

# 基于微扰的全反射式超短脉冲全光时域采样技术\*

夏宇峰<sup>1)2)#</sup> 吴阳一凡<sup>1)2)#</sup> 黄沛<sup>1)2)†</sup> 邹汝成<sup>1)2)3)</sup> 吴国伟<sup>1)2)</sup>  
刘奔<sup>1)2)</sup> 袁浩<sup>1)2)</sup> 刘阳阳<sup>3)</sup> 曹华保<sup>1)2)</sup> 付玉喜<sup>1)2)‡</sup>

1) (中国科学院西安光学精密机械研究所, 超快光科学与技术全国重点实验室, 阿秒科学与技术研究中心, 西安 710119)

2) (中国科学院大学, 北京 100049)

3) (华中科技大学光学与电子信息学院, 武汉 430074)

(2025年12月7日收到; 2025年12月31日收到修改稿)

超短激光脉冲作为产生阿秒脉冲与探索微观世界的研究工具, 其时域特性的完全表征尤为重要. 本文提出了一种基于微扰的全反射式共线超短脉冲全光时域采样技术, 其基本过程是使用共线内外镜将待测光束分为两束, 其中内镜尺寸较大, 反射的脉冲能量较高, 作为驱动脉冲, 而外镜反射的脉冲能量较低, 作为微扰脉冲. 将驱动脉冲和微扰脉冲一起聚焦到空气中产生三次谐波. 内镜固定在电控位移台上, 通过调节内镜与外镜的相对延时, 测量不同延时下的三次谐波强度, 结合傅里叶变换算法即可获得脉冲的频域信息和时域包络宽度. 利用该方案测量了钛宝石激光器的脉冲宽度, 并与常用的瞬态光栅频率分辨光学选通技术 (transient-grating frequency-resolved optical gating, TG-FROG) 测量结果进行比较, 所得结果基本一致. 本文提出的全反射式共线超短脉冲全光时域采样技术结构简单, 稳定性好, 适用于可见到中红外波段的超短脉冲脉宽测量.

**关键词:** 飞秒脉冲, 频率分辨光学开关, 脉冲测量

**DOI:** 10.7498/aps.75.20251673

**CSTR:** 32037.14.aps.75.20251673

## 1 引言

自20世纪90年代以来, 超短激光脉冲技术取得了突飞猛进的发展. 当前, 激光脉冲的峰值功率已突破拍瓦量级<sup>[1]</sup>( $10^{15}$  W), 峰值功率密度达到 $10^{22}$  W/cm<sup>2</sup><sup>[2]</sup>, 时间宽度可控制在几个<sup>[3,4]</sup>甚至单个光学周期<sup>[5-7]</sup>以内. 在此背景下, 无论对于超快激光技术本身的发展, 还是其在物理、化学、生物和材料等前沿领域的应用, 激光脉冲时域特性的精确测量都显得尤为重要. 通过高精度的时域测量, 使得直接观察电荷迁移<sup>[8]</sup>、光电发射延迟<sup>[9-11]</sup>和半

导体带隙动力学<sup>[12]</sup>等“看不见”的超快过程成为可能, 为深入理解物质世界的基本规律提供了强有力的实验手段.

超短脉冲, 尤其是飞秒乃至阿秒量级的脉冲, 其持续时间已远小于电子探测器的响应时间, 因此难以直接获得脉冲的宽度, 相位等关键信息. 面对这一挑战, 研究人员发展了多种脉冲宽度测量技术. 目前, 超短脉冲的测量方法主要分为频域测量与时域测量两大类.

频域测量技术通过测量非线性过程的光谱信息, 结合反演计算重建其时域波形, 典型的频域测量技术有频率分辨光学选通<sup>[13-18]</sup> (frequency-

\* 国家自然科学基金 (批准号: 92250303, 62175256, 92050107)、中国科学院稳定支持基础研究领域青年团队计划 (批准号: YSBR-091)、陕西省科技新星 (批准号: 2025ZC-KJXX-118)、陕西省自然科学基金 (批准号: 2024JC-YBMS-488) 和陕西省创新能力支撑计划 (批准号: 2025KJ-JKRC-18) 资助的课题.

# 同等贡献作者.

† 通信作者. E-mail: huangpei@opt.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: fuyuxi@opt.ac.cn

resolved optical gating, FROG) 和自参考光谱相干电场重建<sup>[19-22]</sup>(self-referencing spectral phase interferometry for direct electric reconstruction, SPIDER) 等. 目前已用于 FROG 的非线性过程包括偏振门<sup>[14]</sup>、二次谐波<sup>[15]</sup>(second-harmonic generation, SHG)、自衍射<sup>[16]</sup>(self-diffraction, SD)、三次谐波<sup>[17]</sup>(third-harmonic generation, THG) 和瞬态光栅<sup>[18]</sup>(transient-grating, TG) 等, 已用于 SPIDER 的非线性过程包括 SHG<sup>[20]</sup>、SD<sup>[21]</sup>、差频<sup>[22]</sup>等. 频域测量方法已广泛应用于多周期至少周期激光脉冲的测量, 但在测量宽光谱单周期脉冲时仍面临挑战, 主要受限于在非非线性过程中, 相位匹配带宽需达到一个倍频程及以上<sup>[23,24]</sup>. 此外, 频域测量的准确度依赖于反迭代算法<sup>[25]</sup>, 对于具有复杂光谱结构的脉冲, 这些算法容易陷入局部收敛, 导致反演结果失真. 更为重要的是, 频域方法无法直接获取载波包络相位 (carrier envelope phase, CEP), 因而不能完整表征激光脉冲的瞬时电场波形. 相较之下, 时域测量技术则直接对脉冲进行采样, 其典型代表包括阿秒条纹相机<sup>[26]</sup>和微扰隧穿电离时域电场测量法<sup>[27,28]</sup>, 已被证明在超宽带少周期脉冲测量中具有良好的适用性. 此外, 这类方法对脉冲的 CEP 极其敏感, 可以直接获得脉冲的完整光电场波形<sup>[27,28]</sup>. 然而这类方法通常依赖光电离过程产生的超短时间门, 使得系统结构复杂, 抗干扰能力较弱. 近年来, 全光时域采样方法<sup>[29-32]</sup>的发展为超短脉冲的表征提供了更为简洁的手段. 例如, 利用商用 CCD 探测器实现基于光电离效应的时域采样<sup>[29]</sup>, 或采用固体材料中的三阶非线性过程, 如 THG<sup>[30]</sup>或 TG<sup>[31]</sup>等, 在较低光强条件下也能实现采样测量.

