



## 基于时域剪切干涉的纳秒脉冲相位测量技术

潘良泽 刘诚 朱健强

### Phase retrieval of nanosecond laser pulses based on temporal shearing interferometry

Pan Liang-Ze Liu Cheng Zhu Jian-Qiang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 184202 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20202104

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202104>

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

#### 大气压管板结构纳秒脉冲放电中时域X射线研究

Properties of temporal X-ray in nanosecond-pulse discharges with a tube-to-plane gap at atmospheric pressure

物理学报. 2017, 66(10): 105204 <https://doi.org/10.7498/aps.66.105204>

#### 基于径向剪切干涉仪的三维位移测量技术

Measurement of three-dimensional displacements by radial shearing interferometer

物理学报. 2021, 70(7): 070701 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201451>

#### 基于电子束剪切干涉的PIE成像技术研究

Shearing interferometric electron beam imaging based on ptychographic iterative engine method

物理学报. 2017, 66(13): 134202 <https://doi.org/10.7498/aps.66.134202>

#### 基于全相位谱分析的剪切光束成像目标重构

Sheared-beam imaging target reconstruction based on all-phase spectrum analysis

物理学报. 2017, 66(2): 024203 <https://doi.org/10.7498/aps.66.024203>

#### 基于电致伸缩效应的水中纳秒脉冲放电起始机制

Initiation of nanosecond-pulsed discharge in water: Electrostriction effect

物理学报. 2021, 70(2): 024701 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201048>

#### 窄线宽纳秒脉冲光纤拉曼放大器的理论模型和数值分析

Theoretical and numerical study on narrow-linewidth nanosecond pulsed Raman fiber amplifier

物理学报. 2018, 67(15): 154202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172679>

## 基于时域剪切干涉的纳秒脉冲相位测量技术\*

潘良泽<sup>1)2)</sup> 刘诚<sup>1)†</sup> 朱健强<sup>1)‡</sup>

1) (中国科学院上海光学精密机械研究所高功率激光物理联合实验室, 上海 201800)

2) (中国科学院大学材料与光电研究中心, 北京 100049)

(2020年12月10日收到; 2021年5月4日收到修改稿)

提出一种时域剪切干涉技术测量纳秒激光脉冲的时间相位分布, 该方法将待测脉冲分为彼此之间有数百个皮秒延迟量的两个脉冲; 并在对其中一个脉冲加入适量的频移后和另一个脉冲合束, 得到时域干涉条纹; 最后采用相适应的算法, 从记录的时域条纹计算得到纳秒激光脉冲的时间相位分布, 并进一步计算得到激光脉冲的精细光谱结构. 在对测量原理进行系统分析的基础上, 利用数值模拟和实验对该相位测量技术的可行性进行了验证, 并系统分析了其测量误差和非理想条件下的各种干扰因素的影响. 由于该测量技术不采用任何非线性光学方法, 可对任何波长的激光脉冲进行测量, 具有光路简单、测量精度高和适用范围广等优点, 为需要对纳秒激光脉冲的时域相位分布进行测量的高功率激光等领域提供了一种简单便捷的测量新技术.

关键词: 纳秒激光脉冲, 时间相位, 自参考, 时域剪切

PACS: 42.25.Hz, 42.30.Lr, 42.30.Rx

DOI: 10.7498/aps.70.20202104

## 1 引言

大能量纳秒脉冲激光的脉冲能量可高达万焦耳量级<sup>[1,2]</sup>, 在等离子体发射<sup>[3,4]</sup>、惯性约束核聚变<sup>[5,6]</sup>、高能密度物理<sup>[7-9]</sup>和实验室天体物理等诸多前沿研究领域都有重要应用. 大能量纳秒激光脉冲一般是由能量很小的种子脉冲经过结构复杂的激光放大系统产生, 在各种复杂非线性物理效应的共同作用下, 种子光脉冲的强度和相位分布的微小变化都会对输出激光脉冲的脉宽和相位产生显著改变, 从而对后续激光物理实验的实验精度和对实验结果的分析造成严重影响. 为提升装置的综合性能和确保实验结果的准确性, 必须要对大能量激光脉冲特性进行精确测量. 阿秒到皮秒量级的激光短脉冲的持续时间比光电探测器的响应时间短很多,

很难直接测量其时间变化特性, 但由于它们一般具有较宽的光谱分布, 因此对短脉冲激光的测量一般是在频谱域进行, 即先测量出他们光谱的强度和相位, 然后用傅里叶变换来得到其时间分布信息<sup>[10-16]</sup>, 常用的此类技术主要包括: 频率分辨光开关法 (FROG)<sup>[10-12]</sup>、光谱相位干涉法<sup>[13-15]</sup>、双盲全息测量技术<sup>[16]</sup>. 但由于纳秒脉冲的光谱宽度一般小于 0.1 nm, 这些基于光谱测量的技术很难应用于对纳秒脉冲的测量, 实验中一般仅能用示波器来记录其时间强度波形, 一直没有合适的方法来测量其时间相位分布. Fee 等<sup>[17]</sup>和 Gangopadhyay 等<sup>[18]</sup>提出利用光外差法来测量纳秒激光脉冲, 他们将一束频率与待测激光脉冲中心频率有少量偏移的连续光和待测脉冲干涉获得时域干涉条纹, 然后通过带通滤波的方法获得纳秒脉冲的复振幅分布. 在连续光的时间相位被认为是理想平整的情况

