

# 啁啾脉冲频域干涉测量技术的扰动重构理论模拟研究

范 伟<sup>1,2</sup> 吴玉迟<sup>1</sup> 辛建婷<sup>1</sup> 董 军<sup>1</sup> 敖广红<sup>2</sup> 赵宗清<sup>1</sup> 曹磊峰<sup>1</sup>  
张学如<sup>2</sup> 王玉晓<sup>2</sup> 谷渝秋<sup>1,2</sup>

(<sup>1</sup> 中国工程物理研究院 激光聚变研究中心等离子体物理重点实验室, 四川 绵阳 621900)  
<sup>2</sup> 哈尔滨工业大学物理系, 黑龙江 哈尔滨 150001)

**摘要** 利用啁啾脉冲的频域干涉测量技术, 可实现对超快光学瞬态过程的单发诊断, 此方法的时间分辨率和单发时间测量范围分别与啁啾脉冲的谱宽和脉冲宽度及光谱仪的工作性能有关。当两束线性啁啾脉冲进入光谱仪后, 相同的频谱成分会发生干涉形成频谱干涉条纹, 如果其中一束脉冲受到外界扰动的影响, 可根据干涉条纹的形状重构出扰动的具体形式。理论研究和数值模拟了由频谱干涉图重构外界附加扰动的过程, 模拟结果显示重构出的扰动同附加的真实扰动符合得较好; 在频谱记录面有限的情况下, 重构出的扰动信号带有强烈的振荡, 通过平滑处理有效地抑制了振荡。

**关键词** 测量; 频域干涉; 信号重构; 傅里叶变换; 啁啾脉冲

**中图分类号** TN247 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201232.0612002

## Numerical Research on Perturbation Reconstruction Theory of Chirped Pulse Spectral Interferometry

Fan Wei<sup>1,2</sup> Wu Yuchi<sup>1</sup> Xin Jianting<sup>1</sup> Dong Jun<sup>1</sup> Ao Guanghong<sup>2</sup>  
Zhao Zongqing<sup>1</sup> Cao Leifeng<sup>1</sup> Zhang Xueru<sup>2</sup> Wang Yuxiao<sup>2</sup> Gu Yuqiu<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Science and Technology on Plasma Physics Laboratory, Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang, Sichuan 621900, China  
<sup>2</sup> Department of Physics, Harbin Institute of Technology, Harbin, Heilongjiang 150001, China

**Abstract** Using chirped pulse spectral interferometry, single-shot diagnosis of ultrafast optical transient process can be achieved. The temporal resolution is determined by spectral width while the temporal measuring range is determined by pulse width, and they are both affected by the spectrometer's work performance. After two linear chirped pulse enter into the spectrometer, the same spectral components will interfere to form spectral interference fringes. If one pulse is perturbed externally, the specific shape of perturbation can be reconstructed according to interference fringe patterns. The process of external perturbation reconstruction is theoretically studied and numerically calculated, which shows that the reconstructed perturbation matches well with true perturbation. With finite spectral recording, reconstructed perturbation signal shows strong oscillation, which is suppressed effectively by smoothing treatment.

**Key words** measurement; spectral interference; signal reconstruction; Fourier transform; chirped pulse

**OCIS codes** 120.3180; 120.5050; 320.1590; 320.2250; 320.7100; 320.7150

## 1 引 言

1992 年, Tokunaga 等<sup>[1]</sup> 首次提出了频域干涉仪的概念, 并利用其测量材料中产生的相位调制。所谓的频域干涉仪是指利用迈克耳孙干涉仪双臂产

生两个有一定延迟时间差的极限脉冲(参考脉冲和探测脉冲), 它们先后到达光谱仪后在频谱面上发生干涉形成频域干涉条纹。由此发展出的频域干涉测量技术(FDI)可同时测量探测脉冲产生的振幅和相

**收稿日期**: 2011-10-19; **收到修改稿日期**: 2012-01-09

**基金项目**: 国家自然科学基金(10975121, 11174259, 10902101)资助课题。

**作者简介**: 范 伟(1986—), 男, 博士研究生, 主要从事超快光学瞬态过程的测量技术方面的研究。

E-mail: fanwei\_2009@163.com

**导师简介**: 谷渝秋(1968—), 男, 博士, 研究员, 主要从事强场物理方面的研究。E-mail: yqgu@caep.ac.cn(通信联系人)

位变化,它所能达到的时间分辨能力受限于探测脉冲的脉宽<sup>[2]</sup>。目前 FDI 已广泛应用在飞秒激光驱动冲击波<sup>[3~5]</sup>、激光等离子体<sup>[6,7]</sup>、激光尾场粒子加速以及光纤自相位调制<sup>[8,9]</sup>等方面。