针对上述方法的优缺点, 本文提出一种基于全反射式共线配置的超短脉冲时域采样方法. 该方法中, 待测脉冲入射至共线排列的同轴内外反射镜上, 其中内镜反射的光作为驱动脉冲, 外镜反射的光作为微扰脉冲, 二者在空气中聚焦后共同产生 THG 信号. 微扰脉冲的强度远低于驱动脉冲, 其自身产生的 THG 信号可忽略, 但其能够有效扰动驱动脉冲产生的 THG 信号. 在调节二者延时的过程中, 通过 THG 信号的调制幅度来直接获取微扰脉冲的时域特征. 与传统的固体材料 THG 相比, 该方案具有显著优势: 首先, 空气介质在相同长度下具有较低的色散特性 (较固体低 3 个数量级), 且无透射光学元件, 有利于超短脉冲的精确测量; 其

次, 通过共线结构消除了微扰脉冲与驱动脉冲之间因环境扰动导致的延时抖动; 最后, 系统中光学元件较少, 整体结构简单紧凑, 便于集成. 为验证该方法的有效性, 本文详细阐述了其理论基础和适用范围, 并对中心波长 800 nm 的钛宝石激光器进行测量研究. 将测量结果与常用的 TG-FROG 的测量结果进行对比, 发现两者基本一致, 表明该方法适用于飞秒量级超短脉冲时域宽度的精确测量.

## 2 技术原理

### 2.1 理论模型

时域采样技术的原理如图 1 所示, 首先将输入脉冲分为一束较强的驱动脉冲  $E_d(t)$  和一束较弱的、具有相对延时的微扰脉冲  $E_p(t - \tau)$ , 然后将二者合束, 通过三阶非线性过程产生信号光. 驱动脉冲的强度足以产生明显的三阶非线性效应, 而微扰脉冲的强度很低, 本身产生的三阶非线性效应可以忽略不计. 由于三阶非线性过程对脉冲的强度高度敏感, 通过调节驱动脉冲和微扰脉冲的时间延时, 微扰脉冲会干扰驱动脉冲产生的非线性效应, 导致信号光的强度产生调制. 三阶非线性效应产生了一个时间宽度极窄的“时间门”, 可用于直接采样微扰脉冲的时域波形.

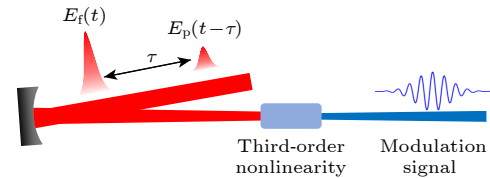


图 1 时域采样技术原理图

Fig. 1. Schematic diagram of temporal sampling technology.

对于三阶非线性效应, 瞬时非线性极化强度可以表示为

$$P(t) \propto E^3(t) = \frac{1}{2} \left[ \tilde{E}(t) + \tilde{E}^*(t) \right]^3$$

$$= \frac{1}{2} \tilde{E}^3(t) + \frac{3}{2} \left| \tilde{E}(t) \right|^2 \tilde{E}(t) + \text{c.c.}, \quad (1)$$

其中,  $E(t)$  和  $\tilde{E}(t)$  分别表示光电场和复振幅. 等式右侧第 1 项表示 THG 过程, 第 2 项可以表示自相位调制, SD 或 TG 等. 无论是第 1 项还是第 2 项, 其强度均正比于  $E^3(t)$  的强度.

本文只考虑 THG 过程, 通过引入一个弱的微扰光去扰动该过程, THG 信号的强度可以表示为

$$\begin{aligned} & \int [E_p(t-\tau) + E_f(t)]^6 dt \\ &= \int E_f^6(t) dt + 6 \int E_f^5(t) E_p(t-\tau) dt + \dots, \quad (2) \end{aligned}$$

式中, 第 1 项为常数项, 不随延时变化. 当满足  $E_p$  远小于  $E_f$  时, 第 2 项之后的 5 项相对于前两项为小量, 可以忽略不计. 此时第 2 项代表由微扰脉冲的延时变化引起的信号光强度调制:

$$\delta(\tau) \propto 6 \int E_f^5(t) E_p(t-\tau) dt, \quad (3)$$

式中,  $E_f^5(t)$  称为门脉冲, 如果  $E_f$  的脉宽非常短,  $E_f^5(t)$  的作用类似于  $\delta$  函数, 微扰脉冲的光电场可以直接通过三阶信号光的强度调制得到. 若待测脉冲具有较大啁啾, 则调制信号不能直接反映微扰脉冲的光电场信息. 通过简单的傅里叶变换算法<sup>[27]</sup>校正门脉冲的影响, 当待测脉冲的脉宽小于 4 倍其傅里叶变换极限 (Fourier-transform limit, FTL) 脉宽时, 本方法仍具有较高精度.

若驱动脉冲和微扰脉冲具有相同的时域分布, 则在门脉冲的作用下, 微扰脉冲的 CEP 信息被抵消. 为了测量包含 CEP 信息在内的微扰脉冲瞬时光电场, 应将驱动脉冲的 CEP 设置为 0<sup>[28]</sup>, 此时信号光强度调制即为微扰脉冲的完整光电场信息.