\* 国家自然科学基金 (批准号: 61827816, 11875308, 61675215)、中国科学院科研仪器设备研制项目 (批准号: YJKYYQ20180024) 和上海市“科技创新行动计划” (批准号: 19142202600) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: [chengliu@siom.ac.cn](mailto:chengliu@siom.ac.cn)

‡ 通信作者. E-mail: [jqzhu@siom.ac.cn](mailto:jqzhu@siom.ac.cn)

下,该方法能够直接获得纳秒脉冲的时间相位分布,但在实际工程应用中,很难得到在能量、波长和相位平整度等方面都与待测量纳秒脉冲相匹配的连续光. 2011年, Bowlan 和 Trebino [19] 提出一种应用于纳秒脉冲复振幅的 FROG 测量技术,该方法通过使用两块标准具分别实现宽延时和精细光谱结构. 但是鉴于纳秒脉冲的峰值功率密度与皮秒脉冲和飞秒脉冲相比要低得多,在非线性晶体后很难产生较强的相关信号 [20],因此该方法仅适用于高功率脉冲,另外,受限光谱标准具有限的波长分辨率和扫描测量方式,该方法无法应用于脉宽大于十几纳秒的激光脉冲,而且也无法对单脉冲进行测量.

为解决纳秒激光脉冲的时间相位测量问题,本文提出一种自参考时域剪切测量技术测量纳秒脉冲的时间相位,该方法将待测脉冲分成彼此之间有一定时间延时的两个脉冲,并在对其中一个脉冲施加一定的移频后将两个脉冲合束,得到时域剪切干涉条纹,然后用合适的算法从所记录到的条纹解调出纳秒脉冲的时域相位分布. 由于该测量技术不采用任何非线性光学方法,可对任何波长的激光脉冲进行测量,而且干涉条纹由待测量光脉冲自身产生,不需要额外的参考光源,因此具有光路简单、测量精度高和适用范围广等优点. 本文用数值分析和仿真计算验证了该测量方法的技术可行性,并分析了移频量、剪切量、能量对比度和外界噪声干扰多种因素对测量精度的影响. 分析表明,在激光脉冲的持续时间范围内,当两束脉冲光的相对延时在 0.5%—28% 之间,且延时脉冲和移频脉冲强度比不低于 0.1%,信噪比不低于 15 dB 时,这种纳秒脉冲相位测量技术可以实现高于 5% 的测量精度,最后通过实验方法验证了该测量方法的可行性.

## 2 基本原理

本文所提的自参考移频剪切纳秒脉冲相位测量技术的基本原理如图 1(a) 所示. 待测脉冲  $E(t) = A(t) \exp[i\omega_0 t + i\varphi(t)]$ , 其中  $A(t)$  为脉冲的时间振幅,  $\omega_0$  为脉冲的中心频率,  $\varphi(t)$  为脉冲的时间相位. 脉冲首先被分成两束,一束脉冲光通过移频晶体使得脉冲整体的频率与原始频率有一定的偏移,记为  $E(t)e^{i\delta\omega t}$ , 其中  $\delta\omega$  代表移频量大小,另一束不经过移频晶体,但相对于移频光束有 1 个时间延迟,记为  $E(t-\tau) = A(t-\tau) \exp[i\omega_0(t-\tau) + i\varphi(t-\tau)]$ , 其中  $A(t-\tau)$  表示延时脉冲的时间振幅,  $\varphi(t-\tau)$  表示延时脉冲的时间相位,  $\tau$  代表延时大小. 两束光束合束之后经过光电探测器,得到的时域强度场  $S(t)$  可以表示为

$$S(t) = A(t)^2 + A(t-\tau)^2 + 2A(t)A(t-\tau) \times \cos(\Delta\varphi_\tau(t) + \delta\omega t + \omega_0\tau), \quad (1)$$

其中相位差分布  $\Delta\varphi_\tau(t) = \varphi(t) - \varphi(t-\tau)$ .

在 (1) 式的强度表达式中,等式右边第 1 项和第 2 项分别代表延时光束和移频光束的强度分布,第 3 项形成频率为  $\delta\omega$  的时间条纹. 用示波器记录下 (1) 式的时间条纹后,从时间条纹中恢复脉冲相位分布的具体过程如图 1(b) 所示,具体数据处理过程如下.