FDI 相对于其他方法而言拥有明显的优势,例如在测量飞秒激光驱动冲击波的速度时,与通常采用的 VISAR 系统相比,FDI 的时间分辨率更高,可以达到飞秒量级。但是,在对一种现象在某段时间内的演化过程进行测量时,需要多发的实验才能完成,由此提高了对实验条件重复性的要求,尤其在研究高能激光与物质相互作用时,激光器存在重复频率低和能量涨落的问题,从而会导致较大的测量误差<sup>[10~12]</sup>。FDI 的这个欠缺激发了对单发诊断技术的研究。啁啾脉冲频域干涉测量技术(CPSI)的提出使得上述问题在很大程度上得到了解决,它是在 FDI 的基础上用两束线性啁啾脉冲代替原来的极限脉冲得到的<sup>[13~15]</sup>。CPSI 是一种单发测量技术,它的时间分辨能力与啁啾脉冲的谱宽成反比关系,而时间上的测量范围则等于啁啾脉冲的脉宽,不过它们还要受到光谱仪工作性能的影响<sup>[8,9]</sup>。

在频域干涉测量技术中,根据记录到的频谱干涉图重构出探测光受到的外界附加扰动是一个非常重要的数据处理过程。本文理论研究了基于两束线性啁啾脉冲的频域干涉和扰动信号重构的过程,进一步通过数值模拟这一重构过程验证了其可行性,对于实验中可能出现的因频谱记录面有限而使重构

出的扰动信号存在强烈振荡的问题,通过平滑处理进行了有效的抑制。

## 2 基于啁啾脉冲的频域干涉理论研究

假定两束具有一定时间延迟  $T$  的线性啁啾脉冲,一束作为参考光  $E_{re}(t) = E(t)$ ,另一束作为探测光  $E_{pr}(t) = E(t - T)$ ,如图 1 所示。如果探测光受到一与时间有关的微扰  $\epsilon'(t) = |\epsilon'(t)| \exp[i\phi(t)]$ ,则经历扰动后的探测光变为

$$E'_{pr}(t) = E_{pr}(t)\epsilon'(t) = E(t - T)\epsilon(t - T). \quad (1)$$

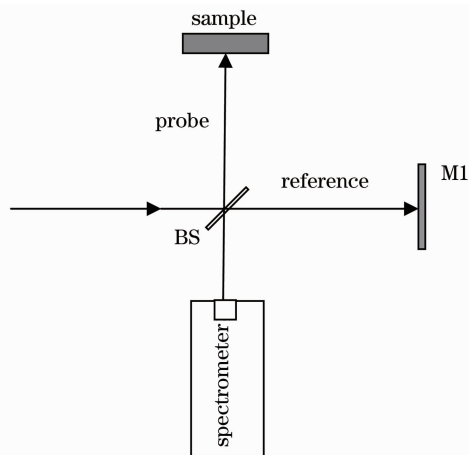


图 1 频域干涉光路示意图

Fig. 1 Schematic of spectral interference

当参考光和经历扰动后的探测光先后进入光谱仪时,相同的频谱成分之间会发生干涉形成频谱干涉条纹,干涉条纹的强度分布是

$$I(\omega) = |\mathcal{F}\{E_{re}(t)\} + \mathcal{F}\{E'_{pr}(t)\}|^2 = |E(\omega)|^2 + |E'(\omega)|^2 + g(\omega)\exp(-i\omega T) + g^*(\omega)\exp(i\omega T), \quad (2)$$

式中

$$\mathcal{F}\{E_{re}(t)\} = |E(\omega)| \exp[i\varphi(\omega)], \mathcal{F}\{E'_{pr}(t)\} = \mathcal{F}\{E(t)\epsilon(t)\} \exp(-i\omega T) = |E'(\omega)| \exp[i\varphi'(\omega)] \exp(-i\omega T),$$

$$g(\omega) = |E(\omega)| |E'(\omega)| \exp\{i[\varphi'(\omega) - \varphi(\omega)]\}. \text{ 根据(2)式可知,干涉条纹的条纹间距为 } 2\pi/T, \text{ 与延迟时间差成反比关系。对(2)式所示的强度分布进行傅里叶逆变换,可得到其对应的时域信号}$$