## 2.2 微扰条件

理论上, 只有当微扰脉冲的强度远小于驱动脉冲的强度时, (3) 式才成立. 实验上, 需要明确微扰脉冲与驱动脉冲具体的强度比, 测量结果才有效. 为了简单起见, 假设驱动脉冲与微扰脉冲具有相同的时域和频域结构, 均无色散, 且微扰脉冲与驱动脉冲的振幅比为  $r$ , (2) 式中等号右侧的高阶项为

$$\begin{aligned} & \int [E_p(t-\tau) + E_f(t)]^6 dt \\ &= \int E_f^6(t) dt + 6r \int E_f^5(t) E_f(t-\tau) dt \\ & \quad + 15r^2 \int E_f^4(t) E_f^2(t-\tau) dt \\ & \quad + 20r^3 \int E_f^3(t) E_f^3(t-\tau) dt + \dots, \quad (4) \end{aligned}$$

等号右侧第 1 项为常数项, 对于测量实验无影响. 第 2 项是测量所需要的. 探讨其他高阶项对于第 2 项的影响, 对于第 3 项, 将其用卷积定理转化到频域:

$$\mathcal{F}\{\delta(t)\} \propto 15r^2 \mathcal{F}\{E_f^4(t)\}^* \times \mathcal{F}\{E_f^2(t)\}. \quad (5)$$

结果如图 2 所示, 其频率位于 0 和  $2\omega_0$  附近, 除非待测脉冲的光谱接近一个倍频程, 否则该项对于测量 THG 信号无影响, 所以这一项不用考虑.

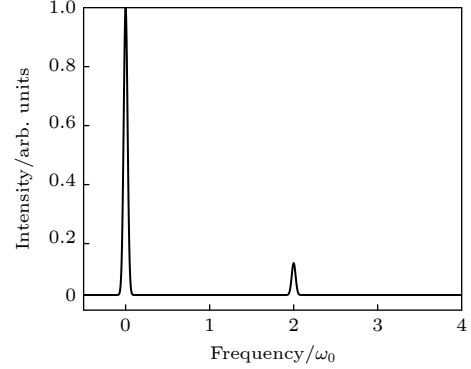


图 2 第 3 项的频域信息

Fig. 2. The third term in frequency domain.

对于第 4 项, 同样将其用卷积定理转化到频域:

$$\mathcal{F}\{\delta(t)\} \propto 20r^3 \mathcal{F}\{E_f^3(t)\}^* \times \mathcal{F}\{E_f^3(t)\}. \quad (6)$$

结果如图 3 所示, 其频率为  $\omega_0$  和  $3\omega_0$  附近, 对于测量 THG 信号有影响, 所以第 4 项应远小于第 2 项. 从时域中比较第 4 项和第 2 项的强度比:

$$\begin{aligned} & \frac{20r^3 \int E_f^3(t) E_f^3(t-\tau) dt}{6r \int E_f^5(t) E_f(t-\tau) dt} \\ &= \frac{10r^2 \int E_f^3(t) E_f^3(t-\tau) dt}{3 \int E_f^5(t) E_f(t-\tau) dt}. \quad (7) \end{aligned}$$

当延时为 0 时, 第 4 项引起的信号调制最大, 此时强度比为  $10r^2/3$ , 如果想将第 4 项的影响控制在 5% 以内, 则微扰脉冲与驱动脉冲的强度比  $r^2$  需要小于 1.5%.

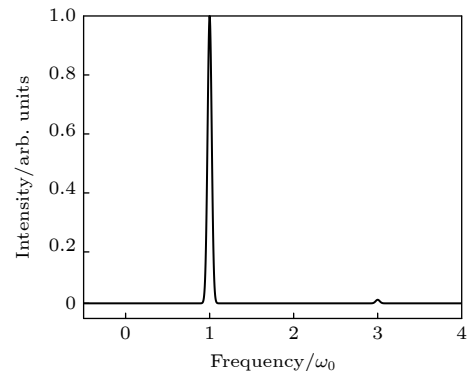


图 3 第 4 项的频域信息

Fig. 3. The fourth term in frequency domain.

### 3 实验方案

全反射式共线超短脉冲时域采样装置的光路图如图 4 所示, 其核心部件为同轴共线的内外镜. 待测脉冲经内外镜反射后被分为驱动脉冲和微扰脉冲两部分, 其中内镜反射光作为驱动脉冲, 外镜反射光作为微扰脉冲, 通过光阑控制外镜反射光的强度, 使二者的强度比满足时域采样测量所需的微扰条件. 同轴共线的配置有效避免了待测脉冲能量抖动导致的驱动脉冲与微扰脉冲的强度比漂移, 从而实现稳定的微扰条件. 两束反射光经  $f = 100$  mm 的凹面银镜聚焦到空气中, 产生 THG 信号. 实验中, 通过半波片和偏振片控制待测脉冲的能量来调整焦点处的光强, 同时, 通过测量聚焦后驱动脉冲的光谱, 确保其与聚焦前光谱保持一致, 使其既可以产生有效的 THG 信号, 又避免自相位调制, 电离或成丝等非线性效应对测量结果的干扰. 此外, 使用 CCD 相机观察并调整微扰脉冲和驱动脉冲的焦点光斑, 确保二者光斑中心完全重合, 且驱动脉冲的焦点光斑可以完全覆盖微扰脉冲中心亮斑. 在调节相对延时过程中, 确保两束光焦点的空间位置保持稳定. 产生的 THG 信号经过二向色镜反射分光后, 由  $f = 50$  mm 的凹面银镜聚焦到光谱仪进行采集. 在实际光路中, 内镜安装在压电陶瓷位移台上, 其闭环位移量精度可以达到 0.4 nm, 可以支

持 2.6 as 的高精度延时扫描. 通过调节微扰脉冲和驱动脉冲的相对延时, 可以观察到 THG 光谱强度的变化. 对各个延时下的 THG 光谱单独进行积分, 得到原始的调制信号, 对其进行傅里叶变换即可获得光谱幅度与相位信息, 进一步通过傅里叶逆变换可获得脉冲包络的时域信息.

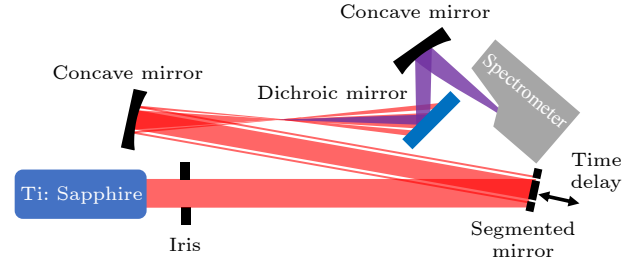


图 4 实验光路图  
Fig. 4. Experimental setup.

