路,如果无法提供定时抖动接近零的中继放大器,则经过几百千米的传输后其量子本底噪声将增加到100 as以上^[35]。

参 考 文 献

- [1] Haus H A. Mode-locking of lasers [J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2000, 6(6): 1173-1185.
- [2] Jones D J. Carrier-envelope phase control of femtosecond mode-locked lasers and direct optical frequency synthesis[J]. Science, 2000, 288(5466): 635-639.
- [3] Holzwarth R, Udem T, Hänsch T W, et al. Optical frequency synthesizer for precision spectroscopy[J]. Physical Review Letters, 2000, 85(11): 2264-2267.
- [4] Altarelli M, Brinkmann R, Chergui M, et al. XFEL: the European X-ray free-electron laser[R]. Notkestrasse, Hamburg: DESY, 2006.
- [5] Allaria E, Appio R, Badano L, et al. Highly coherent and stable pulses from the FERMI seeded free-electron laser in the extreme ultraviolet [J].

Nature Photonics, 2012, 6: 699-704.

- [6] Milne C J, Schietinger T, Aiba M, et al. SwissFEL: the swiss X-ray free electron laser [J]. Applied Sciences, 2017, 7(7): 720.
- [7] Emma P, Akre R, Arthur J, et al. First lasing and operation of an ångström-wavelength free-electron laser [J]. Nature Photonics, 2010, 4(9): 641-647.
- [8] Stohr J. Linac coherent light source II (LCLS-II) conceptual design report [R]. Washington, D. C.: USDOE Office of Science, 2011.
- [9] Huang Z R, Lindau I. SACLA hard-X-ray compact FEL [J]. Nature Photonics, 2012, 6(8): 505-506.
- [10] Zhao Z T, Wang D, Gu Q, et al. SXFEL: a soft X-ray free electron laser in China [J]. Synchrotron Radiation News, 2017, 30(6): 29-33.
- [11] Zhao Z T, Wang D, Yin L X, et al. Shanghai soft X-ray free-electron laser facility [J]. Chinese Journal of Lasers, 2019, 46(1): 0100004.
赵振堂, 王东, 殷立新, 等. 上海软 X 射线自由电子激光装置 [J]. 中国激光, 2019, 46(1): 0100004.
- [12] Prat E, Reiche S. Simple method to generate terawatt-attosecond X-ray free-electron-laser pulses [J]. Physical Review Letters, 2015, 114(24): 244801.
- [13] Kupitz C, Basu S, Grotjohann I, et al. Serial time-resolved crystallography of photosystem II using a femtosecond X-ray laser [J]. Nature, 2014, 513(7517): 261-265.
- [14] Öström H, Öberg H, Xin H, et al. Probing the transition state region in catalytic CO oxidation on Ru [J]. Science, 2015, 347(6225): 978-982.
- [15] Calegari F, Ayuso D, Trabattoni A, et al. Ultrafast electron dynamics in phenylalanine initiated by attosecond pulses [J]. Science, 2014, 346(6207): 336-339.
- [16] Son S K, Young L, Santra R. Impact of hollow-atom formation on coherent X-ray scattering at high intensity [J]. Physical Review A, 2011, 83(3): 033402.
- [17] Hau-Riege S P. Photoelectron dynamics in X-ray free-electron-laser diffractive imaging of biological samples [J]. Physical Review Letters, 2012, 108(23): 238101.
- [18] Leng Y X. Shanghai superintense ultrafast laser facility [J]. Chinese Journal of Lasers, 2019, 46(1): 0100001.
冷雨欣. 上海超强超短激光实验装置 [J]. 中国激光, 2019, 46(1): 0100001.
- [19] Mourou G, Tajima T. More intense, shorter pulses [J]. Science, 2011, 331(6013): 41-42.
- [20] Betti R, Hurricane O A. Inertial-confinement fusion

- with lasers[J]. *Nature Physics*, 2016, 12(5): 435-448.
- [21] Mourou G, Brocklesby B, Tajima T, et al. The future is fibre accelerators[J]. *Nature Photonics*, 2013, 7(4): 258-261.
- [22] Castelvechi D. Black hole pictured for first time: in spectacular detail[J]. *Nature*, 2019, 568(7752): 284-285.
- [23] Middelberg E, Bach U. High resolution radio astronomy using very long baseline interferometry[J]. *Reports on Progress in Physics*, 2008, 71(6): 066901.