$$\mathcal{F}^{-1}\{I(\omega)\} = G_0(t) + G(t - T) + G^*(-t - T), \quad (3)$$

式中  $G_0(t) = \mathcal{F}^{-1}\{|E(\omega)|^2 + |E'(\omega)|^2\}$ ,  $G(t) = \mathcal{F}^{-1}\{g(\omega)\}$ 。从(3)式可以看出,频谱干涉条纹对应的时域信号由一直流项和一对交变项构成,直流项和两交变项之间的距离均为时间延迟  $T$ 。由于交变项中含有扰动的振幅信息和相位信息,因此利用其可重构出扰动信号,这里利用正一级部分  $G(t - T)$  项,使用滤波函数将其余两项滤去,然后再对所得的正一级项进行傅里叶变换:

$$\mathcal{F}\{G(t - T)\} = |E(\omega)| |E'(\omega)| \exp\{i[\varphi'(\omega) - \varphi(\omega)] - i\omega T\}. \quad (4)$$

从中去除参考光的部分,可知受扰动探测光的频谱分布为

$$|E'(\omega)| \exp[i\varphi'(\omega)] \exp(-i\omega T) = \mathcal{F}\{G(t - T)\} / \{|E(\omega)| \exp[-i\varphi(\omega)]\}, \quad (5)$$

对其进行傅里叶逆变换得

$$E'_{pr}(t) = \mathcal{F}^{-1}\{|E'(\omega)| \exp[i\varphi'(\omega)] \exp(-i\omega T)\}. \quad (6)$$

于是,探测光受到的振幅和相位扰动分别为

$$|\epsilon'(t)| = \left| \frac{E'_{pr}(t)}{E_{pr}(t)} \right| = \left| \frac{E'_{pr}(t)}{E(t-T)} \right|, \quad (7)$$

$$\varphi(t) = \arctan \left\{ \frac{\text{Im} \left[ \frac{E'_{pr}(t)}{E(t-T)} \right]}{\text{Re} \left[ \frac{E'_{pr}(t)}{E(t-T)} \right]} \right\}. \quad (8)$$

根据(8)式可知,当探测光的相位变化满足  $\phi(t) \in (-\pi/2, \pi/2)$  时,其值可以被唯一地确定,在扰动是微扰的情况下这个条件一般是得到满足的。

在根据频谱条纹重构扰动信号的过程中,光谱仪的光谱分辨率和测谱范围等参数扮演着非常重要的角色。光谱分辨率不仅决定了采样频率的大小,还影响着单发实验的时间测量范围。首先,高的光谱分辨率意味着高的采样频率,这样就使得单个条纹内的采样点数增多,有利于提高系统的灵敏度和减小重构误差;而根据抽样定理,光谱分辨率与单发时间测量范围  $V_t$  之间满足关系  $V_t = 2\pi/\delta\omega$ , 其中  $\delta\omega$  为光谱仪所能分辨的最小频率差,由此可知高的光谱分辨率又使得单发时间测量范围增大,所以高分辨的光谱仪对频域干涉仪来说是非常有利的。光谱仪的另一个性能参数是其测谱范围  $V_\omega$ , 它决定了测量系统的最小时间分辨  $\delta t = 2\pi/V_\omega$  (假定脉冲的谱宽大于或等于  $V_\omega$ ), 大的测谱宽度有利于降低系统的最小时间分辨。但是,一般光谱仪的测谱范围和其分辨率之间是一个相互制约的关系,大的测谱范围就意味着低的光谱分辨率,反之亦然。所以实验者通常需要根据自身的实验要求在两者之间做出选择。

参考光与探测光的延迟时间  $T$  也是一个重要的参数。前面提到频谱干涉条纹的条纹间距等于  $2\pi/T$ , 可知  $T$  值取得越小,条纹间距越大,单个条纹内包含的采样点数越多,从而可以提高系统灵敏度和减小重构误差;另一方面,  $T$  又等于时域信号中零级项和正负一级项之间的距离。因此,当对正一级信号滤波时,总是希望零级项和正一级项之间的距离  $T$  越大越好,以避免两者出现部分重合造成滤波不完整。从这个角度来说,参考光与探测光之间的延迟时间  $T$  又不能太小。综合考虑,在选取  $T$  的大小时,一般在保证单个条纹内的采样点数的情况下,将其取得越大越好。