为了验证内外镜结构是否可以实现微扰条件, 采用空间角谱传播理论<sup>[33]</sup>进行模拟. 假设待测脉冲的脉冲能量为 200  $\mu$ J, 脉宽为 45 fs, 光斑为高斯空间分布, 其宽度为 7.4 mm ( $1/e^2$ ), 中心波长为 800 nm, 其峰值光强为 2.6 GW/cm<sup>2</sup>, 光斑如图 5(a) 所示. 假设内镜的直径为 5 mm, 通过光阑控制入射光束的直径. 如图 5(b) 所示, 此时光阑的直径为 5.2 mm. 光束经过光阑后传播到共线的内外镜上被反射, 反射后传播 400 mm 到达凹面银镜, 此时内镜反射光斑如图 5(c) 所示, 光斑出现多

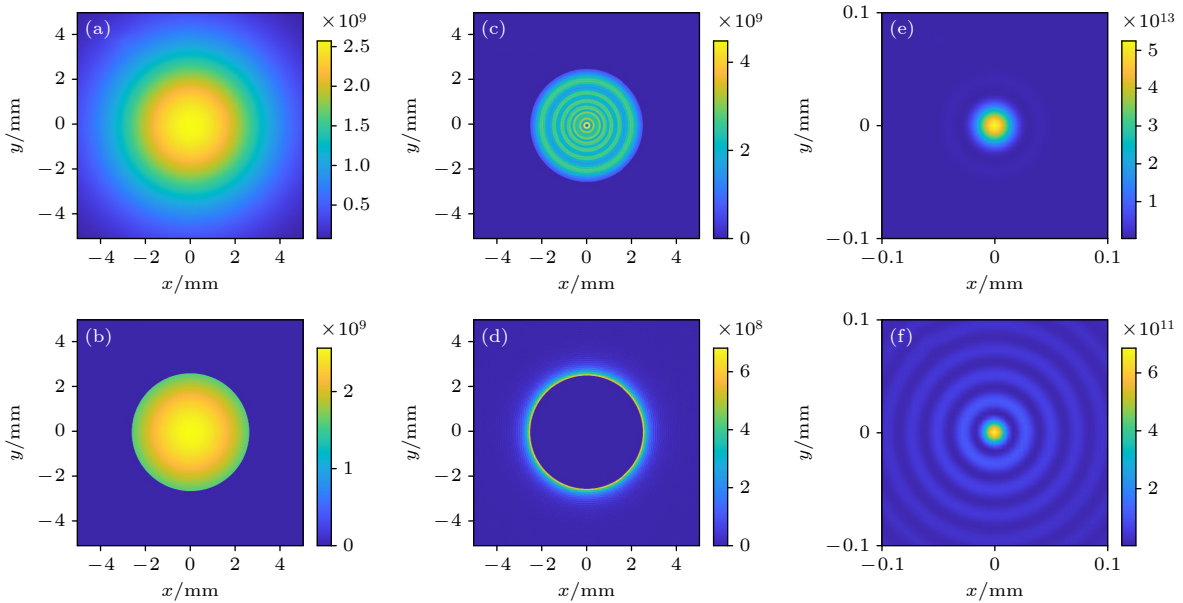


图 5 不同空间位置的光斑形状 (a) 入射的待测脉冲; (b) 光阑后的待测脉冲; (c) 内镜反射光斑; (d) 外镜反射光斑; (e) 内镜聚焦光斑; (f) 外镜聚焦光斑

Fig. 5. Calculated beam profiles at different spatial positions: (a) Input pulses before iris; (b) input pulses after iris; (c) reflection of internal mirrors; (d) reflection of the external mirror; (e) focused spot of internal mirrors; (f) focused spot of the external mirror.

个衍射环, 外镜反射光斑具有环状结构, 且环状外侧存在衍射, 如图 5(d) 所示. 经过焦距为 100 mm 的凹面镜进行聚焦, 内镜反射光的焦点尺寸为  $28.8 \mu\text{m}$  (图 5(e)), 峰值强度为  $52.7 \text{ TW/cm}^2$ ; 外镜反射镜的焦点呈现类贝塞尔环状结构 (图 5(f)), 其中心亮点的尺寸为  $19.2 \mu\text{m}$ , 峰值强度为  $0.69 \text{ TW/cm}^2$ , 二者的峰值强度比为 1.31%, 满足微扰条件. 数值结果证明使用内镜反射光作为驱动光, 外镜反射镜作为微扰光的方案是可行的. 在实验中, 可以通过调节光阑的大小, 实现对微扰脉冲和驱动脉冲的强度比调控, 使其既可以产生调制的 THG 信号, 同时保证满足微扰条件.

#### 4 测量结果

实验室现有一套自主搭建的钛宝石飞秒激光放大系统, 其输出脉冲的中心波长为 800 nm, 最大单脉冲能量为 3.5 mJ, 重复频率为 1 kHz, 其光谱范围支持 39 fs 的 FTL 脉宽. 激光器的输出脉冲经过多个透射光学元件后脉宽变宽, 我们首先使用啁啾镜进行色散预补偿, 再使用 TG-FROG 进行测量, 以验证脉冲压缩效果, 测量结果如图 6 所示. 图 6(a), (b) 分别为实验测量和反演重构得到的

FROG 行迹图, 两者非常吻合. 图 6(c) 显示待测脉冲实际光谱 (红色实线) 与反演结果 (蓝色实线) 的对比, 两者形状接近, 说明反演重构结果接近实际情况; 但受限于材料透过率或光谱仪信号响应等客观因素, 仍存在一定误差. 图 6(c) 中红色虚线表示光谱的相位信息, 反映了待测脉冲的色散补偿效果. 图 6(d) 显示了反演迭代所得的脉冲时域包络, 其脉冲宽度为 41 fs, 接近其 FTL 脉宽, 说明色散补偿较好.