- [24] Dewdney P E, Hall P J, Schilizzi R T, et al. The square kilometre array[J]. *Proceedings of the IEEE*, 2009, 97(8): 1482-1496.
- [25] Dravins D, Lagadec T, Nuñez P D. Optical aperture synthesis with electronically connected telescopes[J]. *Nature Communications*, 2015, 6: 6852.
- [26] He Y B, Baldwin K G H, Orr B J, et al. Long-distance telecom-fiber transfer of a radio-frequency reference for radio astronomy[J]. *Optica*, 2018, 5(2): 138-146.
- [27] Haus H A, Mecozzi A. Noise of mode-locked lasers[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1993, 29(3): 983-996.
- [28] Scott R P, Langrock C, Kolner B H. High-dynamic-range laser amplitude and phase noise measurement techniques[J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2001, 7(4): 641-655.
- [29] Quinlan F, Fortier T M, Jiang H, et al. Exploiting shot noise correlations in the photodetection of ultrashort optical pulse trains[J]. *Nature Photonics*, 2013, 7(4): 290-293.
- [30] Sun W L, Quinlan F, Fortier T, et al. Broadband noise limit in the photodetection of ultralow jitter optical pulses[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 113(20): 203901.
- [31] Jiang L A, Wong S T, Grein M E, et al. Measuring timing jitter with optical cross correlations[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2002, 38(8): 1047-1052.
- [32] Schibli T R, Kim J, Kuzucu O, et al. Attosecond active synchronization of passively mode-locked lasers by balanced cross correlation[J]. *Optics Letters*, 2003, 28(11): 947-949.
- [33] Kim J, Chen J, Cox J, et al. Attosecond-resolution timing jitter characterization of free-running mode-locked lasers[J]. *Optics Letters*, 2007, 32(24): 3519-3521.
- [34] Kärtner F X, Wong F, Kim J. Compact background-free balanced cross-correlators: US0045974[P]. 2010-02-05[2020-01-01]. <https://patentscope.wipo.int/search/en/detail.jsf?docId=WO2008153594>.
- [35] Xin M, Şafak K, Kärtner F X. Ultra-precise timing and synchronization for large-scale scientific instruments[J]. *Optica*, 2018, 5(12): 1564-1578.
- [36] Diels J C, Rudolph W. Ultrashort laser pulse phenomena[M]. 2nd ed. Cambridge: Academic Press, 2006.
- [37] Cox J A, Nejadmalayeri A H, Kim J, et al. Complete characterization of quantum-limited timing jitter in passively mode-locked fiber lasers[J]. *Optics Letters*, 2010, 35(20): 3522-3524.
- [38] Kim T K, Song Y J, Jung K, et al. Sub-100-as timing jitter optical pulse trains from mode-locked Er-fiber lasers[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(22): 4443-4445.
- [39] Song Y J, Kim C, Jung K, et al. Timing jitter optimization of mode-locked Yb-fiber lasers toward the attosecond regime[J]. *Optics Express*, 2011, 19(15): 14518-14525.
- [40] Benedick A J, Fujimoto J G, Kärtner F X. Optical flywheels with attosecond jitter[J]. *Nature Photonics*, 2012, 6(2): 97-100.
- [41] Şafak K, Xin M, Zhang Q, et al. Jitter analysis of timing-distribution and remote-laser synchronization systems[J]. *Optics Express*, 2016, 24(19): 21752-21766.
- [42] Li H, Chen L J, Cheng H P H, et al. Remote two-color optical-to-optical synchronization between two passively mode-locked lasers[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(18): 5325-5328.
- [43] Zhou G J, Xin M, Kaertner F X, et al. Timing jitter of Raman solitons[J]. *Optics Letters*, 2015, 40(21): 5105-5108.
- [44] Hua Y, Zhou G J, Liu W, et al. Tightly synchronized two-color femtosecond source based on low-noise SPM-enabled spectral selection[C] // *Conference on Lasers and Electro-Optics*, May 13-18, 2018, San Jose, California. Washington, D. C.: OSA, 2018: JTh2A.162.
- [45] Nejadmalayeri A H, Wong F N C, Roberts T D, et al. Guided wave optics in periodically poled KTP: quadratic nonlinearity and prospects for attosecond jitter characterization[J]. *Optics Letters*, 2009, 34(16): 2522-2524.
- [46] Callahan P T, Safak K, Battle P, et al. Fiber-coupled balanced optical cross-correlator using PPKTP waveguides[J]. *Optics Express*, 2014, 22(8): 9749-9758.

