

太赫兹辐射的时域光谱单发探测

肖一^{1,2}, 白亚^{1,2**}, 刘鹏^{1,2*}

¹中国科学院上海光学精密机械研究所强场激光物理国家重点实验室, 上海 201800;

²中国科学院大学材料与光电研究中心, 北京 100049

摘要 随着大功率激光技术的发展,由其驱动产生的太赫兹辐射受到了广泛关注。然而,大功率激光装置的重复频率低,测量其产生的太赫兹辐射的难度较大。采用时域光谱单发探测技术可以克服这一探测难点,通过单次测量就能得到太赫兹辐射的电场波形信息。回顾了太赫兹辐射时域光谱单发探测的相关研究工作进展。根据频率-时间编码和空间-时间编码两种不同的原理,详细介绍了啁啾脉冲光谱编码探测和空间-时间编码探测等测量技术,并对各个测量技术的特点和参数进行了对比,最后对太赫兹辐射的单发探测作了总结和展望。

关键词 太赫兹技术; 太赫兹辐射; 太赫兹波探测; 超快激光技术; 光谱编码; 空间编码

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201946.0614009

Single-Shot Time-domain Spectrum Detection for Terahertz Radiation

Xiao Yi^{1,2}, Bai Ya^{1,2**}, Liu Peng^{1,2*}

¹State Key Laboratory of High Field Laser Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;

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

Abstract With the development of high-power lasers, terahertz (THz) radiation driven by high-power lasers has received extensive attention. However, it is difficult to measure the terahertz radiation produced by high-power laser devices because of their low repetition rate. This can be solved by using a single-shot time-domain spectrum detection technique. Using this technique, the electric field waveform information of terahertz radiation can be obtained in a single measurement. In this study, we review the research progress with respect to the single-shot time-domain spectrum detection for THz radiation. Based on frequency-time encoding and space-time encoding, we introduce spectral encoding detection using a chirped pulse, space-time encoding detection, and other techniques. In this review, the characteristics and parameters of each measurement technique are compared. Finally, we summarize and discuss the future prospects of single-shot detection for THz radiation.

Key words terahertz technology; terahertz radiation; terahertz wave detection; ultrafast laser technique; spectral encoding; spatial encoding

OCIS codes 300.6495;120.1880; 140.7090; 320.1590; 080.2740

1 引 言

太赫兹(THz)技术在材料科学、生物医学成像、国防军事等领域有着重要的地位和研究价值^[1-2]。近年来,随着超强超短激光技术的发展,已经能够获得瞬时功率达到数拍瓦级的激光脉冲输出^[3]。利用这种超强超短激光驱动气体或固体靶能够产生能量

接近毫焦耳量级的太赫兹辐射^[4-6]。然而,这种超强超短激光装置通常工作在单发状态或者很低的重复频率,这就给对其产生太赫兹辐射的测量带来了困难。传统的太赫兹辐射探测方法是基于抽运-探测技术,通过连续改变探测脉冲和太赫兹脉冲之间的时间延迟,实现对太赫兹辐射时域光谱的测量^[7]。这是一个串行的多脉冲探测过程,显然无法适用于

收稿日期: 2019-01-30; 修回日期: 2019-04-02; 录用日期: 2019-04-08

基金项目: 国家自然科学基金(11874373)

* E-mail: peng@siom.ac.cn; ** E-mail: pipbear@siom.ac.cn

单发太赫兹辐射探测的场合。基于此方面的需求,通过单次测量就能得到太赫兹辐射光谱分布或者电场信息的探测方法先后被提出。例如,中国科学院物理研究所利用单次测量技术对超强超短激光场驱动的太赫兹辐射的光谱分布进行了测量^[5]。

基于热效应的非相干探测是实现太赫兹辐射单发探测的一个有效手段,但是这种方法只能获取太赫兹辐射的强度信息,无法获取其相位信息^[8]。时域光谱单发探测技术在传统的基于抽运-探测技术的光电取样探测方法上提出,可以测量出太赫兹辐射的电场波形。对于太赫兹辐射时域光谱的单次测量而言,在保证测量方法有足够高的灵敏度的前提下,首先要考虑该方法是否具有足够高的时间分辨率,其次要考虑是否具有足够大的时间窗口,最后还要考虑如何提高信噪比,比如采用类似于平衡探测中消除背景噪声的方法。总体来看,目前时域光谱单发探测从技术上可以分为两种:频率-时间对应和空间-时间对应^[8-9]。

本文以太赫兹辐射时域光谱的单次测量为主要内容,围绕太赫兹辐射时域光谱探测所需要的高分辨率、大动态范围和高信噪比展开叙述,并结合不同探测方法的特点,系统介绍了太赫兹辐射时域光谱单次测量的相关研究成果。其中主要介绍了啁啾脉冲光谱编码、啁啾脉冲光谱干涉探测、空间编码探测、二次谐波互相关法和双阶梯法等太赫兹辐射单次测量技术,并对太赫兹辐射时域光谱的单次测量技术作了总结和展望。

2 太赫兹辐射时域光谱单发探测技术

传统的太赫兹辐射时域光谱测量是一种时分光电取样技术^[10],这是一个多脉冲连续取样的过程,无法适用于太赫兹脉冲单次测量的场合。因此,需要一种并行取样的测量技术来实现对单发太赫兹辐射的测量。基于超快过程的单次测量技术主要有两个发展方向:频率-时间对应和空间-时间对应^[8-9]。其基本思想是把太赫兹脉冲的时间信息与频率或空间的调制相对应,通过光谱仪或 CCD 相机来获取太赫兹辐射的时域光谱。

2.1 频率-时间对应

借助线性啁啾脉冲频率-时间的对应关系,将光电取样测量中的超短探测脉冲替换成啁啾脉冲,能够实现频率-时间对应的时域光谱单发测量。这种方法在 1998 年首先被蒋志平和张希成提出,称为啁啾脉冲光谱编码^[11]。通过将太赫兹辐射电场的振

幅-时间信息映射到探测光的强度调制-频率,从而重建出太赫兹电场波形。显然,这种方法的时间窗口取决于啁啾探测脉冲的宽度,但是时间分辨率受到频率-时间变换的限制^[12]。

此后,基于频率-时间对应的太赫兹辐射单发测量技术便不断发展起来。2005 年, Yellampalle 等^[13]提出了一种同轴光谱干涉的算法,从理论层面上解决了时间分辨率受限的问题。2009 年, Schmidhammer 等^[14]提出了多色平衡探测法,旨在利用超连续谱来提高时间分辨率。2011 年, Matlis 等^[15]提出了基于啁啾脉冲光谱干涉探测的时域光谱单次测量技术,在实验上解决了时间分辨率受限的问题,但是信噪比较小。2017 年,深圳大学的徐世祥教授课题组在此基础上提出了一种共路的啁啾脉冲光谱干涉的方法^[16],并在 2018 年对这种方法进行了改进^[17],这种共路的方法在很大程度上简化了光路,提高了信噪比。