在此基础上, 使用自主搭建的全反射式共线超短脉冲时域采样装置进行测量实验, 并将测量结果与 TG-FROG 测量结果进行对比, 结果如图 7 所示. 图 7(a) 为实测的 THG 调制信号, 通过对该调制信号进行傅里叶变换, 可以直接得到待测脉冲的光谱和相位信息. 图 7(b) 中的蓝色实线和红色实线分别表示时域采样技术和 TG-FROG 获得的光谱, 两者非常接近, 且与光谱仪采集的待测脉冲光谱范围 (绿色阴影) 非常接近. 通过对图 7(b) 中的光谱和光谱相位进行傅里叶逆变换, 可以得到脉冲的时域信息. 图 7(c) 中红色实线和蓝色虚线分别表示时域采样技术和 TG-FROG 获得的脉冲时域包络, 采样技术测量结果为 42 fs, 与 TG-FROG 结果非常接近, 这为采样技术的有效性和可靠性提供了证明.

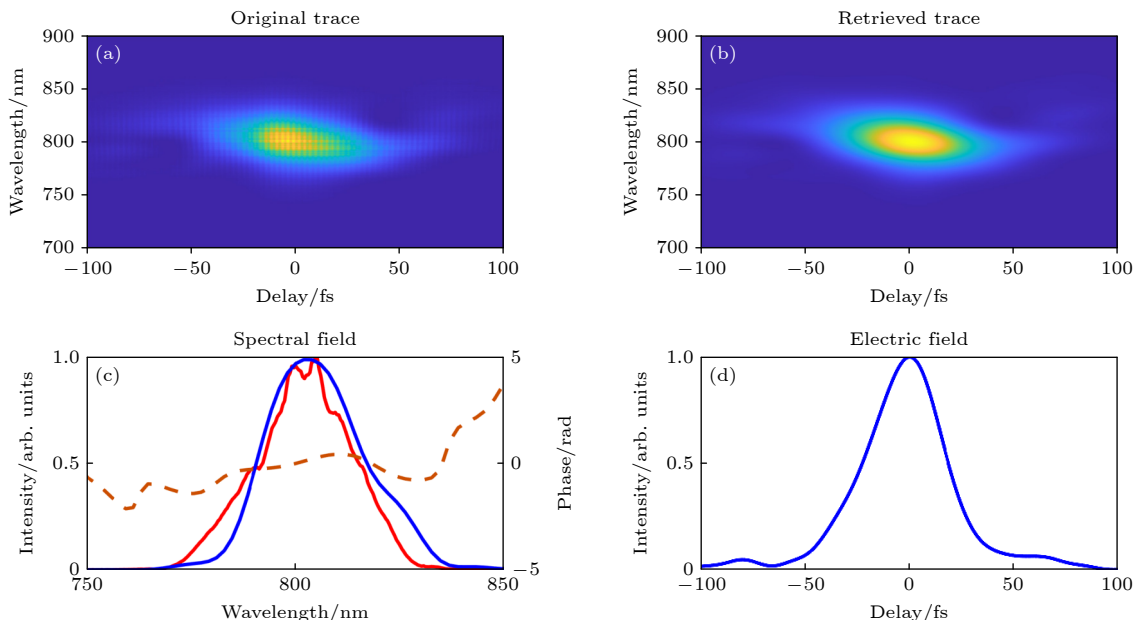


图 6 钛宝石激光器的 TG-FROG 测量结果 (a) 测量的 TG-FROG 行迹图; (b) 反演迭代的 TG-FROG 行迹图; (c) 光谱仪测量的光谱 (红色实线), 反演迭代的光谱 (蓝色实线) 和检索到的相位 (红色虚线); (d) 检索到的时间轮廓 (蓝色实线)

Fig. 6. TG-FROG characterization of the Ti: Sapphire laser pulses: (a) Measured TG-FROG traces; (b) retrieved TG-FROG traces; (c) spectrum measured by spectrometer (red line), retrieved spectrum (blue line), and retrieved phase (red dashed line); (d) retrieved temporal profile (blue line).

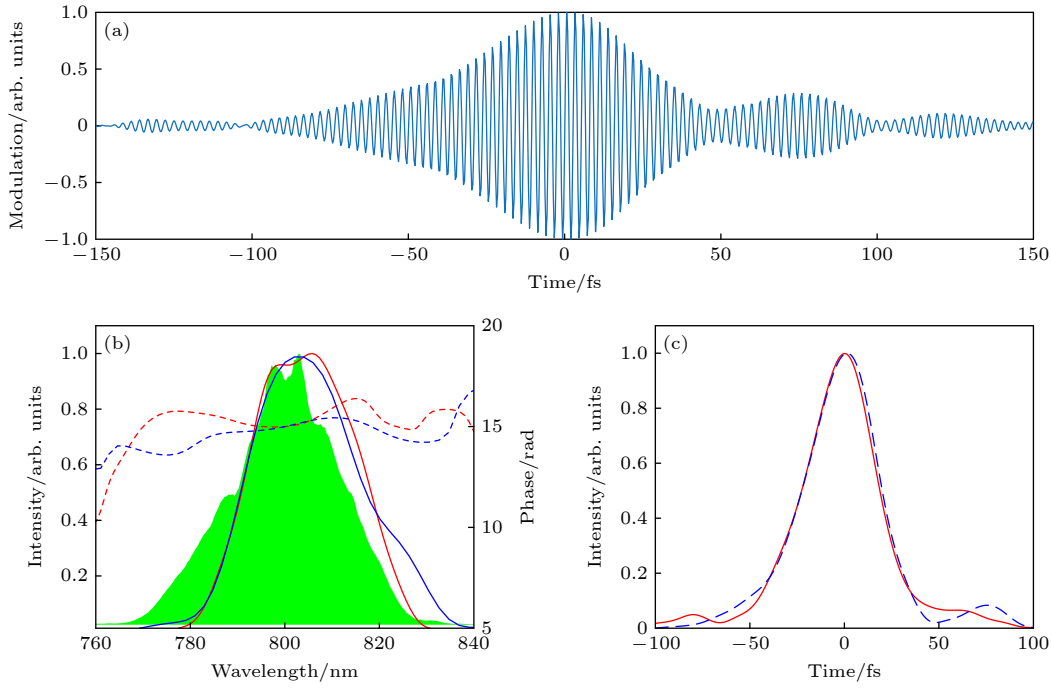


图7 钛宝石激光器的时域采样测量结果 (a) 实测的 THG 调制信号; (b) 光谱仪测量的光谱 (绿色区域), 通过时域采样技术 (红色) 和 TG-FROG (蓝色) 测量得到的光谱 (实线) 和相位 (虚线); (c) 通过 TG-FROG (红线) 和时域采样技术 (蓝色虚线) 测量得到的脉冲时域包络