- [47] Jones B, Hawthorne T, Battle P, et al. Development of a waveguide-based optical cross-correlator for attosecond timing synchronization[C] // International Conference on Ultrafast Optics (UFO XI). [S.l.: s.n.], 2017.
- [48] Giovannetti V, Lloyd S, MacCone L. Quantum-enhanced positioning and clock synchronization[J]. *Nature*, 2001, 412(6845): 417-419.
- [49] Chen Y F, Jiang J, Jones D J. Remote distribution of a mode-locked pulse train with sub 40-as jitter [J]. *Optics Express*, 2006, 14(25): 12134-12144.
- [50] Hou D, Lee C C, Yang Z, et al. Timing jitter characterization of mode-locked lasers with $<1 \text{ zs}/\sqrt{\text{Hz}}$ resolution using a simple optical heterodyne technique[J]. *Optics Letters*, 2015, 40(13): 2985-2988.
- [51] Kwon D, Jeon C G, Shin J, et al. Reference-free, high-resolution measurement method of timing jitter spectra of optical frequency combs [J]. *Scientific Reports*, 2017, 7: 40917.
- [52] Kim J, Kärtner F X, Ludwig F. Balanced optical-microwave phase detectors for optoelectronic phase-locked loops [J]. *Optics Letters*, 2006, 31(24): 3659-3661.
- [53] Kim J, Cox J A, Chen J, et al. Drift-free femtosecond timing synchronization of remote optical and microwave sources [J]. *Nature Photonics*, 2008, 2(12): 733-736.
- [54] Peng M Y, Kalaydzhyan A, Kärtner F X. Balanced optical-microwave phase detector for sub-femtosecond optical-RF synchronization[J]. *Optics Express*, 2014, 22(22): 27102-27111.
- [55] Xin M, Şafak K, Peng M Y, et al. Attosecond precision multi-kilometer laser-microwave network [J]. *Light: Science & Applications*, 2017, 6(1): e16187.
- [56] Şafak K, Cheng H P H, Dai A, et al. Balanced optical-microwave phase detector for 800-nm pulsed lasers with sub-femtosecond resolution[C] // 39th Free Electron Laser Conference (FEL). [S. l.]: JACoW Publishing, 2019.
- [57] Jung K, Kim J. Subfemtosecond synchronization of microwave oscillators with mode-locked Er-fiber lasers[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(14): 2958-2960.
- [58] Yang H, Han B, Shin J, et al. 10-fs-level synchronization of photocathode laser with RF-oscillator for ultrafast electron and X-ray sources [J]. *Scientific Reports*, 2017, 7: 39966.
- [59] Endo M, Shoji T D, Schibli T R. High-sensitivity optical to microwave comparison with dual-output Mach-Zehnder modulators [J]. *Scientific Reports*, 2018, 8: 4388.
- [60] Jeon C G, Na Y J, Lee B W, et al. Simple-structured, subfemtosecond-resolution optical-microwave phase detector [J]. *Optics Letters*, 2018, 43(16): 3997-4000.
- [61] Lessing M, Margolis H S, Brown C T A, et al. Suppression of amplitude-to-phase noise conversion in balanced optical-microwave phase detectors [J]. *Optics Express*, 2013, 21(22): 27057-27062.
- [62] Baynes F, Quinlan F, Fortier T, et al. Attosecond timing in optical-to-electrical conversion[J]. *Optica*, 2014, 2(2): 141-146.
- [63] Bouchand R, Nicolodi D, Xie X P, et al. Accurate control of optoelectronic amplitude to phase noise conversion in photodetection of ultra-fast optical pulses[J]. *Optics Express*, 2017, 25(11): 12268-12281.
- [64] Ding Y, Decker F J, Emma P, et al. Femtosecond X-ray pulse characterization in free-electron lasers using a cross-correlation technique [J]. *Physical Review Letters*, 2012, 109(25): 254802.
- [65] Cavalieri A L, Fritz D M, Lee S H, et al. Clocking femtosecond X rays [J]. *Physical Review Letters*, 94(11): 114801.
- [66] Tavella F, Stojanovic N, Geloni G, et al. Few-femtosecond timing at fourth-generation X-ray light sources[J]. *Nature Photonics*, 2011, 5(3): 162-165.