### 3 扰动信号重构过程的模拟计算

前面对由频谱干涉图重构扰动信号的过程做了

理论研究,这里将通过进一步的数值模拟对其进行验证。根据前述的理论重构过程,利用 Matlab 编程实现其功能。模拟中假定参考光

$$E_{re}(t) = E \exp(-at^2) \exp[i(\omega_0 + bt)t],$$

式中  $a = 2 \ln 2 \times \tau^{-2}$ ,  $\tau$  为啁啾脉冲的半峰全宽(FWHM),  $b$  为线性啁啾系数,  $\omega_0$  为激光脉冲的中心频率。令  $E = 1$ , 脉冲宽度  $\tau = 20$  ps, 中心波长  $\lambda_0 = 800$  nm, 带宽为 30 nm, 则  $a = 3.4657 \times 10^{-9}/\text{fs}^2$ ,  $b = 2.2089 \times 10^{-6}$  rad/fs<sup>2</sup>,  $\omega_0 = 2.3562$  rad/fs。

探测脉冲的脉宽  $\tau$  为单发实验的时间测量范围,根据抽样定理,要惟一地还原出这样一个时域信号,要求频域中的频谱抽样间隔不大于  $2\pi/\tau$ , 相应的波长抽样间隔为  $\frac{2\pi\lambda_0^2}{\tau 2\pi c} \approx 0.10$  nm, 模拟所用谱仪的光谱分辨率为  $\delta\lambda = 0.02$  nm, 满足抽样定理要求。

参考光与探测光之间的延迟时间  $T$  决定了频谱干涉条纹的条纹间距  $2\pi/T$ 。一般来说,确定一个正弦信号的形式,要求它的单正弦周期内至少有 5 个数值点,因此,谱仪记录频谱干涉条纹时,一个条纹周期内应至少有 5 个采样点即  $\frac{2\pi}{T} \geq 5 \times \frac{2\pi c \delta\lambda}{\lambda_0^2}$ , 可知  $T \leq 21.33$  ps。模拟选取探测光  $E_{pr}(t) = E_{re}(t-T)$  与参考光之间的时间延迟  $T = 12$  ps; 设扰动的具体形式为

$$\epsilon(t-T) = \{1.5 + \sin[2\pi \times 6 \times 10^{-6}(t-T)]\} \times \exp\{i[0.1\pi + 1200a(t-T) + 0.15a(t-T)^2]\}, \quad (9)$$

包含振幅和相位项。

根据两个线性啁啾脉冲的频谱干涉条纹(2)式和其傅里叶逆变换(3)式,对它们分别进行数值模拟计算,模拟所用谱仪的记录范围为 120 nm, 远大于探测脉冲的带宽,计算结果如图 2 所示。图 2(a)是参考光和探测光的频谱干涉图及其局部放大结构,其中干涉条纹的条纹间距与延迟时间  $T$  成反比关系,图 2(b)是图 2(a)的时域形式,图中的零级和正负一级信号分别对应于频谱干涉条纹方程(2)式中的直流和交变部分,其中正一级项

$$G(t-T) = F\{ |E(\omega)| |E'(\omega)| \times \exp\{i[\varphi'(\omega) - \varphi(\omega)] - i\omega T\}\}$$

包含有扰动信号的全部信息,对其做傅里叶变换并除去其中的参考光部分,可得受扰动探测光的频域形式。因此,只需利用时域信号的正一级部分即可完成对扰动形式的重构。

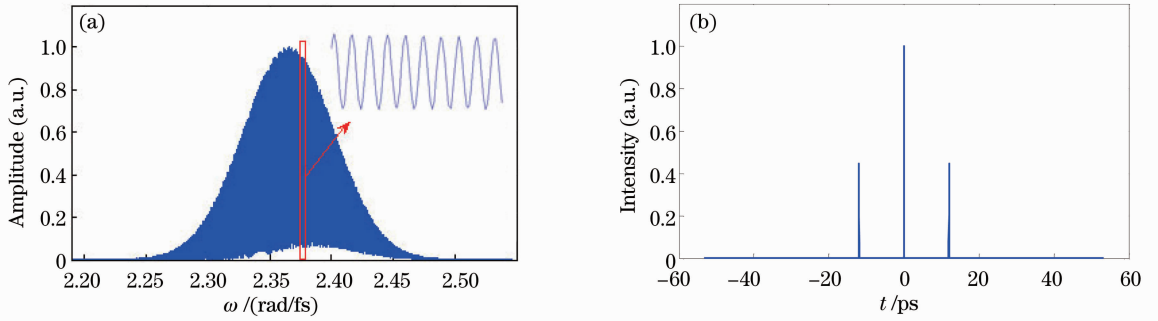


图 2 (a)参考光和探测光的频谱干涉图及(b)其对应的时域信号

Fig. 2 (a) Spectral interference pattern of reference pulse and probe pulse and (b) its corresponding temporal signal