Fig. 7. Temporal sampling characterization of the Ti: Sapphire laser pulses: (a) Measured THG modulation signal; (b) spectrum measured by spectrometer (green area), retrieved spectral intensity (solid lines) and phase (dashed lines) by temporal sampling (red lines) and TG-FROG (blue lines); (c) pulse envelope retrieved by TG-FROG (red line) and temporal sampling (blue dashed line).

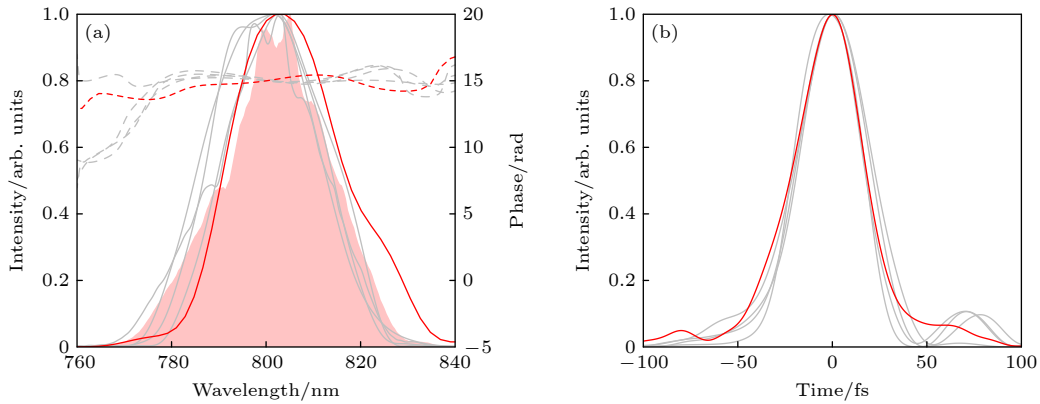


图8 钛宝石激光器时域采样重复测量结果 (a) 光谱仪测量的光谱 (红色阴影), 通过时域采样技术 (灰色) 和 TG-FROG (红色) 测量得到的光谱 (实线) 和相位 (虚线); (b) 时域采样技术 (灰色实线) 和 TG-FROG (红色实线) 检索到的时间轮廓

Fig. 8. Repetitive measurement results of temporal sampling for the Ti: Sapphire laser pulses: (a) Spectrum measured by the spectrometer (red shaded area), retrieved spectral intensity (solid lines) and phase (dashed lines) by temporal sampling (gray) and TG-FROG (red); (b) the temporal profiles retrieved by temporal sampling (gray lines) and TG-FROG (red line).

为了进一步验证时域采样技术的稳定性, 进行5次重复测量实验, 结果如图8所示. 图8(a)中灰色曲线显示了重复采样测量获得的光谱结果, 与TG-FROG反演得到的光谱和光谱仪直接测量的实际光谱均吻合良好; 图8(b)中灰色曲线为重复采样测量的脉冲时域包络, 脉宽为  $(42 \pm 1)$  fs,

与TG-FROG反演得到的脉宽基本一致, 进一步证实采样测量技术具有良好的稳定性和可靠性.

## 5 结论

本文提出了一种全反射式共线超短脉冲时域采样装置, 可用于测量超短脉冲的时域和频域信

息. 通过同轴共线的内外镜结构, 将待测脉冲分为驱动脉冲和微扰脉冲, 从而实现基于微扰 THG 的全光时域测量. 为了验证该方法的准确性, 使用该方法 and TG-FROG 测量了钛宝石激光放大器的输出脉冲, 结果接近一致, 证明了该方法的可靠性. 该方法具有诸多技术优势: 相较于 TIPTOE 等基于高阶非线性过程的测量方法, 本方法采用微扰 THG 过程实现时域采样测量, 在保证高测量精度的同时, 对输入脉冲光强的要求显著降低; THG 信号可以将波长下转化为原来的  $1/3$ , 使用可见光波段的探测元件便可直接测量中红外波段的超短脉冲; 使用空气作为非线性介质, 引入的色散比固体材料要小 3 个数量级, 有利于测量超短脉冲; 与常见的类似于 Mach-Zehnder 干涉仪的测量方法相比, 该方法通过同轴共线的内外镜结构, 保持两束光在空间上共线传播, 避免了环境干扰造成的延时抖动的影响. 该方法装置简单紧凑, 是一种测量可见波段到中红外波段的超短脉冲的稳定可靠的方法. 进一步, 通过确定驱动脉冲的 CEP, 该技术可重构微扰脉冲的完整光电场波形. 当前的实验装置简单紧凑, 可实现微扰脉冲时域包络的测量. 若引入一束额外的倍频脉冲与驱动脉冲合束, 可将驱动脉冲的 CEP 设置为 0<sup>[26]</sup>, 此时, 信号光强度变化直接反映微扰脉冲的瞬时光电场波形. 此外, 若使用非同源的激光作为驱动脉冲进行时域采样测量, 如果非同源激光的中心波长一致, 可直接采用 THG 信号进行测量; 如果波段不同, 可以考虑四波混频等其他三阶非线性过程作为调制信号, 但其前提是已知非同源激光的波形.