1) 对记录到的时域剪切条纹作傅里叶变换得到频域分布  $S(w)$ :

$$S(w) = I(w) + \hat{I}(w - \delta\omega) + \hat{I}^*(w + \delta\omega), \quad (2)$$

其中  $I(w)$  表示零级分量,  $\hat{I}(w - \delta\omega)$  和  $\hat{I}^*(w + \delta\omega)$  分别表示  $\pm 1$  级分量. 只要选取合适的移频量就可以使 (2) 式中各级分量彼此分离,将中心频率在

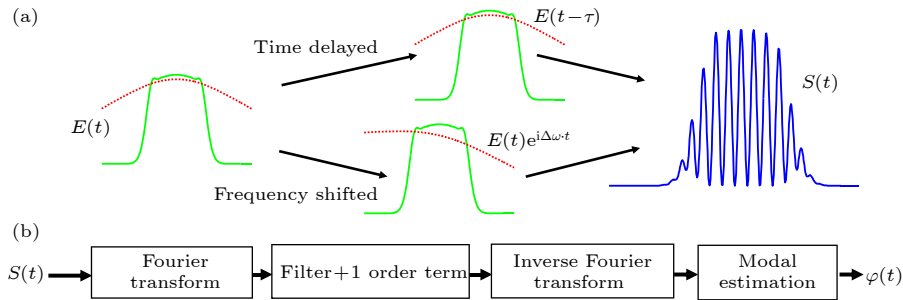


图 1 (a) 自参考时域剪切纳秒相位测量技术原理; (b) 重建过程

Fig. 1. (a) Schematic diagram of temporal self-referencing technique for the diagnostics of a nanosecond laser pulse; (b) reconstruction procedure.

$w = \delta w$  的频谱滤出后平移至坐标中心<sup>[21]</sup>, 再作傅里叶逆变换得到  $\hat{I}(t) = A(t)A(t - \tau)e^{i\Delta\varphi_\tau(t)}$ , 其中忽略了常数相位项  $\exp(iw_0\tau)$ , 对  $\hat{I}(t)$  取自然对数可以得到

$$\ln\{\hat{I}(t)\} = \ln[A(t)A(t - \tau)] + i\Delta\varphi_\tau(t), \quad (3)$$

其虚部即为待测脉冲的相位梯度分布  $\Delta\varphi_\tau(t)$ .

2) 根据离散傅里叶变换的原理, 相位分布  $\varphi(t)$  的第  $m$  个采样点处  $t = m\Delta t$  的值为  $\varphi_m = \sum_{n=1}^N a_n \times \exp\left(\frac{2\pi i}{N} mn\right)$ , 其中  $\Delta t$  为时域上的采样间隔,  $N$  为采样点数, 定义  $\Gamma = \tau/\Delta t$ , 那么可以得到

$$\Delta\varphi_\tau(m\Delta t) = \varphi(m\Delta t) - \varphi[(m - \Gamma)\Delta t]. \quad (4)$$

3) 对 (4) 式两边同时作傅里叶变换可以得到

$$G(k) = a_k 4\sin^2\left(\frac{\pi}{N}\Gamma k\right) \left[\exp\left(-\frac{i2\pi\Gamma k}{N}\right) - 1\right]^{-1}, \quad (5)$$

其中  $G(k)$  表示相位梯度分布  $\Delta\varphi_\tau(t)$  的傅里叶变换.  $\hat{a}_k (0 < k < N)$  表示相位分布  $\varphi(t)$  的傅里叶变换, 并且当  $k = 0$  时,  $\hat{a}_k = 0$ <sup>[22]</sup>.

4) 对  $\hat{a}_k$  作傅里叶逆变换即可得到待测脉冲的时间相位分布

$$\varphi(t) = \mathcal{F}^{-1}(\hat{a}_k), \quad (6)$$

其中  $\mathcal{F}^{-1}(\cdot)$  表示傅里叶逆变换.

为了定量评价恢复的相位质量, 可用 (7) 式定义的角度来描述恢复脉冲相位分布和实际脉冲相位分布之间的相似度

$$\delta(\varphi(t), \hat{\varphi}(t)) = \arccos\left(\frac{|\langle\varphi(t)|\hat{\varphi}(t)\rangle|}{\sqrt{\langle\hat{\varphi}(t)|\hat{\varphi}(t)\rangle\langle\varphi(t)|\varphi(t)\rangle}}\right), \quad (7)$$

其中,  $\hat{\varphi}(t)$  和  $\varphi(t)$  分别表示恢复的和实际的脉冲相位分布,  $\langle f(t)|g(t)\rangle = \int f(t)\overline{g(t)}dt$  表示两个函数的内积.

### 3 数值验证

为了满足采样定理要求, 在本文提出的自参考移频剪切干涉测量方法中, 每个条纹至少要保证有 3 个采样点, 移频量  $\delta w$  必须小于  $\frac{1}{3\Delta t}$  Hz, 其中  $\Delta t$  表示由光电探测器与示波器共同决定的采样分辨率. 另一方面, 为了使  $S(w)$  各级分量之间互不重叠, 移频量  $\delta w$  需要足够大. 若待测量脉冲是 1 个时

间半高全宽为  $\Delta t$  且啁啾率为  $b$  的高斯脉冲,  $S(w)$  的零级分量在频率轴上约  $4/\Delta t$  Hz 的范围内有意义, 一级分量在频率轴上约  $6/\Delta t$  Hz 的范围内有意义, 频移量  $\delta w$  必须大于  $\frac{5}{\Delta t} + b\tau$  Hz. 因此, 激光脉冲的移频量大小要介于  $\frac{5}{\Delta t} + b\tau$  Hz 和  $\frac{1}{3\Delta t}$  Hz 之间, 可确保重建的相位的精准度.