2.1.1 啁啾脉冲光谱探测

啁啾脉冲光谱探测,也被称为波分光电取样^[11,18],其实验装置如图 1 所示。其中 QWP 为 1/4 波片, P1、P2 为偏振片, $f_1 \sim f_3$ 为凸透镜, BS1 为分束片, M1 为反射镜。它在传统的基于抽运-探测技术的基础上,通过将飞秒探测脉冲变为皮秒量级的啁啾脉冲来实现光谱探测。一般利用光栅对进行频率啁啾和时间展宽。由于光栅对引入的是线性啁啾,频率(ω)-时间(t)的对应关系为

$$\omega(t) = \omega_0 + 2at, \quad (1)$$

式中: ω_0 为探测脉冲的中心频率; a 为啁啾率,为带宽与脉宽之比。

探测脉冲在经过光栅对后,不同的波长成分会被分离开。当太赫兹脉冲和啁啾探测脉冲共线经过电光晶体时,由于电光效应,探测脉冲的不同波长成分会被不同时刻的太赫兹电场旋转,而旋转的角度和方向正比于太赫兹电场的强度和极性。在有、无太赫兹电场调制时,通过光谱仪检测探测脉冲光谱强度分布的变化,可以提取出太赫兹脉冲的时域波形^[19]。但是啁啾脉冲光谱探测存在着明显的缺陷——将频率与时间一一对应违背了不确定性原理^[9],因此它的时间分辨率受到频率-时间变换的限制。当通过增大啁啾来增大时间窗口时,会把太赫兹脉冲限制到一个更窄的频谱中,从而使得时间分辨率下降。它的时间分辨率可以表示为

$$T_{\min} = \sqrt{\tau_0 \tau_{\text{ch}}}, \quad (2)$$

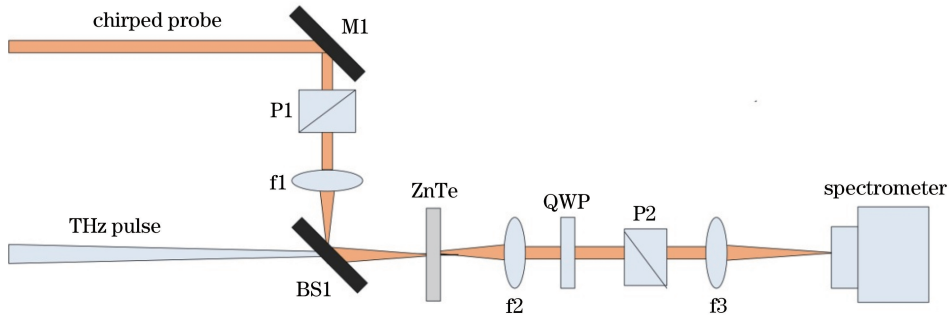


图 1 啁啾脉冲光谱探测实验装置图

Fig. 1 Experimental setup of spectrum detection with chirped pulse

式中： τ_0 为展宽前探测脉冲的傅里叶变换极限脉宽； τ_{ch} 为啁啾脉冲的脉宽^[12]。

为了提高时间分辨率，啁啾脉冲的脉宽不能太大。此外，啁啾脉冲的脉宽要足够大以使其能够覆盖整个太赫兹电场周期，即保证要有足够大的时间窗口。因此，这种探测方法需要在时间分辨率和啁啾率之间权衡^[20-21]，一个比较好的选择是时间窗口稍大于太赫兹电场的周期^[11]。

显然，利用高啁啾率、大带宽的探测脉冲可以获得更好的时间分辨率^[9]。Schmidhammer 等^[14]提出的多色平衡探测法就是利用超连续谱来探测太赫兹脉冲。在他们的实验中，光谱的频率范围为 0.1~10.0 THz，时间窗口达到了 60 ps，时间分辨率达到了 1 ps。多色平衡探测法的时间窗口较大，时间分

辨率也有较大提高，但是还远远没有达到展宽前探测脉冲的傅里叶变换极限脉宽，而且产生的超连续谱(SC)很不稳定，光路也比较复杂。

图 2 为本课题组通过传统的基于抽运-探测技术的探测方法和啁啾脉冲光谱探测两种方法分别获得的实验结果。实验中采用的啁啾脉冲脉宽 τ_{ch} 约为 10 ps，展宽前探测脉冲的傅里叶变换极限脉宽 τ_0 约为 0.045 ps，根据(2)式，时间分辨率约为 0.671 ps。啁啾脉冲光谱编码的时间分辨率受限于频率-时间变换，所以啁啾脉冲光谱编码实验中获得太赫兹脉冲的振荡周期较长^[11-12]。如图 2(b)所示，啁啾脉冲光谱编码方法获得的太赫兹电场的振荡周期大约为 2.3 ps。如图 2(d)所示，与之对应的频谱中太赫兹电场的中心频率移动到了 0.4 THz 附近。

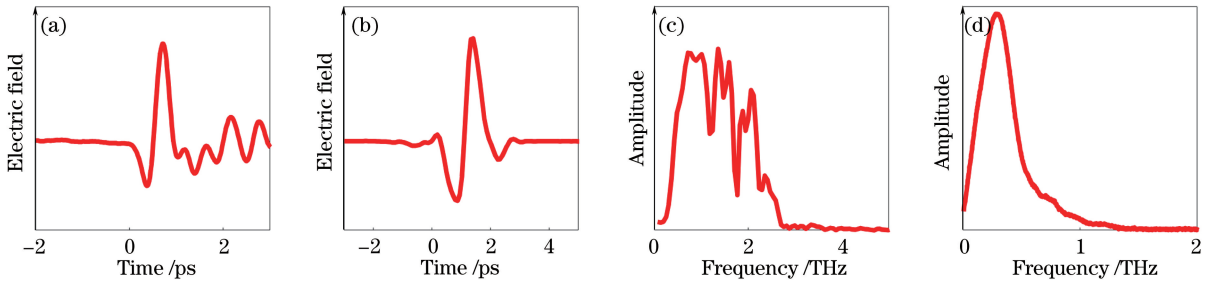


图 2 实验结果^[11-12]。(a)传统的基于抽运-探测技术得到的时域波形；(b)基于啁啾脉冲光谱探测得到的时域波形；(c)传统的基于抽运-探测技术得到的频谱；(d)基于啁啾脉冲光谱探测得到的频谱

Fig. 2 Experimental results^[11-12]. (a) Time-domain waveform obtained by conventional THz measurement based on pump-probe technique; (b) time-domain waveform based on spectrum detection with chirped pulse; (c) frequency spectrum obtained by conventional THz measurement based on pump-probe technique; (d) frequency spectrum based on spectrum detection with chirped pulse

啁啾脉冲光谱编码提供了一种简单有效地进行太赫兹脉冲单次测量的方法，且可以实现平衡探测^[22]，但是它的时间分辨率有限。Yellampalle 等^[13]提出的同轴光谱干涉算法可在数据处理层面上提高时间分辨率。这种算法类似于伽柏同轴全息

术，它摆脱了频率-时间的简单线性对应关系，将检测到的干涉信号看作是频域的线性方程，利用正规化的线性技术去卷积，求解方程，从而通过算法上的改进提高了时间分辨率^[23]。但是，这种方法只是一种数值重建手段，没有实验上的进展^[8]。

2.1.2 啁啾脉冲光谱干涉探测

啁啾脉冲光谱干涉探测也是一种基于频率-时间对应的单次测量技术^[15,24-26]。如图3所示,它在探测光路中引入了一束短脉冲,并将其与啁啾探测脉冲进行光谱干涉,二者会在光谱上产生干涉条纹。经过一系列傅里叶变换处理,在有太赫兹

电场作用和无太赫兹电场作用时,通过对比干涉条纹振幅或者相位的变化,可以提取出条纹中加载的太赫兹脉冲信号。啁啾脉冲光谱干涉探测方法的时间窗口同样取决于啁啾探测脉冲的脉宽,时间分辨率可以达到展宽前探测脉冲的傅里叶变换极限脉宽。

