

太赫兹脉冲的正交平衡单次电光测量

林庆钢, 潘新建, 郑水钦, 蔡懿*, 朱天龙, 李景镇, 徐世祥

深圳大学电子科学与技术学院深圳市微纳光子信息技术重点实验室, 广东 深圳 518060

摘要 提出了一种基于波长编码的超短太赫兹 (THz) 脉冲单次探测方法。该方法将新型正交平衡电光取样技术和波长编码技术结合起来, 同时拥有这两种方法的优点: 能对超快太赫兹脉冲实现高调制度和高信噪比的单次实时测量。为了实现单次测量, 采用线性啁啾激光脉冲作为探测光, 将太赫兹电场对探测脉冲的时域调制映射到频域, 并用光谱仪对频域信息进行单次采集。在电光取样技术方面, 采用正交平衡探测取代传统波长编码单次测量, 通过设置两臂静态偏置相位, 使它们大小相等、符号相反, 实现对称推挽式调制, 从而有效提高近 0° 偏置点附近的探测线性度和调制深度, 并有效抑制动态噪声。

关键词 测量; 超快光学; 太赫兹; 电光测量; 动态噪声; 啁啾脉冲

中图分类号 O433

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201744.0114001

Crossed and Balanced Single-Shot Electro-Optic Measurement for Terahertz Pulses

Lin Qinggang, Pan Xinjian, Zheng Shuiqin, Cai Yi, Zhu Tianlong,
Li Jingzhen, Xu Shixiang

Shenzhen Key Laboratory of Micro-Nano Photonic Information Technology, College of Electronic Science and Technology, Shenzhen University, Shenzhen, Guangdong 518060, China

Abstract A method for single-shot detection of ultrashort terahertz (THz) pulse based on wavelength coding is proposed. This method combines the new crossed and balanced electro-optic sampling technology and the wavelength coding technology, which has the advantages of both of them: it realizes single-shot real-time measurement for ultrafast THz pulse with high modulation depth and high signal-noise ratio. In order to achieve single-shot measurement, linear chirped laser pulses are used as the probe laser to map the temporal modulation of THz wave to the frequency domain, and the information of which is singly-acquired by spectrometers. In the aspect of electro-optic sampling technique, instead of the traditional wavelength coding single-shot measurement method, we use a novel crossed and balanced method. By setting two optical paths with a pair of equal and opposite static bias phases, the symmetrical push-pull modulation is achieved. The detecting linearity and modulation depth near 0° optical bias can be improved effectively, and the dynamical noise is suppressed.

Key words measurement; ultrafast optics; terahertz; electro-optic measurement; dynamical noise; chirped pulse

OCIS codes 120.1880; 230.2090; 300.6495; 230.5440

1 引言

在过去的 20 年中, 基于电光取样的太赫兹 (THz) 脉冲相干探测技术已广泛应用于许多领域, 如太赫兹

收稿日期: 2016-09-12; 收到修改稿日期: 2016-10-17

基金项目: 国家自然科学基金(61275101, 61490710, 6157030930, 61405119)、深圳市科技计划(JCYJ20140418181958481, JCYJ20150324141711651, JCYJ20150525092941064)

作者简介: 林庆钢(1992—), 男, 硕士研究生, 主要从事超快非线性光学方面的研究。E-mail: lqgang37@163.com

导师简介: 徐世祥(1965—), 男, 博士, 教授, 博士生导师, 主要从事超快非线性光学方面的研究。

E-mail: shxxu@szu.edu.cn

* 通信联系人。E-mail: caiyi@szu.edu.cn

光谱学、材料特性、生命医学成像^[1-5]等。电光取样技术直接对太赫兹电场波形进行探测,能够同时获取太赫兹脉冲时域/频域的振幅和相位信息,基于电光取样技术的测量装置又被称为太赫兹时域光谱仪。这种技术的时间分辨率取决于探测脉冲宽度,因此可以通过调节探测脉冲宽度来改变其时间分辨率,从而实现高测量精度和高时间分辨率。该方法要求太赫兹是可重复信号,并利用扫描式抽运-探针方法对时域波形进行重组^[6-10];其缺点是利用串行数据采集,耗时较大,而且要求太赫兹脉冲具备可重复性,无法适用于脉冲强烈波动以及不可重复物理、生物等过程的太赫兹探测。为了解决这些问题,人们采用并行数据采集或多通道检测方法,能够单次获取整个太赫兹波形信息,从而实现实时测量。