- [67] Gahl C, Azima A, Beye M, et al. A femtosecond X-ray/optical cross-correlator [J]. *Nature Photonics*, 2008, 2(3): 165-169.
- [68] Harmand M, Coffee R, Bionta M R, et al. Achieving few-femtosecond time-sorting at hard X-ray free-electron lasers [J]. *Nature Photonics*, 2013, 7(3): 215-218.
- [69] Grguraš I, Maier A R, Behrens C, et al. Ultrafast X-ray pulse characterization at free-electron lasers [J]. *Nature Photonics*, 2012, 6(12): 852-857.
- [70] Schulz S, Grguraš I, Behrens C, et al. Femtosecond all-optical synchronization of an X-ray free-electron laser[J]. *Nature Communications*, 2015, 6: 5938.
- [71] Fang S B, Wei Z Y. Sub-optical-cycle coherent waveform synthesis[J]. *Acta Optica Sinica*, 2019, 39(1): 0126006.
- [72] 方少波, 魏志义. 亚周期超快光场相干合成技术 [J]. *光学学报*, 2019, 39(1): 0126006.
- [72] Ge A C, Liu B W, Chen W, et al. Effects of parent pulse parameters on quality of femtosecond pulse coherent synthesis [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2019, 46(5): 0505028.

- 葛爱晨, 刘博文, 陈伟, 等. 父脉冲参数对飞秒脉冲相干合成质量的影响[J]. 中国激光, 2019, 46(5): 0508028.
- [73] Cinquegrana P, Cleva S, Demidovich A, et al. Optical beam transport to a remote location for low jitter pump-probe experiments with a free electron laser [J]. *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams*, 2014, 17(4): 040702.
- [74] Csatari Divall M, Mutter P, Divall E J, et al. Femtosecond resolution timing jitter correction on a TW scale Ti:sapphire laser system for FEL pump-probe experiments[J]. *Optics Express*, 2015, 23(23): 29929-29939.
- [75] Casanova A, D'Acremont Q, Santarelli G, et al. Ultrafast amplifier additive timing jitter characterization and control [J]. *Optics Letters*, 2016, 41(5): 898-900.
- [76] Pergament M, Palmer G, Kellert M, et al. Versatile optical laser system for experiments at the European X-ray free-electron laser facility [J]. *Optics Express*, 2016, 24(26): 29349-29359.
- [77] Valente S, Calendron A L, Meier J, et al. Timing stabilization of solid-state, Yb-based laser system [C] // *Conference on Lasers and Electro-Optics*, May 13-18, 2018, San Jose, California. Washington, D.C.: OSA, 2018: JTh2A. 140.
- [78] Kang J, Shin J, Kim C, et al. Few-femtosecond-resolution characterization and suppression of excess timing jitter and drift in indoor atmospheric frequency comb transfer[J]. *Optics Express*, 2014, 22(21): 26023-26031.
- [79] Sun F Y, Hou D, Zhang D N, et al. Femtosecond-level timing fluctuation suppression in atmospheric frequency transfer with passive phase conjunction correction[J]. *Optics Express*, 2017, 25(18): 21312-21320.
- [80] Giorgetta F R, Swann W C, Sinclair L C, et al. Optical two-way time and frequency transfer over free space[J]. *Nature Photonics*, 2013, 7(6): 434-438.
- [81] Lee J, Kim Y J, Lee K, et al. Time-of-flight measurement with femtosecond light pulses [J]. *Nature Photonics*, 2010, 4(10): 716-720.
- [82] Deschênes J D, Sinclair L C, Giorgetta F R, et al. Synchronization of distant optical clocks at the femtosecond level[J]. *Physical Review X*, 2016, 6(2): 021016.
- [83] Bergeron H, Sinclair L C, Swann W C, et al. Tight real-time synchronization of a microwave clock to an optical clock across a turbulent air path[J]. *Optica*, 2016, 3(4): 441-447.
- [84] Sinclair L C, Bergeron H, Swann W C, et al. Comparing optical oscillators across the air to milliradians in phase and 10^{-17} in frequency [J]. *Physical Review Letters*, 2018, 120(5): 050801.
- [85] Coddington I, Swann W C, Lorini L, et al. Coherent optical link over hundreds of metres and hundreds of terahertz with subfemtosecond timing jitter[J]. *Nature Photonics*, 2007, 1(5): 283-287.
- [86] Foreman S M, Ludlow A D, de Miranda M H G, et al. Coherent optical phase transfer over a 32-km fiber with 1 s instability at 10^{-17} [J]. *Physical Review Letters*, 2007, 99(15): 153601.