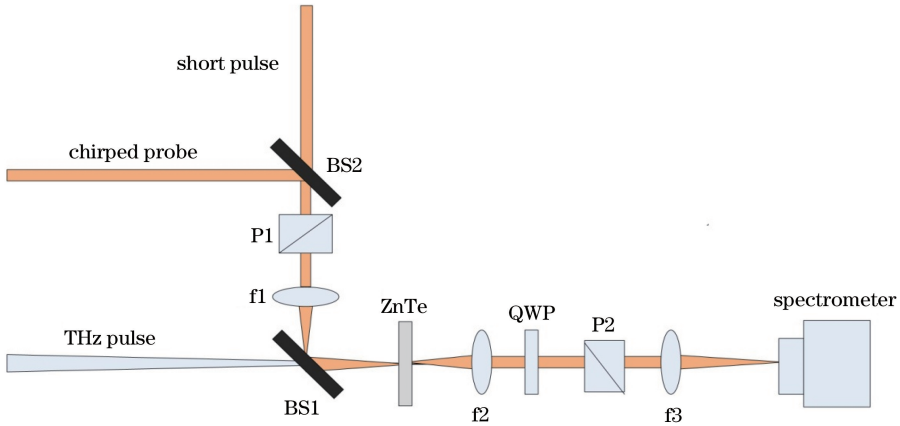


图3 啁啾脉冲光谱干涉探测实验装置图

Fig. 3 Experimental setup of spectral interference detection with chirped pulse

本节将介绍利用振幅信息提取太赫兹电场的傅里叶变换处理过程^[15]。图4所示为数值模拟的光谱干涉条纹的频域和时域图像。图4(a)、(c)所示分别为有太赫兹电场作用时和没有太赫兹电场作用时的光谱干涉条纹的强度分布。光谱干涉条纹的强度分布可以表示为

$$T(\omega) = |E_{ch}(\omega)|^2 + |E_r(\omega)|^2 + E_{ch}^*(\omega)E_r(\omega)\exp(i\omega_0 t_1) + c.c., \quad (3)$$

式中: E_{ch} 为啁啾脉冲场强; E_r 为短脉冲场强; $*$ 表示复共轭; t_1 为啁啾脉冲和短脉冲之间的时间延

迟; $c.c.$ 为 $E_{ch}^*(\omega)E_r(\omega)\exp(i\omega_0 t_1)$ 的复共轭。(3)式中的交叉项贡献了光谱干涉^[9]。

将光谱干涉条纹经傅里叶变换到时域,可以得到如图4(b)、(d)所示的时域图像。其中主峰表示直流分量,侧峰表示交叉项^[15]。主峰与侧峰之间的距离为引入的时间延迟 t_1 ,实验中可以通过 t_1 来确定时间轴^[9]。光谱干涉条纹变换到时域的图像可以表示为

$$F_T[T(\omega)] = C_0(t) + C(t) + C^*(-t), \quad (4)$$

式中: C_0 为光谱直流分量变换到时域的表达式; C

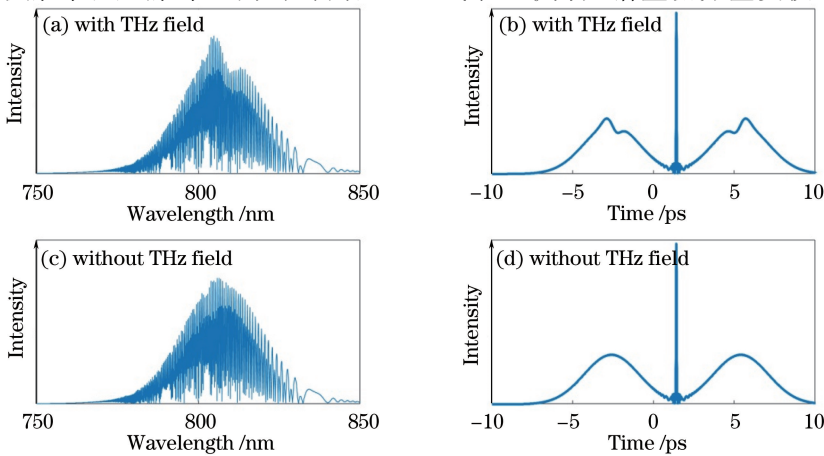


图4 数值模拟结果。(a)有太赫兹电场作用时数值模拟的光谱干涉条纹;(b)有太赫兹电场作用时相应的时域结果;(c)没有太赫兹电场作用时数值模拟的光谱干涉条纹;(d)没有太赫兹电场作用时相应的时域结果

Fig. 4 Simulated results. (a) Simulated spectral interference fringes with THz field; (b) corresponding time-domain results with THz field; (c) simulated spectral interference fringes without THz field; (d) corresponding time-domain results without THz field

和 C^* 为光谱交叉项经傅里叶变换到时域的表达。由傅里叶变换可知, $C(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} E_{ch}(\tau) E_r(\tau - t) d\tau$ 。又因为 $E_r(\tau - t)$ 为一短脉冲, 所以可近似为 $C(t) \approx E_{ch}(t)$, 即可将时域图像中的侧峰近似看作啁啾脉冲电场的时域表达^[9,15]。

显然, 在有、无太赫兹电场调制时, 通过对比侧峰振幅的变化, 可以提取出太赫兹辐射的时域波形。

图 5 所示为 Matlis 等^[15] 利用啁啾脉冲光谱干涉探测在实验中测得的太赫兹辐射时域波形, y 为空间中的坐标。实验中, 啁啾探测脉冲的脉宽为 2 ps, 探测脉冲和短脉冲之间的时间延迟为 2.5 ps。可以看出, 由于光路过长, 受空气扰动等因素的影响较大, 这种单次测量方法所获得的信噪比较低。

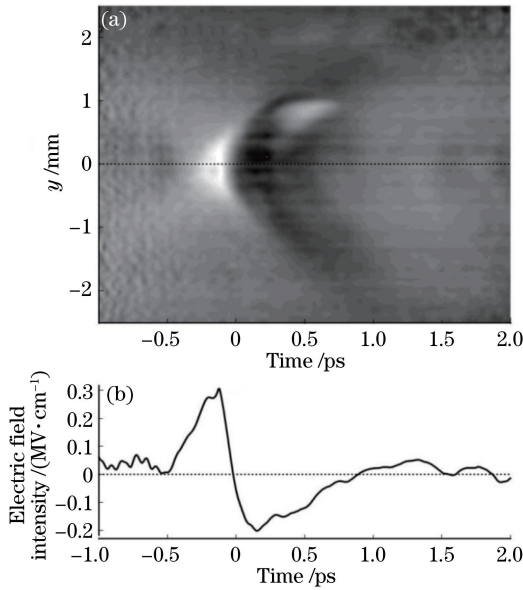


图 5 啁啾脉冲光谱干涉探测得到的时域波形^[15]。
(a)干涉条纹中提取出的太赫兹时空波形;
(b) $y = 0$ mm时的波形

Fig. 5 Time-domain waveforms obtained by spectral interferometry with chirped pulse^[15]. (a) THz spatiotemporal waveform extracted from interference fringe; (b) waveform when $y = 0$ mm

啁啾脉冲光谱干涉探测的时间分辨率依赖于它的傅里叶变换算法, 可以达到展宽前探测脉冲的傅里叶变换极限脉宽^[15]。但是由于引入了短脉冲进行光谱干涉, 极大延长了光路, 增加了光路的复杂性, 因此, 需要严格地控制实验条件, 保证短脉冲与啁啾脉冲共线, 维持相位稳定以保证较好的条纹保真度, 光谱仪要有足够高的分辨率来分辨光谱干涉条纹等^[9]。另外, 啁啾脉冲光谱干涉探测技术中的相位调制方法能够实现更大的动态范围。它克服了振幅调制方法中电光晶体过饱和的问题(若太赫兹

电场过强会使电光晶体引入的相位延迟大于 90°), 因此适合于更强太赫兹辐射源的探测^[27]。

深圳大学的徐世祥教授课题组^[16] 提出的共路啁啾脉冲光谱干涉方法极大简化了光路, 提高了信噪比, 该方法的实验装置如图 6(b)所示。其中 S 为取样器, M1~M3 为反射镜, L1~L2 为透镜, EOC 为(110)ZnTe 晶体, Si 为硅片, AHWP 为消色差半波片, BS1~BS2 为分束片, OAPM 为离轴抛物面镜, SPIDER 为用于直接电场重建的光谱相位干涉仪, P 为偏振片。它通过利用一块偏硼酸钡(α -BBO)晶体使得探测脉冲中正交的两个分量产生时间延迟。其中, 与电光晶体[001]轴偏振方向相同的分量不会受到相位调制, 因此可以把这个方向的分量作为参考脉冲, 也就是非共线方法中的“短脉冲”, 而另一个与其偏振方向垂直的分量作为探测脉冲。二者产生光谱干涉, 然后利用前面提到的光谱干涉方法提取出太赫兹电场波形^[15]。