单次测量的方法主要有时域电场互相关技术^[11]、双阶梯编码技术^[12]、空间编码技术^[13]和频谱编码技术^[14-15]等。时域电场互相关技术是基于光谱干涉法,利用这种方法进行单次测量时需要两束探测光:一束为啁啾探测脉冲,与太赫兹一同入射到非线性晶体;另一束为无啁啾参考脉冲,与受调制的探测光一同入射到光谱仪,然后从干涉图中提取太赫兹信号。该方法有较高时间分辨率,但结构复杂,测量结果无法直观判读,需要进行数据还原计算。双阶梯编码技术依靠在探测光路上加上两个相互正交放置的透射型阶梯状元件,使探测光波前在空间上分离成多个小块(文献[14]中分割成400个区域)并赋予不同的延时,每一个小块都单独探测一个位置的太赫兹信号,从而实现单次测量。这种方法有较高的时间分辨率(50 fs),但是探测能量的分割使得这种方法的测量信噪比较低。空间编码技术将探测光和太赫兹脉冲以一定的夹角入射到探测晶体中,这样横向不同位置的探测光被不同时刻的太赫兹脉冲调制,采用多通道探测器就可以获得完整的太赫兹信号。这种方法结构简单,但时间窗口受到非线性晶体的限制,而且对被测太赫兹波前平坦度要求较高。本文将主要利用改进的频谱编码技术来对太赫兹信号进行单次测量。

频谱编码技术利用啁啾激光脉冲中频率/波长与时间的映射关系,将时域的太赫兹信号加载到探测光频谱中,从而利用光谱仪实现太赫兹脉冲波形的单次测量。这种方法最先是由 Jiang 等^[14-15]提出。当一束线性啁啾探测光和太赫兹波以一定的延迟共线入射到电光晶体中,由于普克尔效应,啁啾脉冲的不同波长分量会被太赫兹波的不同部分调制。时域的太赫兹波形被线性编码到探测光的频谱上,通过光栅将探测光传输到光谱仪中进行解码,从而实现太赫兹脉冲的单次测量。这种方法结构简单,测量结果直观,不需要高精度的透射型元件,使用大带宽的激光可以提高其时间分辨率。与传统的光电取样技术不同的是,在整个扫描测量过程中不需要任何机械移动元件。该技术需要将探测信号在频域展开,再用一维 CCD 阵列进行探测。由于频谱编码技术采用光栅加 CCD 阵列替代传统的单探测器,因此测量结果受环境、设备和光源不稳定性的影响要大得多。为了有效地从直流背景中分离信号波形,要求电光调制器工作在近 0° 偏置下,以提高调制度。这使得单次电光取样技术受制于传统近 0° 偏置方法自身的不足^[7],其线性度、调制度和信噪比难以令人满意。

本文将频谱编码技术和此前提出的新型对称正交平衡电光取样技术^[9]相结合,实现高质量超快太赫兹波形的实时测量。与传统的电光取样技术不同,新技术通过对进入平衡探测器的两路探测光设置大小相等、符号相反的静态偏置相位,从而实现对称推挽式调制,既具有传统近 0° 偏置方法^[7]高调制度的优点,又具有 45° 偏置方法^[8]高线性度高动态范围的优点,而且对称结构能够更有效地抑制动态噪声。这些优点都可以通过与传统方法的实验结果进行比较得证。