假设待测量脉冲是中心波长为 640 nm 的单高斯脉冲、随机啁啾单高斯脉冲、台阶脉冲和双高斯激光脉冲, 它们的时间真实强度波形和时间相位如图 2(e)–(h) 所示, 其中蓝色曲线为真实时间强度, 绿色实线为真实相位分布. 当所有脉冲的采样点个数为 1024, 采样间隔为  $dt = 125$  ps, 移频量大小设为 1 GHz, 两脉冲之间的延时设为  $\tau = 1.5$  ns, 两脉冲强度比为 1 时, 所得到的时间剪切干涉强度如图 2(a)–(d) 所示. 利用前文描述的方法, 对图 2(a)–(d) 中四组时间剪切干涉条纹进行重建, 重建的相位在图 2(e)–(h) 中用红色虚线表示, 可以看出, 重建的相位和实际相位差别为千分之一左右, 证明了上述方法具有良好的可行性. 将所测量的相位和示波器记录到的相位组合成激光脉冲的时间复振幅, 则可以计算出脉冲的精细光谱分布. 图 2(i)–(l) 中蓝色实线表示脉冲的真实光谱, 红色虚线表示测量出的光谱, 二者完全符合.

为了检验本文所提方法在存在噪声情况下的测量精度, 在时域强度剪切干涉图上添加了不同程度的噪声. 图 3(a) 给出了在图 2(a)–(d) 的时域剪切干涉图上添加不同信噪比噪声时, 重建误差随信噪比变化的曲线图. 图 3(b)–(d) 的红色虚线给出了在图 2(b) 的时域剪切干涉图中分别添加 10, 20, 40 dB 信噪比的噪声时, 所得到的重建相位分布, 插图中蓝色实线表示根据时域复振幅计算所得的重建光谱分布, 红色虚线表示真实的光谱分布. 对比以上的仿真结果可以发现, 使用自参考移频剪切干涉脉冲相位测量技术进行脉冲相位恢复具有很好的抗噪性, 对于上述四类脉冲而言, 当所记录时域剪切干涉图的信噪比不低于 15 dB 时, 脉冲的相位重建误差均小于 5%, 可以认为重建的相位分布与原始的相位分布基本一致.

在上面的计算中, 脉冲之间的延时量 (这里相对延时定义为  $\tau/\Delta t$ , 其中  $\tau$  为延时量大小,  $\Delta t$  为待测脉冲的时间半高全宽) 太大会使得所求的相位梯度存在高阶微分项, 太小则会导致求得的相位