这种共路的方法缩短了光路的长度, 减小了光路的复杂度, 进而减小了空气扰动等环境因素的影响, 提高了信噪比。相比于非共线方法, 该方法所获得的信噪比提高了 5.2 倍^[16]。但是共路光谱干涉探测只能通过提取相位的方法来获取太赫兹脉冲时域光谱, 需要利用 SPIDER 来获取探测脉冲的初始相位, 很难实现平衡探测^[9]。

将采用徐世祥教授课题组^[16] 提出的单次测量技术获得的太赫兹辐射时域波形与利用传统基于抽运-探测技术的方法获得的波形进行对比(图 7), 发现单次测量方法可获得很高的信噪比。但是单次测量方法有一个缺点, 就是要尽量调节太赫兹脉冲的偏振方向使其与电光晶体[001]轴的夹角 α 为 0° 或 180° ^[16]。2018 年, 徐世祥教授课题组^[17] 对这种探测方法加以改进, 改进后的实验装置如图 8 所示。将 α -BBO 由在电光晶体前的位置移动到电光晶体之后, 使其相位调制不再依赖于 α 。这种改进方法将共路光谱干涉单次测量技术的信噪比提高了近一倍^[17]。

2.2 空间-时间对应

利用空间-时间对应的思路也可以实现太赫兹辐射的单发探测。这类探测方法将太赫兹电场的时轴映射到空间上, 适合于光谱波动较大的激光系统。2000 年, Shan 等^[28] 首次提出了空间编码探测, 它将探测脉冲和太赫兹脉冲以一定角度重合在电光晶体上, 通过两脉冲前沿产生的时间差来探测太赫兹电场, 克服了啁啾脉冲光谱编码中时间分辨率受限的缺点。

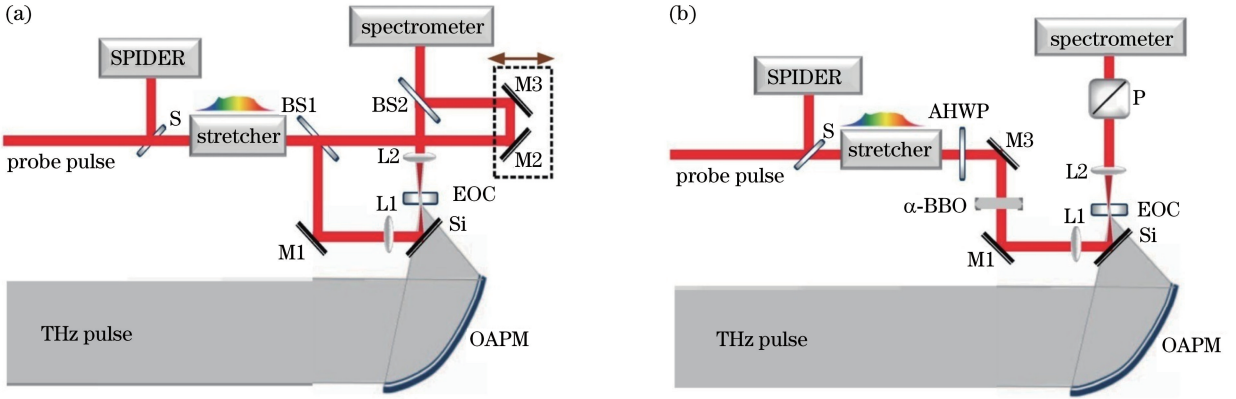


图 6 实验装置示意图^[16]。(a)非共路光谱干涉的实验装置;(b)共路光谱干涉的实验装置

Fig. 6 Diagrams of experimental setup^[16]. (a) Experimental setup of non-common-path spectral interference; (b) experimental setup of common-path spectral interference

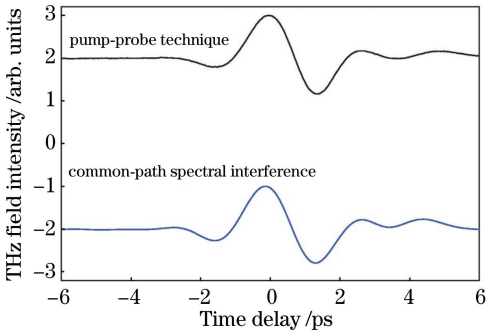


图 7 两种抽运方法获得的太赫兹时域波形^[16]
Fig. 7 THz time-domain waveforms obtained by two pumping methods^[16]

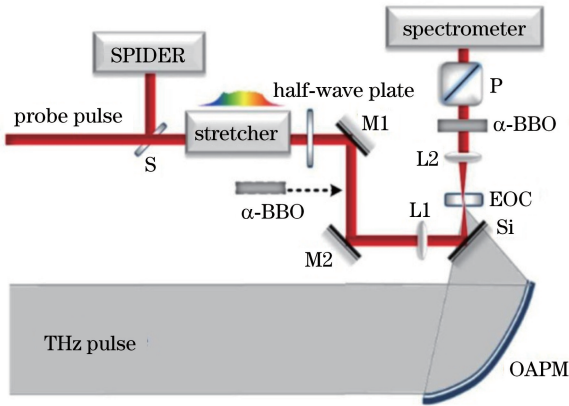


图 8 改进后的共路光谱干涉实验装置^[17]
Fig. 8 Experimental setup of improved common-path spectral interference^[17]

2003年, Jamison等^[29]提出了二次谐波互相关法, 它不需要预先了解太赫兹脉冲的空间分布。2008年, Kawada等^[30]提出了倾斜脉冲前沿法, 可将其看作是一种共线的空间编码探测, 使用一个棱镜使其脉冲前沿发生倾斜。2011年, Kawada等^[31]又利用

透射光栅实现了脉冲前沿倾斜, 获得了更大的时间窗口。2007年, Kim等^[32]提出了双阶梯法, 它利用一对特制的阶梯光学元件, 通过透射的方法将探测脉冲“分裂”为许多等时间间隔的“子脉冲”来进行单发太赫兹脉冲的测量, 可以获得较高的时间分辨率、较大的时间窗口和较高的信噪比。2011年, Katayama等^[33]提出了单阶梯测量技术, 从而降低了实验的复杂度和安装难度。2016年, Jin等^[34]利用反射式双阶梯进行了太赫兹辐射的单发探测。

2.2.1 空间编码探测

空间编码探测, 又被称为非共线交叉法^[28], 其实验装置如图9所示。探测脉冲和太赫兹脉冲以一定夹角重合在电光晶体上, 使得两脉冲的波前有一定的时间差, 这样探测脉冲横向包络上不同位置的点就对应着不同时刻的太赫兹电场。经过电光效应, 可以把太赫兹电场信息一次性地记录在探测脉冲上^[28]。最后, 由 CCD 相机来接收信号。在有、无太赫兹电场作用时, 通过对比光强分布的变化, 可以得到太赫兹辐射的时域波形。

空间-时间对应关系与探测脉冲倾斜入射的角度 θ 有关。

$$t = x \tan \theta / c_0, \quad (5)$$

式中: x 为空间坐标; c_0 为真空中的光速^[28]。它的时间窗口 Δt 取决于探测脉冲的光斑直径 W 和入射的角度 θ , 它们之间的关系为

$$\Delta t = W \tan \theta / c_0. \quad (6)$$

图10为Shan等^[28]测量得到的实验结果, 时间窗口为 5 ps, 时间分辨率为 $(29 \text{ fs}) \sqrt{d}$, 其中 d 为电光晶体的厚度。在图10中, 上方的曲线为空间编码探测得到的实验波形, 下方的实线为利用传统基于