选择合适的窗函数对时域信号进行滤波, 仅取其正一级部分。将滤波后的信号按照上述重构过程进行模拟计算可得扰动信号的具体形式, 并与由给定参数模拟的真实扰动信号进行对比, 结果如图 3

所示。从图中可以看出, 重构出的扰动信号与由给定参数模拟的扰动信号符合得较好, 两者基本上重合在了一起, 这也是前述扰动信号重建理论与本程序之间的一个相互印证。

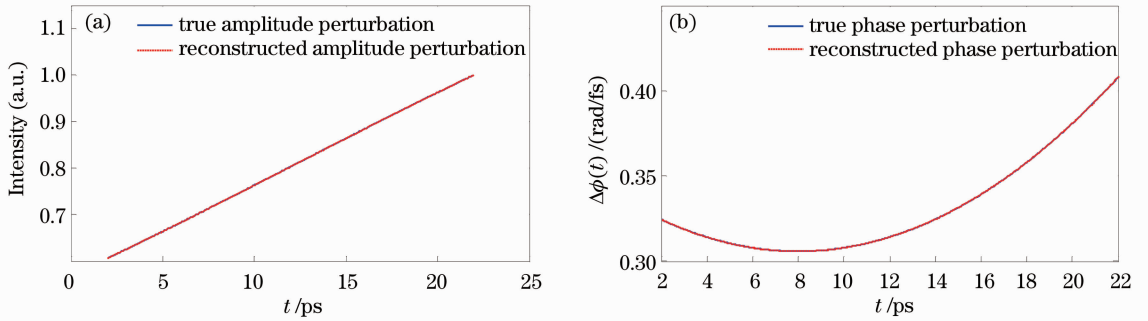


图 3 由频谱干涉图重构出的扰动信号及其与真实扰动信号的(a)振幅和(b)相位比较

Fig. 3 (a) Amplitude and (b) phase of reconstructed perturbation signal by spectral fringes compared with true perturbation

上述模拟计算是在没有考虑频域干涉条纹数据存在部分丢失的情况下进行的, 然而在实验时, 由于光谱仪工作在高分辨率的状态下, 其摄谱范围往往是有限的, 并因此会导致有效的频域干涉条纹不能被完全记录下来, 出现数据丢失的现象。在这种情况下, 还能否重构出扰动信号的具体形式, 如果可以

的话数据丢失又会对重构结果产生什么样的影响, 这些问题都需要进一步的模拟计算来说明。假定光谱仪的频谱记录范围和激光脉冲的带宽一样都是 30 nm, 其余参数不变, 重复上述模拟计算过程, 结果如图 4 和 5 所示。

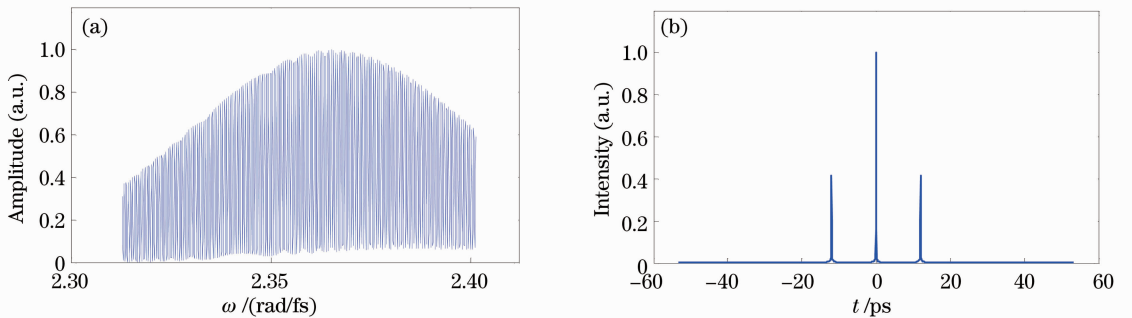


图 4 (a)有限频谱面记录的参考光与探测光的频谱干涉图及(b)其对应的时域信号

Fig. 4 (a) Spectral interference pattern and (b) its corresponding temporal signal finitely recorded by spectrometer