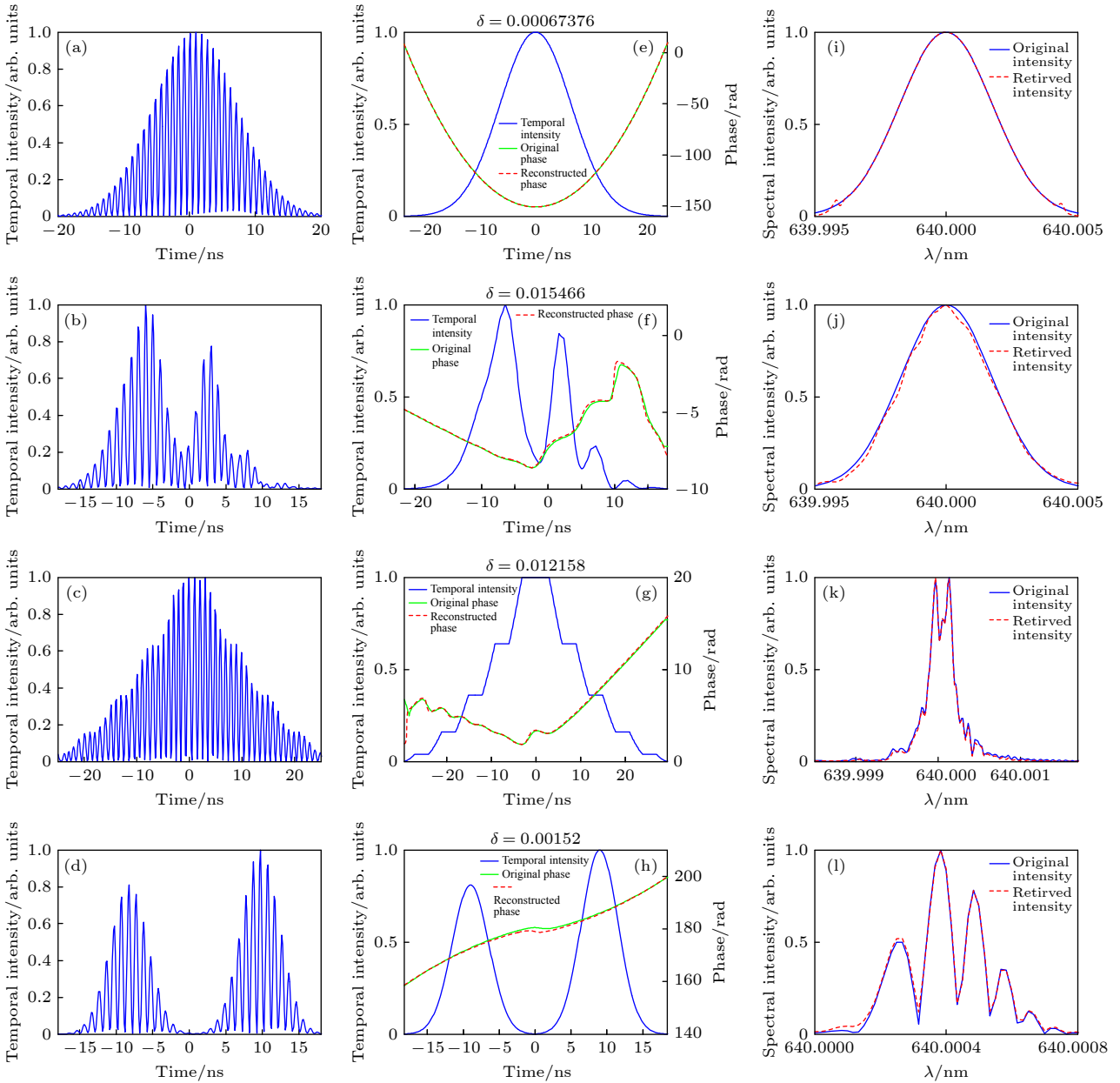


图 2 基于自参考时域剪切干涉的纳秒相位测量技术的仿真结果. 每列表示不同强度分布脉冲的重建结果, 每一列中第一幅图是合束后的时域剪切干涉图; 第二幅中蓝色实线表示脉冲的时间强度分布, 绿色实线为原相位分布, 红色虚线为重建的相位分布; 第三幅中蓝色实线为计算所得的光谱分布, 红色虚线为原光谱分布

Fig. 2. Simulation results of phase retrieval of nanosecond laser pulses based on temporal shearing interferometry. Each column represents reconstructed results. In each column, the first plot represents the recorded temporal interferogram; the second plot presents the original temporal intensity distribution (blue solid line), original temporal phase distribution (green solid line) and reconstructed temporal phase distribution (red dashed line); the third shows the original spectral intensity distribution (blue solid line) versus reconstructed spectral intensity distribution (red dashed line).

梯度被噪声覆盖, 因此脉冲相对延时量大小也是影响重建相位精度的重要因素. 图 4(a) 为图 2(e)—(g) 所示的 3 类不同脉冲的相位重建误差随着相对延时变化的曲线图 (延时脉冲和移频脉冲的相对强度设为 1, 移频量大小设为 1 GHz, 信噪比设为 30 dB). 可以发现, 在脉冲的相干时间范围内, 当两脉冲的相对延时在 0.5%—28% 之间时, 该相位恢复算法

能够可靠地恢复出待测脉冲的时域相位分布.

延时脉冲和移频脉冲之间的相对强度相差过多时, 会导致时域剪切干涉条纹被原脉冲强度所覆盖, 影响最终相位重建精度, 为探究脉冲相对强度对测量结果的影响, 在脉冲之间的相对延时为 15%, 频移量  $\delta\omega$  为 1 GHz, 信噪比为 30 dB 的情况下, 图 4(b) 给出了图 2(e)—(h) 所示 4 类不同脉冲