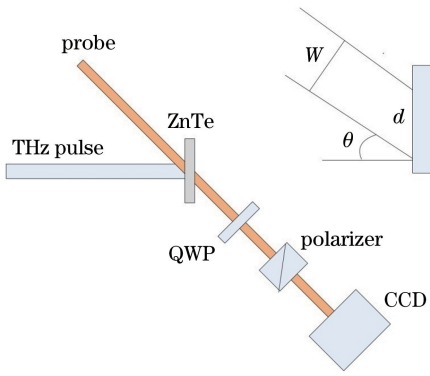


图 9 空间-时间编码探测实验装置图

Fig. 9 Experimental setup of space-time encoding detection
 抽运-探测技术连续取样获得的实验结果。二者对比可以看出,空间编码探测方法具有较高的时间分辨率,且有着相近的信噪比。

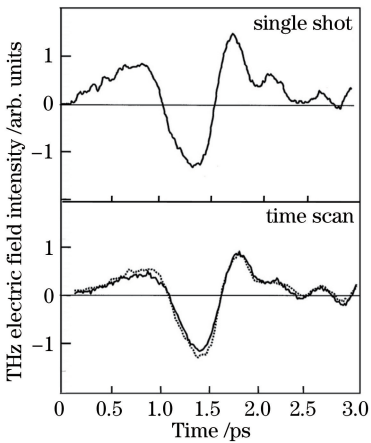


图 10 利用空间-时间编码探测得到的太赫兹时域波形^[28](上方的曲线为利用单发手段的测量结果,下方点曲线为单发结果的平均值,实线为传统的基于抽运-探测技术扫描结果)

Fig. 10 THz time-domain waveforms obtained by space-time encoding detection^[28] (the top line is the result of single-shot measurement, the bottom dotted line is the result of averaging single-shot data, and the solid line is the result of traditional method based on pump-probe technique)

空间编码测量的实验装置比较简单,时间分辨率也可以达到展宽前探测脉冲的傅里叶变换极限脉宽^[28]。但是它也存在一些问题:由于探测脉冲和太赫兹脉冲交叉重合在电光晶体上,没有足够长的电光效应发生距离,导致灵敏度较弱^[8];需要预先了解太赫兹脉冲的空间包络分布,要求探测脉冲有一个较平的波前,电光晶体也要求有足够大的发生均匀电光效应的表面,否则由于光束空间的不均匀性,太赫兹脉

冲空间的不均匀性会耦合到域上^[9];时间窗口有限,很难实现线性区域内探测和平衡探测^[9]。

Kawada 等^[30]提出的倾斜脉冲前沿法可以看作是一种共线的空间编码探测方法,其测量原理如图 11 所示。 T 为探测脉冲的脉宽, φ_1 为探测光入射到棱镜内的折射角, φ_2 为探测光从棱镜内出射时的折射角, γ 为探测脉冲波面倾斜的角度, α_{apex} 为棱镜的顶角。它利用一个棱镜使探测脉冲发生色散,导致脉冲的相速度和群速度不相等,从而使其脉冲前沿发生倾斜,等相位面和等振幅面之间形成一定的夹角。当探测脉冲与太赫兹脉冲共同作用在电光晶体上时,不同时刻的太赫兹电场会被一次性地记录在探测脉冲上。最后,采用 CCD 相机接收信号。在有、无太赫兹电场作用时,通过对比光强分布的变化来提取太赫兹辐射的时域波形。倾斜脉冲前沿法的时间分辨率可以达到展宽前探测脉冲的变换极限脉宽,但是时间窗口有限。

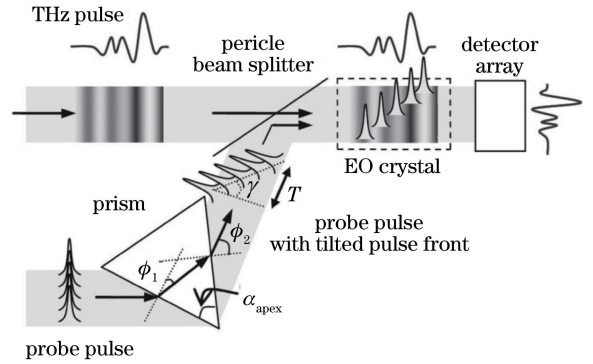


图 11 倾斜脉冲前沿法单发测量原理^[30]

Fig. 11 Principle of single-shot measurement using pulse-front tilting method^[30]

图 12 所示为 Kawada 等^[30]利用这种方法获得的实验结果,其中实线为单发手段得到的太赫兹辐

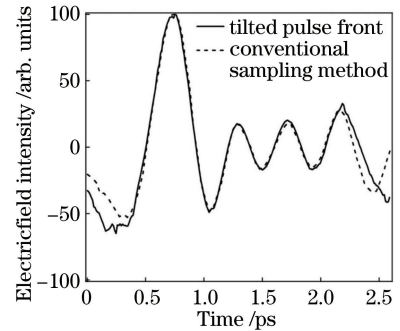


图 12 利用棱镜产生倾斜脉冲前沿法获得的太赫兹时域波形^[30]

Fig. 12 Time-domain waveform of THz pulse measured by using pulse-front tilting method with prism^[30]

射时域波形,虚线为传统基于抽运-探测技术扫描得到的太赫兹辐射时域波形。可以看出,用棱镜实现的倾斜脉冲前沿法可以获得很高的时间分辨率和信噪比,但是时间窗口只有 2.6 ps。

为了获得更大的时间窗口,Kawada 等^[31]提出利用透射光栅实现脉冲前沿倾斜。相比于用棱镜实现的脉冲前沿倾斜,用透射光栅实现脉冲前沿倾斜的光栅可以引入线性色散,并且可以实现更大的时间窗口。在 Kawada 等的实验中,时间窗口达到了 23.8 ps,并且获得很高的时间分辨率。

相比于交叉的空间编码方法,这种共线的空间编码探测可以使得探测脉冲和太赫兹脉冲在电光晶体中作用距离更长^[30],且可以通过转动棱镜或者光栅实现时间窗口的可调谐。

2.2.2 二次谐波互相关法

二次谐波互相关法利用空间-时间对应的方法来处理啁啾脉冲中包含的太赫兹电场信息,该方法的实验装置如图 13 所示^[29]。其中 QWP 为 1/4 波片,P1~P2 为偏振片,CL 为柱面透镜,f1~f3 为凸透镜,BS1 为分束片,M1~M3 为反射镜。在啁啾探测脉冲末端引入一短脉冲,二者以一定角度重合在一块 BBO 晶体上,探测脉冲中的不同频率成分会分布在 BBO 晶体的不同位置。在有、无太赫兹电场作用时,通过检测产生二次谐波的强度分布变化,可以获得太赫兹辐射的时域波形。

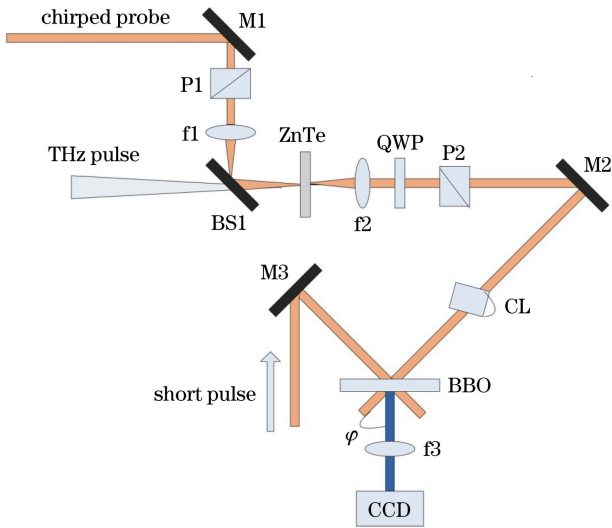


图 13 利用二次谐波的空间-时间编码探测实验装置图
Fig. 13 Experimental setup of space-time encoding detection with second harmonic