2 实验装置

本实验所用激光器是一个商用的钛宝石激光器(型号:Legend Elite, Coherent Inc.),脉冲宽度为 35 fs,中心波长约为 800 nm,光谱带宽为 29 nm。实验系统结构如图 1(a)所示,输入实验系统的激光首先通过一个宽带分束器(BS)分为两束,一束作为抽运光,一束作为探测光。抽运光入射到掺镁近化学计量比铌酸锂(MgO:sLiNbO_3 , LN)晶体中,产生超短太赫兹脉冲。铌酸锂晶体前面放置光栅(G)和望远镜系统(包括凹面反射镜 CM1 和 CM2),用于在抽运光中引入脉冲沿倾斜^[16-19]。光栅刻痕密度为 1800 line/mm,望远镜系统扩束比为 0.6,当入射角为 37° 时,脉冲沿倾斜角约为 63° ,这时激光脉冲和太赫兹波在铌酸锂晶体中满足速度匹配关系,获得高效率太赫兹输出。铌酸锂晶体产生的太赫兹波再通过焦距为 101.6 mm 的离轴抛物镜聚焦到 1 mm 厚的碲化锌(ZnTe)晶体中进行电光检测。从分束器投射的探测光入射到自行设计的可调棱

镜对色散器中(棱镜的材料为 ZF52)。通过控制两个棱镜的错位距离可以改变光束在棱镜中的传输周数,从而控制脉冲中引入的啁啾量。实验中,通过设计使光在棱镜中传播 3 周,将探测脉冲宽度展宽到约 9 ps。

图 1(b)为实验设计的正交平衡单次探测系统。啁啾探测光经过偏振器 P0 获得高偏振度,并通过抛物面镜中心的小孔,与太赫兹波一同平行入射到电光 ZnTe 晶体上。通过电光晶体后,探测光被一个偏振无关的宽带分束器 BS1 以 50:50 的分光比分为两束,之后分别通过可调相位补偿器(C1/C2)和线性偏振片(P1/P2),最后分别进入到高分辨率的光谱仪(D1 或 D2)进行平衡探测。P1/P2 与 P0 偏振轴互相垂直。为了使探测器两臂的噪声尽可能相当,采用的 C1 和 C2、P1 和 P2、D1 和 D2 都具有相同的规格。图 1(c)是传统的波长编码太赫兹单次测量系统^[14]。与本实验方法不同,太赫兹波形的获得是通过对有无太赫兹的两种情况下的两束探测光相减得到。本实验中所用的光纤光谱仪(型号:HR4000, Ocean Inc.)的分辨率达到 0.02 nm。光谱仪的探测阵列使用的是一个 CCD (TCD1304AP),像素数为 3648,满阱容量超过 10⁵ 个电子,动态范围为 14 位。本研究将分别采用图 1(b)和(c)两种单次测量结构进行实验,并对结果进行比较分析。