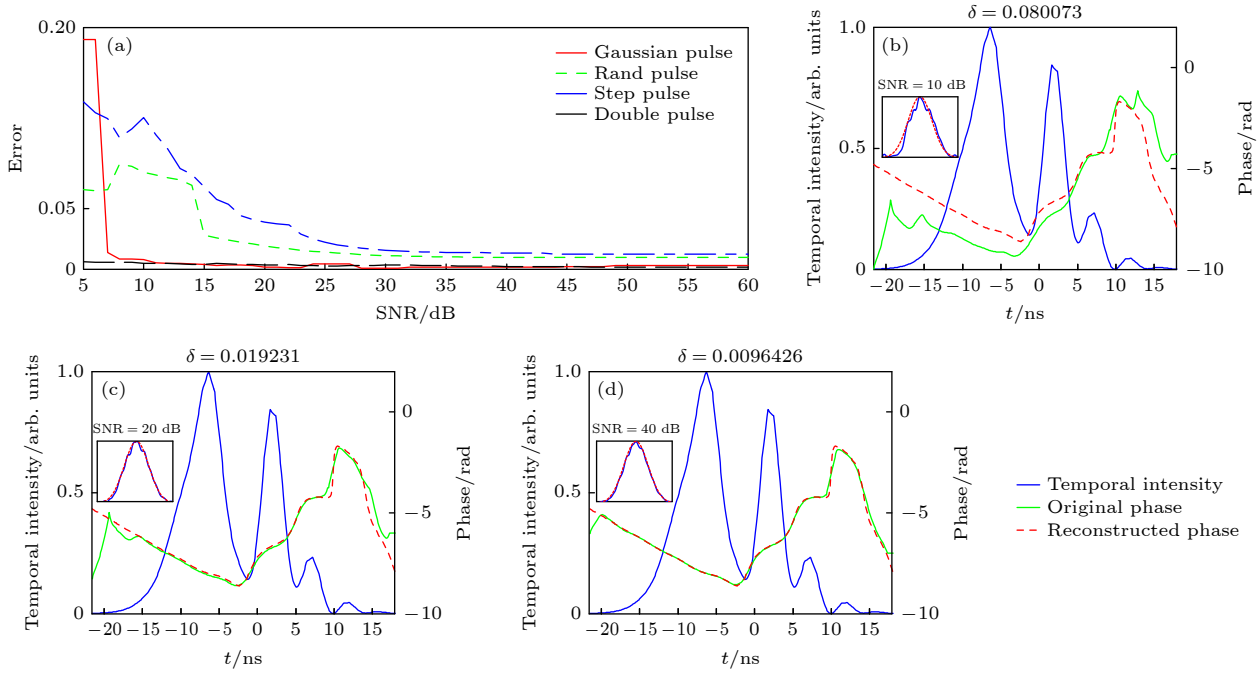


图 3 (a) 不同强度分布的脉冲, 相位重建误差随信噪比变化的曲线图; (b)–(d) 在图 2(b) 所示的移频剪切图中分别添加信噪比 (SNR) 为 10, 20, 40 dB 的噪声下的重建结果, 其中的插图表示计算得到的光谱强度分布

Fig. 3. (a) Reconstructed error between reconstructed and original signals as a function of the SNR for pulse with different intensity distribution; (b)–(d) reconstructed pulse distribution for SNR of 10, 20, 40 dB, respectively, and the computed spectra is presented in the inset.

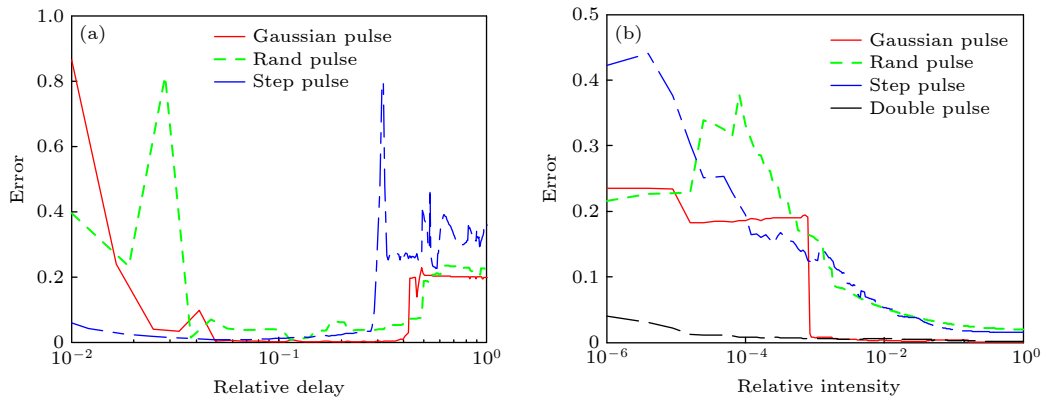


图 4 (a) 不同强度分布的脉冲, 相位重建误差随相对延时变化的曲线图; (b) 不同强度分布的脉冲, 相位重建误差随相对强度变化的曲线图

Fig. 4. (a) Reconstructed error between reconstructed and original signals as a function of relative delay for pulse with different intensity distribution; (b) reconstructed error between reconstructed and original signals as a function of relative intensity delay for pulse with different intensity distribution.

重建误差随着相对强度变化的曲线图。从误差曲线可以发现, 当两脉冲之间的强度比在不低于 0.1% 时, 该方法均能够重构出待测纳秒脉冲可靠的时域相位分布。

#### 4 实验验证

实验使用的光源是 1 个中心波长在 640 nm 的纳秒脉冲激光器, 来验证该纳秒脉冲相位测量技

术的可行性。该激光器可提供重复频率 1—10 MHz, 最高峰值功率在 50 mW, 脉宽为 20 ns 的纳秒激光脉冲, 声光移频晶体的型号为 KG-1500-640-0.1-PB, 可以提供 1—2 GHz 的移频量大小, 待测激光脉冲在经过声光晶体之后对待测脉冲产生一定的移频量。最后通过 1 个带宽为 2.5 GHz, 型号为 PDA2.5GA3KSFA 的光电探测器和 1 台最大采样率为 20 GS/s, 型号为 Lecroy WaveRunner 620Zi

的示波器来记录最后的剪切干涉条纹. 通过调节光学延时线中的平移台, 使得实验中延时脉冲和移频脉冲的延时量  $\tau = 200$  ps. 在实验中, 移频量的大小设为 1.16 GHz, 光电探测器记录到的时间剪切干涉图由 2048 个采样点组成, 采样间隔是 50 ps, 光电探测器记录到的时间剪切干涉条纹如图 5(a) 所示. 图 5(b) 所示是重建得到的待测激光脉冲的

时间相位分布 (红色虚线) 以及由示波器记录到的待测激光脉冲的时间强度分布 (绿色实线). 对待测激光脉冲的时间复振幅分布  $|A(t)| \exp[i\varphi(t)]$  作傅里叶变换可以得到待测激光脉冲在光谱域的复振幅分布, 各发脉冲的光谱强度计算结果如图 5(c) 中红色虚线所示. 为了进一步提升本文所提方法的可信度, 这里使用扫描式的法布里珀罗干涉仪 (Thorlab SA210-5B) 来测量不同输出脉宽情况下激光器的输出光谱, 结果如图 5(c) 中蓝色实线所示. 可以发现, 扫描式的法布里珀罗干涉仪测得的光谱结构与前文计算得到的光谱结构基本重合. 进一步说明了本测量方法的可靠性.