二次谐波在空间中的强度分布可以表示为

$$S(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} I_{ch}(\tau) I_r(t + \tau) d\tau, \quad (7)$$

式中: I_{ch} 为啁啾脉冲的光强; I_r 为短脉冲的光强。

由于 I_r 是一个短脉冲,所以该强度分布可以近似为 $S(x) \approx I_{ch}(t)$,即可表示为啁啾脉冲的光强随时间的变化。它的理论时间窗口为 $\Delta t = 2\sigma \sin \varphi / c_0$,其中, σ 为两光束在 BBO 晶体上重合的宽度, φ 为探测脉冲与产生的二次谐波的夹角^[29]。

图 14 为 Jamison 等^[29]得到的实验结果,从上到下的曲线依次为二次谐波互相关法、传统基于抽运-探测技术的方法和啁啾脉冲光谱编码方法获得的太赫兹时域波形。对比可以看出,二次谐波互相关法克服了啁啾脉冲光谱编码中时间分辨率受限的缺点,获得很高的时间分辨率,得到了与传统基于抽运-探测技术方法相近的实验结果。

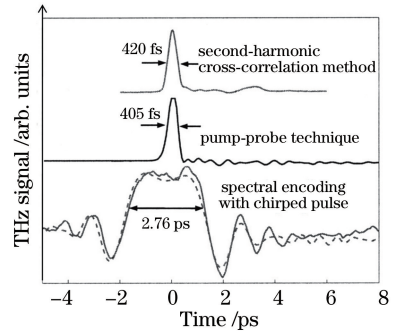


图 14 二次谐波互相关法获得的太赫兹时域波形^[29]
Fig. 14 THz time-domain waveform obtained by second-harmonic cross-correlation method^[29]

二次谐波互相关法的时间分辨率可以达到展宽前探测脉冲的傅里叶变换极限脉冲。与空间编码法相比,它不需要预先了解太赫兹脉冲的空间包络分布^[29]。但是,它同样存在一些问题:由于在 BBO 晶体上需要短脉冲和探测脉冲在空间上重合,光束空间分布的不均匀性会耦合到时域上^[9];由于产生二次谐波需要较高的能量,探测光要足够强;当增大时间窗口时,二次谐波的产生效率降低,从而导致探测灵敏度降低,因此实验时需要在灵敏度和时间窗口之间权衡^[9];由于引入了第二束探测脉冲与第一束探测脉冲重合在 BBO 晶体上来产生二次谐波,光路较为复杂,固有噪声较大,且很难实现平衡探测^[9]。

2.2.3 双阶梯法

双阶梯法的原理如图 15 所示^[32]。它利用一对特制的阶梯光学元件将探测脉冲“分裂”为许多等时间间隔的“子光束”。当光束经过两个阶梯元件时,正交摆放的阶梯元件在空间中形成类似于网格的阵列,光束在横截面上会被分成许多“子光束”。由于每个“子光束”经过的玻璃的厚度不同,不同“子光

束”对应着不同的时间延迟,时间-空间便有了一个对应关系,如图 16 所示。其中 QWP 为 1/4 波片, P1~P2 为偏振片, f1~f2 为凸透镜, BS1 为分束片。经过双阶梯的探测光束通过透镜聚焦到电光晶体上,在受到电光调制后经过另一个透镜扩束,最后通过一个二维的 CCD 相机接收信号^[32]。

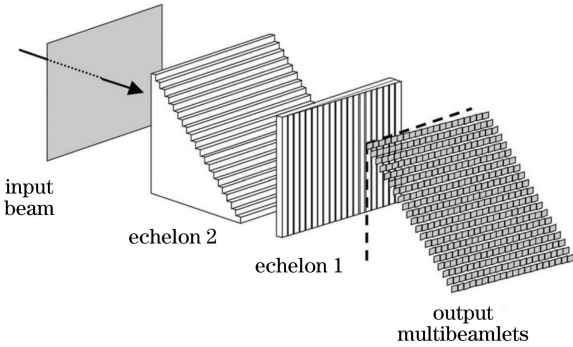


图 15 双阶梯法原理示意图^[32]

Fig. 15 Principle diagram of dual echelons^[32]

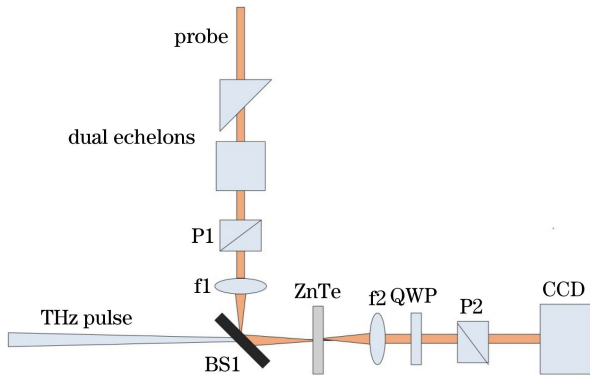


图 16 基于双阶梯的单发探测实验装置图

Fig. 16 Experimental setup of single-shot detection using dual echelons

双阶梯法的时间分辨率取决于阶梯元件相邻阶梯的厚度及介质折射率,可以表示为 $g \Delta n / c_0$, 其中 g 为相邻阶梯间的厚度, Δn 为阶梯介质相对于空气的介质折射率的差值^[9]。它的时间窗口可以表示为 $\Delta t = mH \Delta n / c_0$, 其中 m 为阶梯的个数, H 为阶梯的最大厚度^[9]。

图 17 为 Kim 等^[32]利用双阶梯法得到的实验结果,时间窗口达到了 10 ps 以上,时间分辨率达到了 25 fs。

双阶梯法单次测量技术可以获得较大的时间窗口、较高的时间分辨率,光路简单且可以利用平衡探测显著提高信噪比,但是也存在一些问题。从图 17 可以看出,双阶梯法单次测量技术获得的太赫兹辐射时域波形有一定的畸变,而这种畸变主要来源于

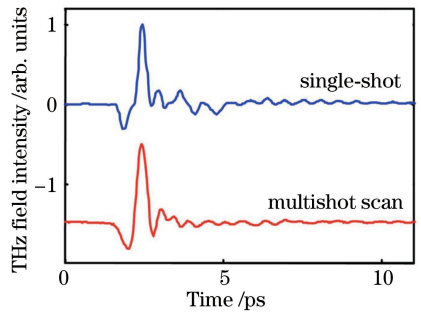


图 17 双阶梯法的实验结果(上)和传统基于抽运-探测技术方法(下)的实验结果^[32]

Fig. 17 Experimental results of dual echelons (top) and traditional method based on pump-probe detection technique (bottom)^[32]

阶梯元件的加工制作所产生的缺陷^[32]。阶梯光学元件的加工和制作难度较大,阶梯元件一般是用环氧树脂制作,内部容易存在环氧树脂条纹和小气泡,很难保证厚度均匀^[32]。双阶梯法的空间分辨率会受到透射阶梯元件所产生的光学系统像差等因素的影响。这种测量技术需要在时间窗口和空间分辨率之间权衡,时间窗口正比于阶梯元件的厚度,而较厚的阶梯元件会导致较长的景深,使得空间分辨率下降,进而影响太赫兹辐射时域波形的重建^[9]。

基于双阶梯法, Katayama 等^[33]提出了单阶梯测量技术,从而降低了光路的复杂度和安装难度,如图 18 所示。 D 为阶梯元件的宽度, α 为探测光入射到阶梯元件上的夹角, β 为探测光从阶梯元件上出射的散射角, θ 为经透镜后探测光会聚的角度, f_1 为 BBO 晶体前的透镜的焦距, f_2 为 BBO 晶体后的透镜的焦距。他们利用单阶梯测量技术搭建了一种简单、快速的 FROG 装置,并对超短脉冲的特性进行了测量。