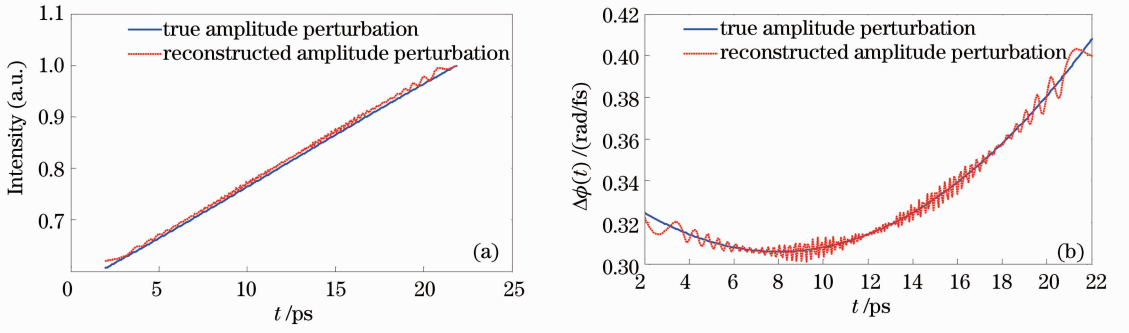


图 5 有限频谱记录面情况下,重构出扰动信号的(a)振幅和(b)相位

Fig. 5 (a) Amplitude and (b) phase of reconstructed perturbation signal in circumstances of finite spectral recording compared with true perturbation

将图 4(a)与图 2(a)比较可知,光谱仪上有限的记录面导致了有效频谱干涉条纹边缘数据的丢失,相当于完整的频谱干涉条纹与一个有限大小的矩形窗口函数的乘积,使得有效的数据出现了截断。即便如此,将频谱干涉图进行傅里叶逆变换得到的时域信号图 4(b)与由包含全部有效干涉条纹的频谱图对应的时域信号图 2(b)相比,可知时域信号的特征形状并没有出现明显的变化,但是三个分离信号都出现了些许的展宽,这是由矩形窗函数引起的,下面通过解析的方式来证明这个问题。

令完全的频谱干涉条纹分布为  $I(\omega)$ ,对其作傅里叶逆变换得原时间域函数  $f(t)$ ,它由三个分离的信号构成。设频谱面上所加的矩形窗口函数为  $\text{rect}\left(\frac{\omega-\omega'}{V_\omega}\right)$ ,其中  $\omega'$  为窗函数中心偏离零频位置的距离, $V_\omega$  为窗函数的宽度,则在有限频谱窗时获得的频谱干涉条纹分布相当于  $I(\omega)\text{rect}\left(\frac{\omega-\omega'}{V_\omega}\right)$ 。此时,其对应的时域信号为

$$\mathcal{F}^{-1}\left\{I(\omega)\text{rect}\left(\frac{\omega-\omega'}{V_\omega}\right)\right\}=\mathcal{F}^{-1}\{I(\omega)\}\mathcal{F}^{-1}\left\{\text{rect}\left(\frac{\omega-\omega'}{V_\omega}\right)\right\}=f(t)\left[\frac{V_\omega}{2\pi}\text{sinc}\left(\frac{V_\omega}{2\pi}t\right)\exp(i\omega't)\right]. \quad (10)$$

在实际的计算中,原时间域函数  $f(t)$  是以离散的形式出现的,即

$$f(t)=f_n(t)=f(t)\sum_{n=-\infty}^{\infty}\delta(t-nV_t)=\sum_{n=-\infty}^{\infty}f(nV_t)\delta(t-nV_t), \quad (11)$$

是一些离散值,整体上仍表现为三个分离的信号。根据抽样定理,时间域的采样间隔  $V_t$  由  $V_\omega$  的大小决定。所以,有限频谱窗条件下的时间域函数为

$$f(t)\left[\frac{V_\omega}{2\pi}\text{sinc}\left(\frac{V_\omega}{2\pi}t\right)\exp(i\omega't)\right]=\left[\sum_{n=-\infty}^{\infty}f(nV_t)\delta(t-nV_t)\right]\left[\frac{V_\omega}{2\pi}\text{sinc}\left(\frac{V_\omega}{2\pi}t\right)\exp(i\omega't)\right]=\frac{V_\omega}{2\pi}\exp(i\omega'nV_t)\sum_{n=-\infty}^{\infty}f(nV_t)\text{sinc}\left(\frac{V_\omega}{2\pi}nV_t\right). \quad (12)$$