## 5 结 论

本文提出了一种自参考方法来测量纳秒脉冲的时域相位分布和精细光谱结构. 该方法通过将待测脉冲分为两束有一定时间延时的脉冲对, 对其中一束脉冲经过移频调制后重新合束来实现时域剪切干涉. 利用示波器记录所形成的时域干涉条纹, 通过解调算法解调时域剪切条纹可以得到待测纳秒脉冲的相位梯度, 再通过模式估计方法得到纳秒脉冲的时域相位分布. 通过仿真实验验证了该方法测量纳秒相位的可行性, 并研究了关键参量对恢复相位分布质量的影响. 仿真结果表明: 在脉冲的相干时间范围内, 脉冲对之间的相对延时介于 0.5%—28% 之间, 强度比不低于 0.1%, 记录的时域剪切图的信噪比不低于 15 dB, 通过选取合适的移频量大小, 使用本方法对不同强度分布的纳秒脉冲进行相位恢复均能够取得较好的恢复结果. 最后通过实验验证了该测量方法的可行性. 本方法不需要任何参考光, 没有利用光的非线性效应和迭代算法, 只需要使用常规的移频器和示波器, 并通过简单的计算, 就可以获得纳秒脉冲的时域相位分布和精细的光谱结构. 因此, 该方法具有光路简单、探测灵敏度高、实时探测、测量精度高等优点, 可以广泛应用于各类纳秒脉冲甚至微秒脉冲的相位测量中.

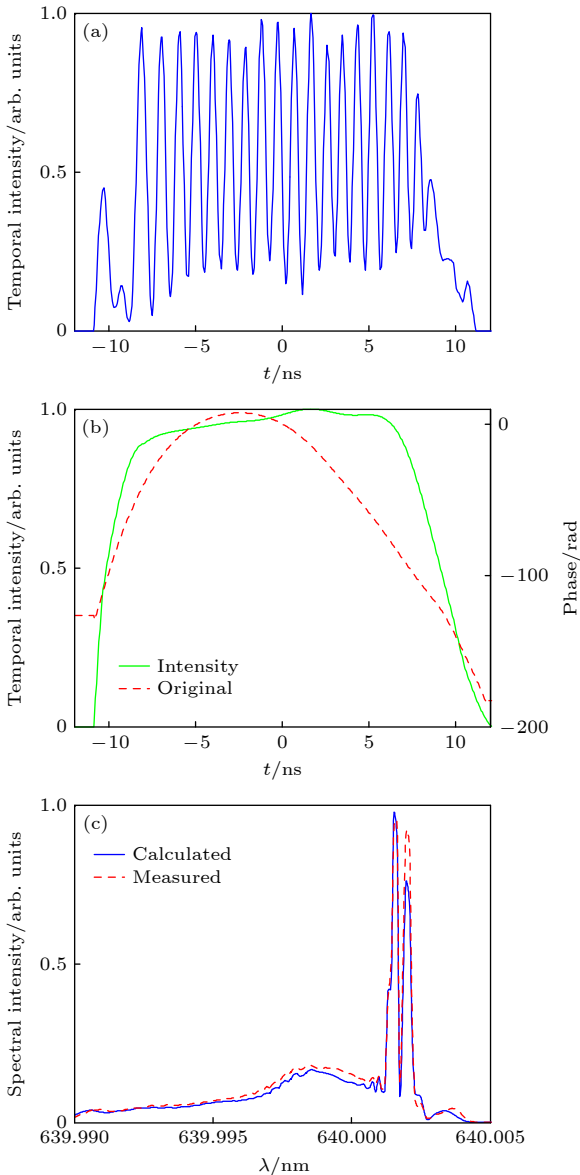


图 5 实验结果 (a) 实验记录的时间剪切干涉图; (b) 重建的时间相位分布 (红色虚线) 和示波器记录到的时间强度图 (绿色实线); (c) 计算光谱强度分布 (蓝色实线) 和测得的光谱强度分布 (红色虚线)

Fig. 5. Experimental result: (a) Recorded temporal shearing interferogram; (b) reconstructed temporal phase distribution (red dashed line) and the temporal intensity distribution (green solid line) recorded by oscilloscope; (c) calculated (blue solid line) and measured (red dashed line) spectral intensity distribution.

## 参考文献

[1] Zhu J 2019 *High Power Laser Sci. Eng.* 7 12  
 [2] Zhu J, Xie X, Sun M, Kang J, Yang Q, Guo A, Zhu H, Zhu P, Gao Q, Liang X, Cui Z, Yang S, Zhang C, Lin Z 2018 *High*