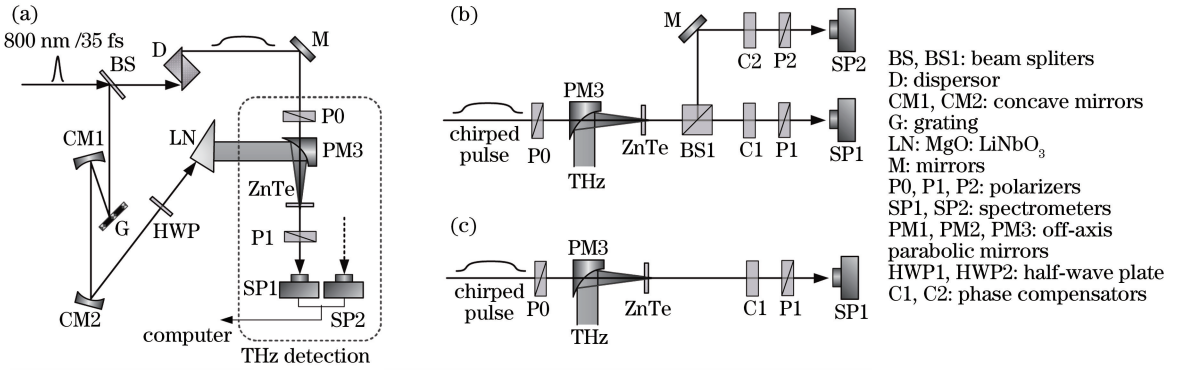


图 1 (a) 超快太赫兹波测量实验装置图; (b) 正交平衡单次探测系统; (c) 文献[14]中报道的传统波长编码太赫兹单次探测系统
Fig. 1 (a) Experimental setup of ultrafast THz wave measurement; (b) crossed and balanced single-shot detection system; (c) detection system of traditional wavelength encoding THz single-shot measurement system reported in Ref. [14]

3 基本原理

当超短激光脉冲经过色散介质时,不同光谱成分由于群速度不同在时域被展开,从而在激光脉冲中引入啁啾。大部分介质可以近似看成二阶色散介质,超短脉冲经过二阶色散介质之后展宽为线性啁啾脉冲,其瞬时频率 $\omega(t)$ 与时间 t 有如下线性关系:

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

式中 ω_0 为脉冲的中心频率,参数 $b = 2 \ln 2 (N^2 - 1)^{0.5} \tau_0^{-2}$ 是啁啾系数, $N = \tau/\tau_0$ 是脉冲展宽系数, τ_0 是无啁啾时激光脉冲的宽度, τ 是啁啾脉冲宽度。如果脉冲展宽系数 $N \gg 1$ (本研究中 $N = 257$), 光谱仪对激光脉冲测得的光谱直接反映了激光脉冲的时域信息,因此脉冲啁啾技术常被用于实现超快过程的单次测量。

入射到探测系统的光场强度沿 (x, y) 方向分解,可以写成 $I_0(t) = I_{x_0}(t) + I_{y_0}(t)$ 。根据琼斯矩阵方法,得到 SP1 与 SP2 测得的光谱可以分别表示为^[9]

$$I_1[\omega(t)] = \eta \frac{P_x^2}{2} \left\{ \chi I_0(t) \cos^2 \left[\frac{\alpha_1 + \delta_T(t)}{2} \right] + [I_{x_0}(t) + \chi^2 I_{y_0}(t)] \sin^2 \left[\frac{\alpha_1 + \delta_T(t)}{2} \right] \right\}, \quad (2)$$

$$I_2[\omega(t)] = \eta \frac{P_y^2}{2} \left\{ \chi I_0(t) \cos^2 \left[\frac{\alpha_2 + \delta_T(t)}{2} \right] + [I_{x_0}(t) + \chi^2 I_{y_0}(t)] \sin^2 \left[\frac{\alpha_2 + \delta_T(t)}{2} \right] \right\}, \quad (3)$$

式中 ω 和 t 的映射关系满足(1)式, η 是光谱仪的光电转换系数, P_x 与 P_y 分别表示偏振器的最大和最小透射率, $\chi = P_y/P_x$ 表示消光比。 α_1 和 α_2 表示两个光路总的静态双折射相位。 $\delta_T(t)$ 表示太赫兹电场引起的双折射相位,其大小正比于太赫兹电场 $E_{THz}(t)$ 。系统工作时,调节相位补偿器 C1 和 C2,使得 $\alpha_1 = -\alpha_2 = \alpha$, 如果无外加太赫兹场,即当 $\delta_T = 0$ 时,将有 $I_1 = I_2$, 这时平衡探测器两臂达到平衡。当有太赫兹场输入到电光晶体时,平衡探测器测得的归一化差分信号为

$$S[\omega(t)] = \frac{I_1 - I_2}{I_1|_{\delta_T=0}} \approx \eta \sin \alpha \sin \delta_T(t). \quad (4)$$