从中可以看出,sinc 函数在各个时域采样点上分别对原时间域函数进行了加宽,从而导致时间域分辨能力的下降,对于模拟中所加的 30 nm 宽的矩形窗口,它所造成的最小时域分辨下降为  $\frac{2\pi}{2\pi c V_\lambda/\lambda_0^2}\approx 71.11$  fs,其中  $V_\lambda=30$  nm 为窗口宽度。时间域函数加宽的程度由矩形窗宽度决定,矩形窗宽度越小,加宽得越厉害,对时间域函数越不利。因此,从这个角度来看,光谱仪的测谱范围也不能太小。

对有限频谱面下得到的时间域中的三个分离信

号进行滤波,由于频谱域中的矩形窗口函数引起的展宽量较小,从而可以完整地获得其正一级部分而不会引入零级信号的干扰。进一步模拟计算重构出探测光所受扰动的具体形式,如图 5(a)和(b)所示,从图中可以看出,重构出的振幅扰动和相位扰动均存在强烈的振荡,通过分析和模拟计算发现振荡的周期和幅度与有效干涉条纹数据的丢失以及扰动信号的形式有关。

在利用频域干涉仪测量飞秒激光驱动冲击波出样品自由面的速度时,根据多普勒相移公式,速度与

探测光受到的相位扰动的时变化率有关,如果相位扰动存在强烈振荡的话,时变化率会出现更加强烈无规的振荡,不利于冲击波速度的准确求取,因此有必要对因记录数据有限而导致的重构信号振荡进行抑制。如图6为对重构出的相位扰动信号进行平滑处理前后的情形,可以看出平滑处理有效地抑制了重构相位扰动信号的振荡,如图6(a)所示;用重构的相位扰动与真实的相位扰动之差除以真实的相位扰动定义为相位扰动重构的相对误差,如

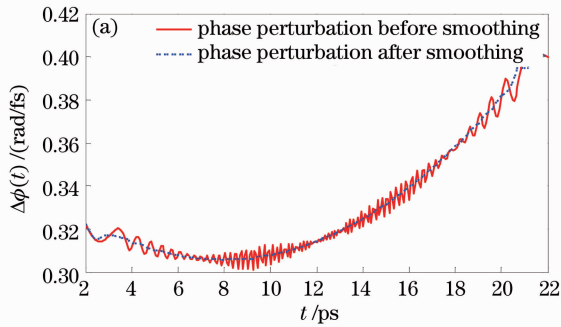


图6(b)所示,平滑处理使得重构出的相位扰动的最大相对误差从1.6%减小为0.36%(两端部分除外)。平滑处理可能会将信号中的一些细节给抹掉,不过并不会显著降低系统的时间分辨率。因此,对于重构出的相位扰动信号的振荡,可以通过一定程度的平滑处理进行抑制,使得获得的相位扰动信号更加接近真实值,而相位扰动信号正是测量飞秒激光驱动冲击波的速度时所要求取的。

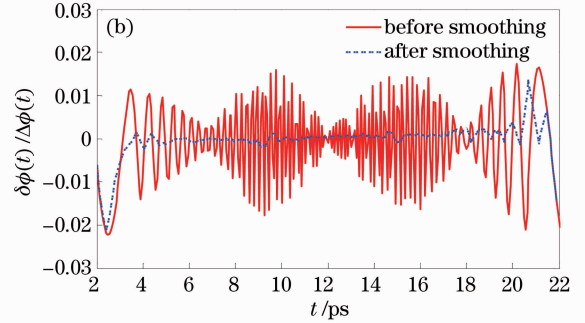


图6 (a)对重构的相位扰动的平滑处理及(b)其相对误差

Fig. 6 (a) Smoothing of reconstructed phase perturbation and (b) its relative errors compared with that before smoothing

在实际的实验当中,不仅光谱仪存在测谱范围有限的情况,还可能有频谱干涉信号测量的误差,这个误差一般分为两种:一种是记录到的频谱强度存在误差,它会通过加权的方式传递给最后的重构信号误差,这样的过程是一个误差减小的传递过程;另一种误差是谱记录出现平移导致的误差,最终体现为重构出的扰动信号存在一个常数的相移,但是这个常数相移一般对后续的数据处理没有实际的影响。综合可知,扰动信号重构的数据处理方式大大降低了频谱干涉信号测量的误差对重构信号的影响。

## 4 结 论

对基于两束线性啁啾脉冲的频域干涉测量技术进行了理论分析和数值模拟。当其中一束光受到外界附加的扰动时,可以根据频谱干涉条纹信息重构出扰动随时间的动态变化。对于因频谱记录面有限而使重构出的扰动信号带有振荡的现象,通过平滑处理可以进行一定程度的抑制。啁啾脉冲的频域干涉测量技术能够以飞秒量级的时间分辨率在单发实验内实现对一段时间史的测量,因此对于超快瞬态过程的测量具有重要的意义。