## 参考文献

- [1] Danson C N, Haefner C, Bromage J, Butcher T, Chanteloup J C F, Chowdhury E A, Galvanauskas A, Gizzi L A, Hein J, Hillier D I, Hopps N W, Kato Y, Khazanov E A, Kodama R, Korn G, Li R, Li Y, Limpert J, Ma J, Nam C H, Neely D, Papadopoulos D, Penman R R, Qian L, Rocca J J, Shaykin A A, Siders C W, Spindloe C, Szatmári S, Trines R M G M, Zhu J, Zhu P, Zuegel J D 2019 *High Power Laser Sci. Eng.* **7** e54
- [2] Shen B F, Bu Z G, Xu J C, Xu T J, Ji L L, Li R X, Xu Z Z 2018 *Plasma Phys. Control. Fusion* **60** 044002
- [3] Nagy T, Simon P, Veisz L 2021 *Adv. Phys. X* **6** 1845795
- [4] Yuan H, Huang P, Feng T Y, Ma Y H, Wang X L, Cao H B, Wang Y S, Zhao W, Fu Y X 2024 *Opt. Lett.* **49** 2269
- [5] Wirth A, Hassan M Th, Grguraš I, Gagnon J, Moulet A, Luu T T, Pabst S, Santra R, Alahmed Z A, Azzeer A M, Yakovlev V S, Pervak V, Krausz F, Goulielmakis E 2011 *Science* **334** 195
- [6] Utrio Lanfaloni V, Vismarra F, Ardali E, Monahan N, Wiese J, Kopp T, Ardana-Lamas F, Fazio G, Redaelli L, Pertot Y, Zinchenko K, Balčiūnas T, Wörner H J 2025 *Nat. Photonics* **20** 79
- [7] Yu S Y, Li Z, Zhong S Y, Xie B C, Teng H, Zhu J F, Wei Z Y 2025 *Chin. Phys. Lett.* **42** 100401
- [8] Cavalieri A L, Müller N, Uphues Th, Yakovlev V S, Baltuška A, Horvath B, Schmidt B, Blümel L, Holzwarth R, Hendel S, Drescher M, Kleineberg U, Echenique P M, Kienberger R, Krausz F, Heinzmann U 2007 *Nature* **449** 1029
- [9] Schultze M, Fieß M, Karpowicz N, Gagnon J, Korbman M, Hofstetter M, Neppl S, Cavalieri A L, Komminos Y, Mercouris Th, Nicolaides C A, Pazourek R, Nagele S, Feist J, Burgdörfer J, Azzeer A M, Ernstorfer R, Kienberger R, Kleineberg U, Goulielmakis E, Krausz F, Yakovlev V S 2010 *Science* **328** 1658
- [10] Mustary M H, Xu L, Wu W Y, Haram N, Laban D E, Xu H, He F, Sang R T, Litvinyuk I V 2022 *Ultrafast Sci.* **2022** 9834102
- [11] Wang X H, Ou X B, Gong X C 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 243202 (in Chinese) [王旭涵, 欧显彬, 宫晓春 2025 物理学报 **74** 243202]
- [12] Schultze M, Ramasesha K, Pemmaraju C D, Sato S A, Whitmore D, Gandman A, Prell J S, Borja L J, Prendergast D, Yabana K, Neumark D M, Leone S R 2014 *Science* **346** 1348
- [13] Trebino R, DeLong K W, Fittinghoff D N, Sweetser J N, Krumbügel M A, Richman B A, Kane D J 1997 *Rev. Sci. Instrum.* **68** 3277
- [14] Kane D J, Trebino R 1993 *Opt. Lett.* **18** 823
- [15] DeLong K W, Trebino R, Hunter J, White W E 1994 *J. Opt. Soc. Am. B* **11** 2206
- [16] Kane D J, Trebino R 1993 *IEEE J. Quantum Electron.* **29** 571
- [17] Tsang T, Krumbügel M A, DeLong K W, Fittinghoff D N, Trebino R 1996 *Opt. Lett.* **21** 1381
- [18] Lee D, Akturk S, Gabolde P, Trebino R 2007 *Opt. Express* **15** 760
- [19] Iaconis C, Walmsley I A 1998 *Opt. Lett.* **23** 792
- [20] Anderson M E, Witting T, Walmsley I A 2008 *J. Opt. Soc. Am. B* **25** A13
- [21] Birkholz S, Steinmeyer G, Koke S, Gerth D, Bürger S, Hofmann B 2015 *J. Opt. Soc. Am. B* **32** 983
- [22] Londero P, Anderson M E, Radzewicz C, Iaconis C, Walmsley I A 2003 *J. Mod. Opt.* **50** 179
- [23] Trebino R 2000 *Frequency-resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses* (Boston, MA: Springer US) pp257–303
- [24] Fan G, Balčiūnas T, Fourcade-Dutin C, Haessler S, Voronin A A, Zheltikov A M, Jérôme F, Benabid F, Baltuška A, Witting T 2016 *Opt. Express* **24** 12713
- [25] Mo Y L, Cao W, Xu H Y, Mi K, Sun X C, Zhang Q B, Lu P X 2021 *Opt. Lett.* **46** 548
- [26] Itatani J, Quéré F, Yudin G L, Ivanov M Yu, Krausz F, Corkum P B 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 173903
- [27] Cho W, Hwang S I, Nam C H, Bionta M R, Lassonde P, Schmidt B E, Ibrahim H, Légaré F, Kim K T 2019 *Sci. Rep.* **9** 16067
- [28] Park S B, Kim K, Cho W, Hwang S I, Ivanov I, Nam C H, Kim K T 2018 *Optica* **5** 402
- [29] Liu Y, Gholam-Mirzaei S, Beetar J E, Nesper J, Yousif A, Nrisimhamurty M, Chini M 2021 *Photonics Res.* **9** 929

- [30] Hammond T, Korobenko A, Naumov A Y, Villeneuve D M, Corkum P B, Ko D H 2018 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **51** 065603
- [31] Huang P, Yuan H, Cao H B, Wang H S, Wang X L, Wang Y S, Zhao W, Fu Y X 2022 *Opt. Lett.* **47** 5369
- [32] Huang P, Yuan H, Cao H B, Wang H S, Wang X L, Wang Y S, Zhao W, Fu Y X 2023 *Opt. Lett.* **48** 2154
- [33] Goodman J W 2005 *Introduction to Fourier Optics* (Greenwood Village: Roberts and Company Publishers) pp48-143