对于太赫兹电光取样技术,人们所关心的是线性动态范围和信噪比。为了确保探测的线性度,以及满足平衡探测器输出信号 S 正比于 δ_T ,只需满足 $\sin \delta_T \approx \delta_T$ 即可。对于本系统,如果太赫兹场强不超过 5×10^5 V/cm,太赫兹调制相位将不超过 5° (0.09 rad),这时测量的线性度可以得到保证。一般超快激光脉冲抽运非线性晶体产生的太赫兹辐射可以满足这个要求。由于调制相位 δ_T 正比于太赫兹场 E_{THz} ,通过对归一化平衡信号 S 的测量就可以获得太赫兹波形。

图 1(c)所示的传统测量方法是通过有无太赫兹的两种情况下,两束探测光相减并归一化得到的,其表达式可以写成

$$S_2[\omega(t)] = \frac{I_1 - I_{\text{pulse}}}{I_{\text{pulse}}} \approx \eta \sin \left[\alpha + \frac{\delta_T(t)}{2} \right] \sin \frac{\delta_T(t)}{2}, \quad (5)$$

上式中含有 δ_T 的因子有两项,只有当静态双折射相位 α 远大于太赫兹诱导相位 δ_T 时,上式正比于 $\delta_T/2$ 。如果不满足这个条件,太赫兹波形将产生扭曲。

4 实验结果与分析

本节将对所提出的探测方法的实验结果进行说明。图 2(a)是利用图 1(b)的对称平衡结构测得的光谱调制图,黑线和红线分别代表两臂的测量结果,图中上方横轴同时给出了不同波长对应的时间。从图 2(a)中可以看出,两臂的调制深度相当,调制相位相反,形成推挽式调制。当调节相位补偿器改变偏置相位时,测量系统存在最佳光学偏置点 α_m (α_m 为取到最佳配置时所对应的静态双折射相位),在该偏置下,系统有最大的调制深度^[9]。实验中测得的最佳光调制深度与静态双折射相位曲线,与文献[9]中用平衡光电探测器取代光谱仪所得结果相似。本实验中当 $\alpha = 0.04$ rad 时取到最佳偏置点,大于文献[9]中报道的 0.029 rad,相应的最佳光学调制深度为 15.7%。图 2(b)为采用如图 1(c)所示的传统单次方法测得的光谱图,其中黑线表示没有太赫兹波入射到 ZnTe 晶体的情况,红线代表被太赫兹调制后的激光光谱。采用该方法在近 0° 偏置附近得到的最佳光学调制深度仅为 8%,约为平衡探测的 1/2。

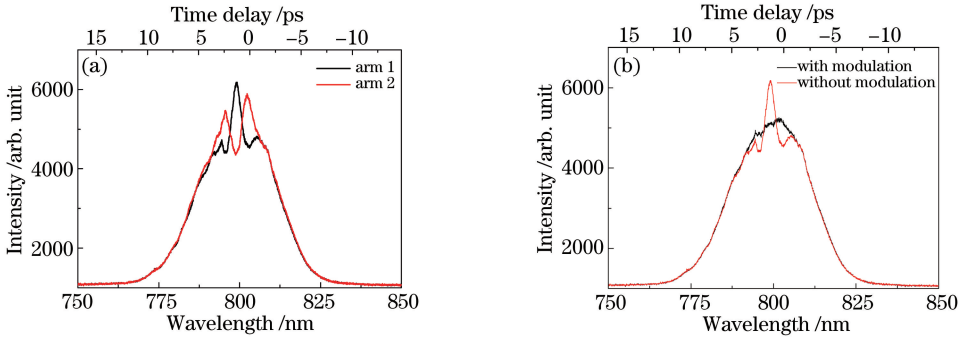


图 2 (a)正交平衡探测下两臂调制光谱;(b)传统方法太赫兹调制光谱(红线)和没有太赫兹调制的光谱(黑线)