- [87] Lopez O, Amy-Klein A, Lours M, et al. High-resolution microwave frequency dissemination on an 86-km urban optical link[J]. *Applied Physics B*, 2010, 98(4): 723-727.
- [88] Predehl K, Grosche G, Raupach S M F, et al. A 920-kilometer optical fiber link for frequency metrology at the 19th decimal place [J]. *Science*, 2012, 336(6080): 441-444.
- [89] Wilcox R, Byrd J M, Doolittle L, et al. Stable transmission of radio frequency signals on fiber links using interferometric delay sensing [J]. *Optics Letters*, 2009, 34(20): 3050-3052.
- [90] Glownia J M, Cryan J, Andreasson J, et al. Time-resolved pump-probe experiments at the LCLS[J]. *Optics Express*, 2010, 18(17): 17620-17630.
- [91] Kim J, Chen J, Zhang Z, et al. Long-term femtosecond timing link stabilization using a single-crystal balanced cross correlator[J]. *Optics Letters*, 2007, 32(9): 1044-1046.
- [92] Peng M Y, Callahan P T, Nejadmalayeri A H, et al. Long-term stable, sub-femtosecond timing distribution via a 12-km polarization-maintaining fiber link: approaching 10^{-21} link stability [J]. *Optics Express*, 2013, 21(17): 19982-19989.
- [93] Şafak K, Cheng H P H, Dai A N, et al. Single-mode fiber based pulsed-optical timing link with few-femtosecond precision in SwissFEL [C] // *Conference on Lasers and Electro-Optics*, May 5-10, 2019, San Jose, California. Washington, D.C.: OSA, 2019: JTh2A.100.
- [94] Şafak K, Xin M, Callahan P T, et al. All fiber-coupled, long-term stable timing distribution for free-electron lasers with few-femtosecond jitter[J]. *Structural Dynamics*, 2015, 2(4): 041715.
- [95] Xin M, Şafak K, Peng M Y, et al. Sub-femtosecond precision timing synchronization systems [J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated*

- Equipment, 2018, 907: 169-181.
- [96] Gordon J P, Haus H A. Random walk of coherently amplified solitons in optical fiber transmission [J]. Optics Letters, 1986, 11(10): 665-667.
- [97] Xin M, Şafak K, Peng M Y, et al. One-femtosecond, long-term stable remote laser synchronization over a 35-km fiber link [J]. Optics Express, 2014, 22(12): 14904-14912.
- [98] Jung K, Shin J, Kang J, et al. Frequency comb-based microwave transfer over fiber with 7×10^{-19} instability using fiber-loop optical-microwave phase detectors [J]. Optics Letters, 2014, 39(6): 1577-1580.
- [99] Xin M, Safak K, Peng M Y, et al. Breaking the femtosecond barrier in multi-kilometer timing synchronization systems [J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2017, 23(3): 97-108.
- [100] Şafak K, Xin M, Peng M Y, et al. Synchronous multi-color laser network with daily sub-femtosecond timing drift [J]. Scientific Reports, 2018, 8: 11948.
- [101] Wang W T, Kalaydzhyan A, Şafak K, et al. High precision synchronization of a large-scale microwave network over stabilized fiber links [C] // Conference on Lasers and Electro-Optics, June 5-10, 2016, San Jose, California. Washington, D.C.: OSA, 2016: SM4H. 5.
- [102] Kalaydzhyan A, Peng M Y, Xin M, et al. Optical-to-microwave synchronization with sub-femtosecond daily drift [C] // 2016 European Frequency and Time Forum (EFTF), April 4-7, 2016, York, United Kingdom. New York: IEEE, 2016: 7477846.
- [103] Kim H, Qin P, Song Y J, et al. Sub-20-attosecond timing jitter mode-locked fiber lasers [J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2014, 20(5): 260-267.
- [104] Carter S J, Drummond P D, Reid M D, et al. Squeezing of quantum solitons [J]. Physical Review Letters, 1987, 58(18): 1841-1844.
- [105] Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. Observation of gravitational waves from a binary black hole merger [J]. Physics Review Letters, 2016, 116(6): 061102.
- [106] Amaro-Seoane P, Aoudia S, Babak S, et al. Low-frequency gravitational-wave science with eLISA/NGO [J]. Classical and Quantum Gravity, 2012, 29(12): 124016.