## All-optical, all-reflection temporal sampling of ultrashort laser pulses based on perturbation\*

XIA Yufeng<sup>1)2)#</sup> WUYANG Yifan<sup>1)2)#</sup> HUANG Pei<sup>1)2)†</sup> ZOU Rucheng<sup>1)2)3)</sup>  
 WU Guowei<sup>1)2)</sup> LIU Ben<sup>1)2)</sup> YUAN Hao<sup>1)2)</sup>  
 LIU Yangyang<sup>3)</sup> CAO Huabao<sup>1)2)</sup> FU Yuxi<sup>1)2)‡</sup>

1) (*Center for Attosecond Science and Technology, State Key Laboratory of Ultrafast Optical Science and Technology, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710119, China*)

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

3) (*School of Optical and Electronic Information, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China*)

( Received 7 December 2025; revised manuscript received 31 December 2025 )

### Abstract

Ultrashort laser pulses serve as essential tools for generating attosecond pulses and probing the microscopic world, making precise characterization of their temporal properties imperative. Existing characterization techniques are generally operated in the frequency and temporal domains. In the frequency domain methods, the temporal profiles and phases of ultrashort pulses are indirectly reconstructed from the spectra generated through nonlinear interactions; however, they require broad phase-matching bandwidths for the characterization of few-cycle pulses and often rely on complex iterative retrieval algorithms. Time-domain methods, which employ ultrafast temporal gates to directly sample the ultrashort pulse, offer more intuitive measurements but typically involve complicated optical setups and demand relatively high pulse intensities. Here, we propose an improved all-optical all-reflection sampling method based on third-order nonlinear effects with perturbation in the air. The method utilizes coaxial internal and external mirrors to split the input pulse into two components: a high-energy driving pulse from the larger internal mirror and a low-energy perturbation pulse from the external mirror. Both pulses are focused into the air to generate third-harmonic generation (THG) signals. The driving pulse produces a dominant THG signal. By adjusting the diameter of the incident beam, the intensity of the perturbation pulse is controlled to prevent it from generating THG signals independently. Nevertheless, it can modulate the total THG signal by affecting the total electric field amplitude, thereby enabling perturbation-induced THG modulation. The internal mirror is fixed on an electronically controlled positioning stage, allowing for adjustable relative delay between the driving and perturbation pulses. By measuring the THG modulated

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 92250303, 62175256, 92050107), the Young Scientist Basic Research Program of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. YSBR-091), the Young Science and Technology Star of Shaanxi Province, China (Grant No. 2025ZC-KJXX-118), the Natural Science Foundation of Shaanxi Province, China (Grant No. 2024JC-YBMS-488), and the Innovation Support Program of Shaanxi Province, China (Grant No. 2025KJ-JKRC-18).

# These authors contributed equally.

† Corresponding author. E-mail: [huangpei@opt.ac.cn](mailto:huangpei@opt.ac.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [fuyuxi@opt.ac.cn](mailto:fuyuxi@opt.ac.cn)

signal as a function of delay, we reconstruct both the spectral and temporal characteristics of the perturbation pulse through a Fourier transform algorithm. The key advantages of this method include employing air as the nonlinear medium and avoiding transmissive optical elements, which is a significant benefit for ultrashort pulse measurements. The coaxial geometry ensures collinear propagation of the two beams, reducing the time jitter between the two beams and enhancing measurement stability. Using the THG signal as the ultrafast temporal gate relaxes the intensity requirements, and the modulation signal can be detected with a conventional spectrometer. Using this method, we characterized the pulse duration of a Ti:sapphire laser and compared the results with those obtained using the conventional transient-grating frequency-resolved optical gating (TG-FROG) device, finding good agreement. The proposed all-optical all-reflection ultrashort pulse temporal sampling method demonstrates a compact, stable configuration, making it suitable for the characterization of ultrashort pulses in the visible to mid-infrared spectral range.

**Keywords:** femtosecond pulse, frequency-resolved optical gating, pulse measurement

**DOI:** [10.7498/aps.75.20251673](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251673)

**CSTR:** [32037.14.aps.75.20251673](https://cstr.net/urn:csdn:CSTR:32037.14.aps.75.20251673)

## 基于微扰的全反射式超短脉冲全光时域采样技术

夏宇峰 吴阳一凡 黄沛 邹汝成 吴国伟 刘奔 袁浩 刘阳阳 曹华保 付玉喜

### All-optical, all-reflection temporal sampling of ultrashort laser pulses based on perturbation

XIA Yufeng WUYANG Yifan HUANG Pei ZOU Rucheng WU Guowei LIU Ben YUAN Hao LIU Yangyang CAO Huabao FU Yuxi

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 070405 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251673

CSTR: 32037.14.aps.75.20251673

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251673>

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

#### 基于异步光学采样的电光频率梳时间抖动测量

Using asynchronous optical sampling to measure timing jitter of electro-optic frequency combs

物理学报. 2024, 73(14): 144203 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240400>

#### 基于脉冲非线性压缩技术的71.3 W飞秒激光产生

Pulse nonlinear compression generated 71.3 W femtosecond laser

物理学报. 2023, 72(14): 144205 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230746>

#### 飞秒激光脉冲对N<sub>2</sub>分子非绝热准直的调控

Modulation of non-adiabatic alignment of N<sub>2</sub> molecule by femtosecond laser pulses

物理学报. 2023, 72(6): 064203 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222112>

#### 用于光腔衰荡光谱测量的多支路掺铒光纤飞秒光梳系统

Multi-branch erbium fiber-based femtosecond optical frequency comb for measurement of cavity ring-down spectroscopy

物理学报. 2022, 71(8): 084203 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212162>

#### 基于光注入下脉冲电流调制1550 nm垂直腔面发射激光器获取宽带可调谐光学频率梳

Broadband and tunable optical frequency comb based on 1550 nm vertical-cavity surface-emitting laser under pulsed current modulation and optical injection

物理学报. 2023, 72(1): 014207 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221709>

#### 阿秒脉冲串产生和相位信息重构的对比研究

Comparative study on generation of attosecond pulse train and phase information reconstruction

物理学报. 2024, 73(12): 123201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240292>