Fig. 2 (a) Modulated spectra in two arms for crossed and balanced measurement; (b) spectra with (red line) THz modulation by traditional method and without (black line) THz modulation

图 3(a)与(b)分别表示的是本研究方法与传统方法在不同静态双折射相位下的太赫兹的时域分布。静态双折射相位在 $0.040 \sim 0.150$ rad 范围内时,本研究方法记录的太赫兹时域分布基本一致,而用传统方法得到的太赫兹时域分布一致性较差。传统方法只有在 $\alpha \geq 0.150$ rad 时曲线形状趋于一致,这时获得的数据才能比较好地反映真实太赫兹波形。这很容易从前面的理论公式(4)和(5)式得到解释。从(5)式中可以看出,用传统方法进行测量时,所记录的信号不仅与 $\sin(\delta_T/2)$ 有关,而且也依赖于 $\sin(\alpha + \delta_T/2)$ 的变化。当 α 足够大时, $\alpha \gg \alpha_m$ (通常 $\alpha_m > \delta_T$), 这时 $\sin(\alpha + \delta_T/2) \approx \sin \alpha$, 调制信号 $S[\omega(t)] \approx \eta \sin \alpha \cdot \sin[\delta_T(t)/2] \sim \delta_T$ 能够无失真反映太赫兹波形。而当 $\alpha \leq \alpha_m$ 时,探测器的输出信号将与 δ_T 的平方成正比^[7],这样就会出现很大的失真。如果采用本研究所提结构,由(4)式可以看出图 3(a)的太赫兹信号

与静态双折射相位是相互独立的,所记录的信号只正比于 $\sin \delta_T$,这意味着本研究设计的方法可以线性地工作在最佳光学配置点,从而可以获得最佳的调制深度与最佳的信噪比。

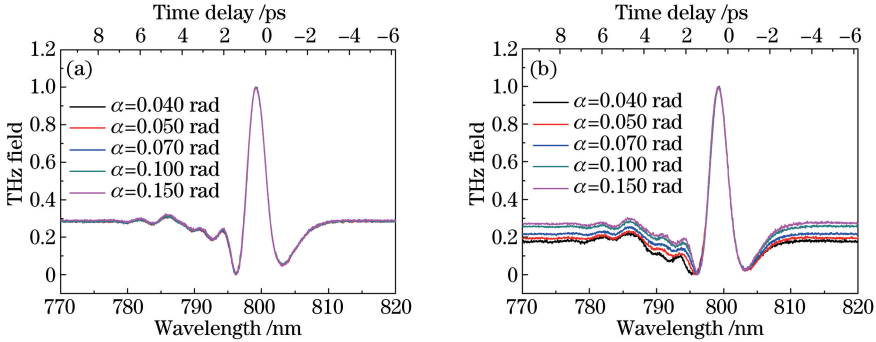


图 3 (a)本设计和(b)传统设计在不同静态双折射相位下的太赫兹时域分布

Fig. 3 THz temporal profiles in different static birefringent phases of (a) proposed design and (b) traditional design

图 4 描述的是本研究的方法在最佳静态双折射相位 $\alpha=0.040$ rad(红线)与传统方法在静态双折射相位 $\alpha=0.150$ rad(黑线)时测得的太赫兹的归一化电场分布。根据文献[7]中信噪比的定义,图 1(a)方法所测得的太赫兹电场的信噪比大约为 588:1,比图 1(b)方法测得的太赫兹电场的信噪比(267:1)提高大约 2.2 倍。两种方法测得的太赫兹噪声波动如图 4 插图所示。