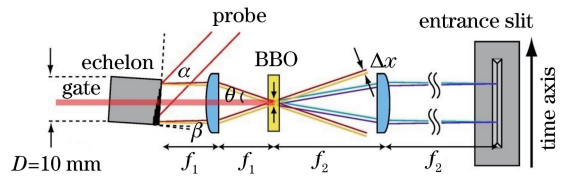


图 18 单阶梯技术原理图^[33]

Fig. 18 Schematic of single-echelon technique^[33]

2016 年, Jin 等^[34]利用反射式双阶梯进行了太赫兹脉冲的单发探测,反射式双阶梯原理如图 19 所示,其中 echelon 1 和 echelon 2 为特制的阶梯光学元件。它通过探测脉冲在两阶梯元件间反射产生带有时间延迟的“子光束”,利用空间-时间对应的关系来进行单发太赫兹辐射探测。反射式双阶梯法同样

克服了啁啾脉冲光谱编码中时间分辨率受限的缺点,时间窗口为 37.7 ps,时间分辨率达到了 94.3 fs。

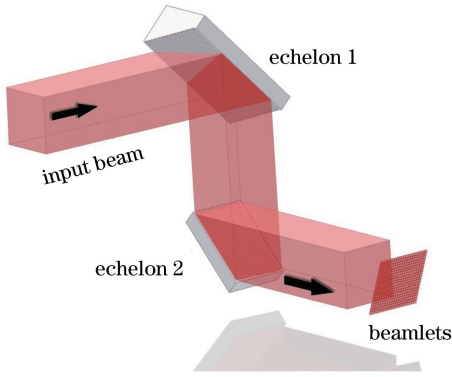


图 19 反射式双阶梯原理图^[34]

Fig. 19 Schematic of reflective dual echelons^[34]

2.3 红外条纹相机

利用红外条纹相机也可以实现太赫兹辐射的单发探测。红外条纹相机可以实现皮秒量级的超快探测,它的光谱响应取决于光电阴极的材料,通常对于波长小于 $1.5 \mu\text{m}$ 的电磁波灵敏度比较高。使用气相里德伯原子作为阴极,可以把工作波长延伸到远红外波段^[35]。如果将电光晶体作为转换器与条纹相机配合使用,可以实现对太赫兹脉冲的单次测量^[8]。

图 20 为利用条纹相机探测太赫兹辐射时域波形的测量原理图^[36],其中 MCP 为多通道板, t 为时间轴, u 为空间中的垂直方向的坐标轴。当被太赫兹电场调制过的探测脉冲照射到条纹相机管的光电阴极上时,会产生光电子。这些光电子会朝着 MCP 方向加速,同时扫描电极会提供一个适当的同步扫描电压,使得光电子朝 u 轴方向偏移。因此不同时

表 1 参数对比^[9]

Table 1 Comparison of parameters^[9]

Method	Time resolution	Time window	Balanced detection
Method in Ref.[11]	$\sqrt{\tau_0 \tau_{ch}}$	τ_{ch}	Yes
Method in Ref.[15]	τ_0	τ_{ch}	Yes
Method in Ref.[16]	τ_0	τ_{ch}	Difficult
Method in Ref.[28]	τ_0	$W \tan \theta / c_0$	Difficult
Method in Ref.[29]	τ_0	$2\sigma \sin \varphi / c_0$	Difficult
Method in Ref.[32]	$g \Delta n / c_0$	$mH \Delta n / c_0$	Yes

综上所述,啁啾脉冲光谱编码是一种很好的单发测量方法,但是其时间分辨率受限于频率-时间变换^[12]。啁啾脉冲光谱干涉探测极大提高了时间分辨率,但是光路复杂,且因光路较长受空气扰动等影响较大,信噪比较差^[15];改进后的共路光谱干涉探测简化了光路,提高了信噪比,但是只能通过相位调

制来提取太赫兹脉冲信号,且很难使用平衡探测^[9,16-17]。空间编码方法和二次谐波互相关法克服了啁啾脉冲光谱编码时间分辨率受限的缺点,但是都存在太赫兹脉冲空间分布的不均匀性会耦合到时域的问题,很难在线性工作区探测并实现平衡探测,且二次谐波互相关法要求探测光的光强较高^[9]。双

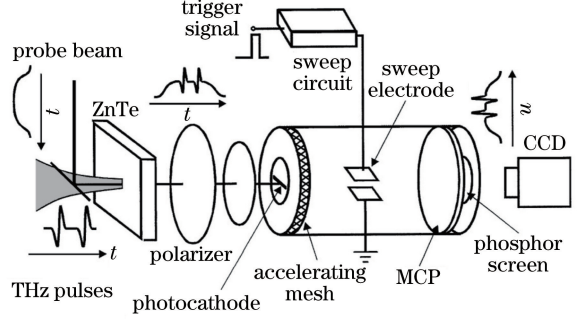


图 20 太赫兹条纹相机测量原理^[36]

Fig. 20 Measurement principle of THz streak camera^[36]

1999 年 Jiang 等^[36]利用太赫兹条纹相机实现了太赫兹辐射单发探测。这种探测方法的时间分辨率取决于条纹相机的时间分辨率,而条纹相机的分辨率可以达到 200 fs。相对于啁啾脉冲光谱编码,这种探测方法很好地提高了时间分辨率。2009 年,Frühling 等^[37]提出了软 X 射线条纹相机的单发探测方法,将时间分辨率提高到了飞秒量级,极大提高了这种探测方法的时间分辨率。

2.4 参数对比

表 1 为对前面几种太赫兹辐射探测方法的时间分辨率、理论时间窗口以及是否能够进行平衡探测的总结^[9]。为了实现高时间分辨率、大动态范围和高信噪比的太赫兹辐射单发探测,这些都是很重要的参考指标。

制来提取太赫兹脉冲信号,且很难使用平衡探测^[9,16-17]。空间编码方法和二次谐波互相关法克服了啁啾脉冲光谱编码时间分辨率受限的缺点,但是都存在太赫兹脉冲空间分布的不均匀性会耦合到时域的问题,很难在线性工作区探测并实现平衡探测,且二次谐波互相关法要求探测光的光强较高^[9]。双

阶梯法单次测量技术可以获得很高的时间分辨率,时间窗口也可以达到几十皮秒,但是对特制阶梯元件的加工和制作要求比较严格,空间分辨率也会受到阶梯元件产生的像差等光学系统因素的影响^[32]。

3 结束语

综述了进行太赫兹脉冲单次测量的意义,系统介绍了太赫兹辐射单发探测的相关研究工作和进展。太赫兹辐射时域光谱单发探测主要有频率-时间对应和空间-时间对应两种思路,即将太赫兹电场的时间信息对应到频率或者空间上来实现对太赫兹脉冲的单次测量。在这两个方向上都发展出多种太赫兹辐射的单次测量技术:基于频率-时间对应,有啁啾脉冲光谱编码、啁啾脉冲光谱干涉探测等;基于空间-时间对应,有空间编码探测、二次谐波互相关法和双阶梯法探测等。另外,红外条纹相机也可以用来进行太赫兹辐射的单发探测。

随着超强超短激光技术的发展,将会产生更高能量的太赫兹源,太赫兹电场的重复频率也会更低。为了测量出在这种条件下产生的太赫兹辐射的时域光谱,这就需要一种高灵敏度、光路简单且易实现的单次测量技术。同时,也要尽可能地保证有足够高的时间分辨率、足够大动态范围和较高的信噪比。在现有的单次测量技术中,啁啾脉冲光谱编码光路较为简单,但是时间分辨率受限于频率-时间变换;啁啾脉冲光谱干涉方法可有效提高时间分辨率,但是光路复杂,较难实现;空间编码和二次谐波互相关法受到空间不均匀性会耦合到时域的影响,也较难实现;阶梯法测量是一种比较好的探测方法,但是受到了阶梯元件加工和制作的限制。随着超强超短激光功率的提升,以及对其驱动的太赫兹辐射产生过程的深入研究,必将推动太赫兹辐射单发测量技术的进一步发展。