*Power Laser Sci. Eng.* **6** e29

- [3] Amirov R K, Asinovskii E I, Markovets V V 1981 *High Temp.* **19** 37
- [4] Wang Y, Chen A, Zhang D, Wang Q, Li S, Jiang Y, Jin M 2020 *Phys. Plasmas* **27** 023507
- [5] Mannion O M, Igmenshchev I V, Anderson K S, Betti R, Campbell E M, Cao D, Forrest C J, Johnson M G, Glebov V Y, Goncharov V N, Gopalaswamy V, Ivancic S T, Jacobs-Perkins D W, Kalb A, Knauer J P, Kwiatkowski J, Lees A, Marshall F J, Michalko M, Mohamed Z L, Patel D, Rinderknecht H G, Shah R C, Stoeckl C, Theobald W, Woo K M, Regan S P 2021 *Phys. Plasmas* **28** 042701
- [6] Zhang H, Yu T, Guo N, Xue H, Zhang W, Gao D, Ma X, Shen H, Wang Q 2021 *Nucl. Instrum. Meth. B* **493** 1
- [7] Glenzer S H, Redmer R 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 1625
- [8] Kim H Y, Golkowski M, Harid V 2021 *Eur. Phys. J. D* **75** 134
- [9] Jourdain N, Chaulagain U, Havlik M, Kramer D, Kumar D, Majerova I, Tikhonchuk V T, Korn G, Weber S 2021 *Matter Radiat. Extrem.* **6** 015401
- [10] Delong K W, Trebino R, Hunter J, White W E 1994 *J. Opt. Soc. Am. B* **11** 2206
- [11] Yang Z, Cao W, Chen X, Zhang J, Mo Y, Xu H, Mi K, Zhang Q, Lan P, Lu P 2020 *Opt. Lett.* **45** 567
- [12] Jafari R, Trebino R 2020 *IEEE J. Quantum Electron.* **56** 8600108
- [13] Iaconis C, Walmsley I A 1998 *Opt. Lett.* **23** 792
- [14] Sheng H C, Zhi G Z, Lu C, Yu Q D, Qing Y W 2009 *J. Optoelectron. Laser* **20** 1005
- [15] He T Y 2004 *M. S. Thesis* (Tianjin: Tianjin University) (in Chinese) [何铁英 2004 硕士学位论文 (天津: 天津大学)]
- [16] Pedatzur O, Trabattori A, Leshem B, Shalmoni H, Castrovilli M C, Galli M, Lucchini M, Mansson E, Frassetto F, Poletto L, Nadler B, Raz O, Nisoli M, Calegari F, Oron D, Dudovich N 2019 *Nat. Photonics* **13** 91
- [17] Fee M S, Danzmann K, Chu S 1992 *Phys. Rev. A* **45** 4911
- [18] Gangopadhyay S, Melikechi N, Eyler E E 1994 *J. Opt. Soc. Am. B* **11** 2314
- [19] Bowlan P, Trebino R 2011 *Opt. Express* **19** 1367
- [20] Dorrer C, Kang I 2008 *J. Opt. Soc. Am. B* **25** A1
- [21] Takeda M, Ina H, Kobayashi S 1982 *J. Opt. Soc. Am.* **72** 156
- [22] Freischlad K R, Koliopoulos C L 1986 *J. Opt. Soc. Am. A* **3** 1852

# Phase retrieval of nanosecond laser pulses based on temporal shearing interferometry\*

Pan Liang-Ze<sup>1)2)</sup> Liu Cheng<sup>1)†</sup> Zhu Jian-Qiang<sup>1)‡</sup>

1) (*National Laboratory on High Power Laser and Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China*)

2) (*Center of Materials Science and Optoelectronics Engineering, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

( Received 10 December 2020; revised manuscript received 4 May 2021 )

## Abstract

Temporal shearing interferometry is proposed to measure the temporal phase distribution of nanosecond laser pulses. In the proposed scheme, the pulse to be measured is divided into two pulses with a delay of hundreds of picoseconds in between, arbitrary one of the two pulses is added to by an appropriate amount of frequency shift, then is combined with the remaining pulse, thereby obtaining the temporal shearing interferogram that is recorded by a normal photodiode. The temporal phase distribution is calculated by an adaptive algorithm based on Fourier transform, and further the precise spectra of the measured pulse can also be calculated according to the Fourier relation between time domain and spectral domain. Based on the systematic analysis of the principle of the technology, the proposed technology is verified by numerical simulation. And the influence of the variable parameters including noise, relative delay, relative intensity on the measured error are systematically analyzed in the simulation. And the results show that the proposed nanosecond temporal phase diagnostic technique has a good performance when the signal noise ratio of the interferogram is above 15 dB, the relative delay of the pulses is between 0.5% and 28% and the relative intensity is above 0.1%. The proposed method is verified experimentally in a nanosecond laser system with central wavelength of 640 nm and pulse width of 20 ns. And the calculated spectra obtained from the temporal shearing interferogram match well with the spectra measured by a scanning Fabry-Perot interferometer. This proposed technique does not use any nonlinear optical effects, thus it can be applied to the diagnostic of nanosecond laser pulse centered at any wavelength. Hence, it provides a simple experimental setup for implementing the higher-accuracy diagnostic of the temporal phase distribution of nanosecond laser pulses.

**Keywords:** nanosecond laser pulse, temporal phase, self-referencing, temporal shearing

**PACS:** 42.25.Hz, 42.30.Lr, 42.30.Rx

**DOI:** 10.7498/aps.70.20202104

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61827816, 11875308, 61675215), the Scientific Instrument Developing Project of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. YJKYYQ20180024), and the Science and Technology Innovation Action Plan Project of Shanghai, China (Grant No. 19142202600).

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

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