## 参 考 文 献

- 1 E. Tokunaga, A. Terasaki, T. Kobayashi. Frequency-domain interferometer for femtosecond time-resolved phase spectroscopy [J]. *Opt. Lett.*, 1992, **17**(16): 1131~1133
- 2 J. P. Geindre, P. Audebert, A. Rousse *et al.*. Frequency-domain interferometer for measuring the phase and amplitude of a femtosecond pulse probing a laser-produced plasma [J]. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(23): 1997~1999
- 3 R. Evans, A. D. Badger, F. Fallies *et al.*. Time- and space-resolved probing of femtosecond-laser-driven shock waves in aluminum [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, **77**(16): 3359~3362
- 4 K. T. Gahagan, D. S. Moore, D. J. Funk *et al.*. Measurement of shock wave rise times in metal thin films [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **85**(15): 3205~3208
- 5 Xin Jianting, Weng Jidong, Liu Cangli *et al.*. Properties of femtosecond laser-driven shock waves in aluminum [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2010, **22**(9): 2019~2022  
辛建婷, 翁继东, 刘仓理等. 飞秒激光在铝膜中驱动冲击波的特性 [J]. *强激光与粒子束*, 2010, **22**(9): 2019~2022
- 6 C. Y. Chien, Fontaine B. La, A. Desparois *et al.*. Single-shot chirped-pulse spectral interferometry used to measure the femtosecond ionization dynamics of air [J]. *Opt. Lett.*, 2000, **25**(8): 578~580
- 7 Dong Jun, Peng Hansheng, Wei Xiaofeng *et al.*. Delay-time measurement between two ultrashort pulses in spectral interferometry [J]. *Optics & Optoelectronic Technology*, 2009, **7**(2): 55~57  
董 军, 彭翰生, 魏晓峰等. 频域干涉测量中脉冲延迟时间测定方法的研究 [J]. *光学与光电技术*, 2009, **7**(2): 55~57
- 8 K. Y. Kim, I. Alexeev, H. M. Milchberg. Single-shot supercontinuum spectral interferometry [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2002, **81**(22): 4124~4126

- 9 Dong Jun, Peng Hansheng, Wei Xiaofeng *et al.*. Numerical simulation for the characteristics of spectral interferometry between two linear chirped pulses[J]. *Laser Technology*, 2009, **33**(3): 232~235  
董 军, 彭翰生, 魏晓峰 等. 线性啁啾脉冲频谱干涉特性的模拟研究[J]. *激光技术*, 2009, **33**(3): 232~235
- 10 Dong Jun, Peng Hansheng, Wei Xiaofeng *et al.*. Analysis for phase shifts transformation of chirped pulse from frequency-domain to time-domain based on Fourier transform[J]. *Acta Physica Sinica*, 2009, **58**(1): 315~320  
董 军, 彭翰生, 魏晓峰 等. 基于傅里叶变换模式的啁啾脉冲频域-时域相移转换的研究[J]. *物理学报*, 2009, **58**(1): 315~320
- 11 S. P. Le Blanc, E. W. Gaul, N. H. Matlis *et al.*. Single-shot measurement of temporal phase shifts by frequency-domain holography[J]. *Opt. Lett.*, 2000, **25**(10): 764~766
- 12 Y. H. Chen, S. Varma, I. Alexeev *et al.*. Measurement of transient nonlinear refractive index in gases using xenon supercontinuum single-shot spectral interferometry [J]. *Opt. Express*, 2007, **15**(12): 7458~7467
- 13 J. P. Geindre, P. Audebert, S. Reibilo *et al.*. Single-shot spectral interferometry with chirped pulses [J]. *Opt. Lett.*, 2001, **26**(20): 1612~1614
- 14 J. P. Chen, R. X. Li, Z. N. Zeng *et al.*. Simultaneous measurement of laser-induced shock wave and released particle velocities at Mbar pressure[J]. *J. Appl. Phys.*, 2003, **94**(2): 858~862
- 15 J. P. Chen, R. X. Li, Z. N. Zeng *et al.*. Shock-accelerated flying foil diagnostic with a chirped pulse spectral interferometry [J]. *Chin. Phys. Lett.*, 2003, **20**(4): 541~543

栏目编辑：宋梅梅