参 考 文 献

- [1] Lai H B, He M X, Tian T, *et al.* Porosity of tablets based on terahertz spectroscopy [J]. *Acta Optica Sinica*, 2018, 38(6): 0630001.
赖慧彬, 何明霞, 田甜, 等. 基于太赫兹光谱的固体片剂孔隙率研究 [J]. *光学学报*, 2018, 38(6): 0630001.
- [2] Wang Y Y, Chen L Y, Xu D G, *et al.* Three-dimensional reconstruction of rat brain trauma based on terahertz imaging [J]. *Acta Optica Sinica*, 2019, 39(3): 0317002.
- [3] Chu Y X, Gan Z B, Liang X Y, *et al.* High-energy large-aperture Ti: sapphire amplifier for 5 PW laser pulses [J]. *Optics Letters*, 2015, 40(21): 5011-5014.
- [4] Li Y T, Li C, Zhou M L, *et al.* Strong terahertz radiation from relativistic laser interaction with solid density plasmas [J]. *Applied Physics Letters*, 2012, 100(25): 254101.
- [5] Liao G Q, Li Y T, Li C, *et al.* Bursts of terahertz radiation from large-scale plasmas irradiated by relativistic picosecond laser pulses [J]. *Physical Review Letters*, 2015, 114(25): 255001.
- [6] Liao G Q, Li Y T, Zhang Y H, *et al.* Demonstration of coherent terahertz transition radiation from relativistic laser-solid interactions [J]. *Physical Review Letters*, 2016, 116(20): 205003.
- [7] Auston D H, Nuss M C. Electrooptical generation and detection of femtosecond electrical transients [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1988, 24(2): 184-197.
- [8] Li C, Liao G Q, Li Y T. Non-scanning systems for far-infrared radiation detection from laser-induced plasmas [J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2015, 3: e15.
- [9] Teo S M, Ofori-Okai B K, Werley C A, *et al.* Single-shot THz detection techniques optimized for multidimensional THz spectroscopy [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2015, 86(5): 051301.
- [10] Gallot G, Grischkowsky D. Electro-optic detection of terahertz radiation [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1999, 16(8): 1204-1212.
- [11] Jiang Z P, Zhang X C. Electro-optic measurement of THz field pulses with a chirped optical beam [J]. *Applied Physics Letters*, 1998, 72(16): 1945-1947.
- [12] Sun F G, Jiang Z P, Zhang X C. Analysis of terahertz pulse measurement with a chirped probe beam [J]. *Applied Physics Letters*, 1998, 73(16): 2233-2235.
- [13] Yellampalle B, Kim K Y, Rodriguez G, *et al.* Algorithm for high-resolution single-shot THz measurement using in-line spectral interferometry with chirped pulses [J]. *Applied Physics Letters*, 2005, 87(21): 211109.
- [14] Schmidhammer U, de Waele V, Marquès J R, *et al.* Single shot linear detection of 0.01-10 THz electromagnetic fields [J]. *Applied Physics B*, 2009, 94(1): 95-101.
- [15] Matlis N H, Plateau G R, van Tilborg J, *et al.*

- Single-shot spatiotemporal measurements of ultrashort THz waveforms using temporal electric-field cross correlation [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2011, 28(1): 23-27.
- [16] Zheng S Q, Pan X J, Cai Y, *et al.* Common-path spectral interferometry for single-shot terahertz electro-optics detection[J]. *Optics Letters*, 2017, 42(21): 4263-4266.
- [17] Zheng S Q, Lin Q G, Cai Y, *et al.* Improved common-path spectral interferometer for single-shot terahertz detection[J]. *Photonics Research*, 2018, 6(3): 177-181.
- [18] Peng Y H, Jiang Z P, Riordan J A, *et al.* Ultrafast electro-optic sensors and magneto-optic sensors for THz beams [J]. *Proceedings of SPIE*, 1998, 3277: 198-207.
- [19] Jiang Z P, Sun F G, Chen Q, *et al.* Electro-optic sampling near zero optical transmission point [J]. *Applied Physics Letters*, 1999, 74(9): 1191-1193.
- [20] Fletcher J R. Distortion and uncertainty in chirped pulse THz spectrometers[J]. *Optics Express*, 2002, 10(24): 1425-1430.
- [21] Peng X Y, Willi O, Chen M, *et al.* Optimal chirped probe pulse length for terahertz pulse measurement [J]. *Optics Express*, 2008, 16(16): 12342-12349.
- [22] Lin Q G, Pan X J, Zheng S Q, *et al.* Crossed and balanced single-shot electro-optic measurement for terahertz pulses [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2017, 44(1): 0114001.
林庆钢, 潘新建, 郑水钦, 等. 太赫兹脉冲的正交平衡单次电光测量 [J]. *中国激光*, 2017, 44(1): 0114001.
- [23] Gabor D. A new microscopic principle[J]. *Nature*, 1948, 161(4098): 777-778.
- [24] Geindre J P, Audebert P, Rebibo S, *et al.* Single-shot spectral interferometry with chirped pulses [J]. *Optics Letters*, 2001, 26(20): 1612-1614.
- [25] Kim K Y, Yellampalle B, Rodriguez G, *et al.* Single-shot, interferometric, high-resolution, terahertz field diagnostic [J]. *Applied Physics Letters*, 2006, 88(4): 041123.
- [26] Kim K Y, Alexeev I, Milchberg H M. Single-shot supercontinuum spectral interferometry [J]. *Applied Physics Letters*, 2002, 81(22): 4124-4126.
- [27] Sharma G, Singh K, Al-Naib I, *et al.* Terahertz detection using spectral domain interferometry [J]. *Optics Letters*, 2012, 37(20): 4338-4340.
- [28] Shan J, Weling A S, Knoesel E, *et al.* Single-shot measurement of terahertz electromagnetic pulses by use of electro-optic sampling [J]. *Optics Letters*, 2000, 25(6): 426-428.
- [29] Jamison S P, Shen J L, MacLeod A M, *et al.* High-temporal-resolution, single-shot characterization of terahertz pulses [J]. *Optics Letters*, 2003, 28(18): 1710-1712.
- [30] Kawada Y, Yasuda T, Takahashi H, *et al.* Real-time measurement of temporal waveforms of a terahertz pulse using a probe pulse with a tilted pulse front [J]. *Optics Letters*, 2008, 33(2): 180-182.
- [31] Kawada Y, Yasuda T, Nakanishi A, *et al.* Single-shot terahertz spectroscopy using pulse-front tilting of an ultra-short probe pulse [J]. *Optics Express*, 2011, 19(12): 11228-11235.
- [32] Kim K Y, Yellampalle B, Taylor A J, *et al.* Single-shot terahertz pulse characterization via two-dimensional electro-optic imaging with dual echelons [J]. *Optics Letters*, 2007, 32(14): 1968-1970.
- [33] Katayama I, Sakaibara H, Takeda J. Real-time time-frequency imaging of ultrashort laser pulses using an echelon mirror [J]. *Japanese Journal of Applied Physics*, 2011, 50(10R): 102701.
- [34] Jin Z, Wada A, Shin H, *et al.* A single-shot terahertz time-domain spectroscopy instrument for intense laser system [J]. *Journal of Physics: Conference Series*, 2016, 688: 012040.
- [35] Drabbels M, Noordam L D. Infrared imaging camera based on a Rydberg atom photodetector [J]. *Applied Physics Letters*, 1999, 74(13): 1797-1799.
- [36] Jiang Z P, Sun F G, Zhang X C. Terahertz pulse measurement with an optical streak camera [J]. *Optics Letters*, 1999, 24(17): 1245-1247.
- [37] Frühling U, Wieland M, Gensch M, *et al.* Single-shot terahertz-field-driven X-ray streak camera [J]. *Nature Photonics*, 2009, 3(9): 523-528.