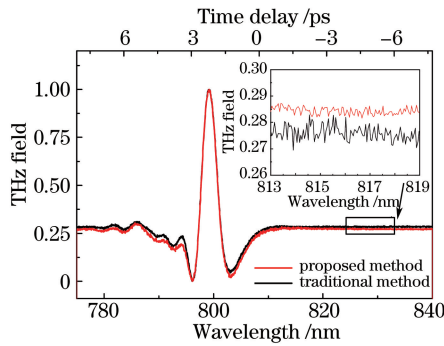


图 4 本方法在 $\alpha=0.040$ rad(红线)时与传统方法在 $\alpha=0.150$ rad(黑线)时测得的太赫兹的归一化电场分布。

插图为两种方法测得的太赫兹噪声波动

Fig. 4 Normalized THz fields of the proposed method with $\alpha=0.040$ rad (red line) and traditional method with $\alpha=0.150$ rad (black line). The insert shows the THz noise fluctuation measured by two methods

按照本课题组之前在文献[9]中的报道,当采用平衡方法进行扫描(非单次)测量时,新方法信噪比可以比传统方法提高两个量级以上。将该方法应用于单次波长编码测量时,测量的信噪比比传统方法有一定的提高,但是不够显著。分析认为是由于以下几个因素导致。首先,使用的探测方法不同。在扫描技术中,平衡探测是一个单通道探测,测量过程事实上是对激光脉冲在时域上积分,只需在探测光路两臂光强相当即可实现平衡。而本实验中使用一个多通道探测,利用光谱仪将探测光各光谱成分在空间分离,并用一维 CCD 阵列进行探测。如果要严格实现两臂平衡,要求两个 CCD 阵列中的各探测单元对应的光谱成分要一一平衡,这显然是无法做到的,因此系统抑制背景噪声的能力被大大削弱。这是影响系统信噪比的主要原因。其次,相位补偿器(C1 和 C2)和偏振片(P1 和 P2)不匹配,可能会影响两束子光束的光谱与强度分布。虽然在现有的实验条件下已经尽可能地选择与 C1、P1 相匹配的 C2、P2。再次,分束器的分光特性也是影响信噪比的一个因素。正交平衡探测要求加入其中的介质膜分束器不能改变激光的偏振态(金属膜分束器由于会对激光退偏振,在本研究中不适用),也就是说分束器是与偏振无关的。特别是对于波长编码的多通道平衡探测,要求分束器分出的 S 光与 P 光不仅能量一致,而且各自光谱都要一致。这个要求比传统电光取样方法严格得多,商用偏振分束器就难以实现。此外,本实验中所用的光谱仪标称的信噪比大约为 300:1(在满信号的时候),这是由 CCD 自身的电噪声、热噪声水平决定的。本研究的平衡探测器虽然能有效地抑制光噪声,但对这部分噪声则无能为力,这就限制了最终测量信噪比的提高,若采用更高信噪比的光谱仪,本系统将

能体现出更多的优势。

5 结 论

所提出的交叉平衡的单次电光探测方法,可以提高太赫兹实时测量能力。通过与传统的设计方法进行对比,本系统在所有偏置相位 α 下均能保持高线性度,而传统方法要获得畸变足够小的波形,必须保证 $\alpha > 0.15$ rad。本设计方法可以将光学调制能力提高近 1 倍,最终测量信噪比可以从 267:1 提高到 588:1。由于单次电光取样方法是一个多通道光谱测量技术,如文中提及,影响系统信噪比的因素比传统单通道测量要复杂得多,新系统在信噪比提高方面并未达到预期。但若改进偏振分束器的质量,采用一致性更好的相位补偿器和偏振器,减少系统的电噪声和热噪声,本研究的装置的优势将会得到进一步体现。这项工作可以有效提高太赫兹实时测量的实用性,可以促进太赫兹光电检测在太赫兹光谱、材料特性和安全检查等方面的应用。

参 考 文 献

- [1] Calabrese C, Stingel A M, Shen L, *et al.* Ultrafast continuum mid-infrared spectroscopy: probing the entire vibrational spectrum in a single laser shot with femtosecond time resolution[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(12): 2265-2267.
- [2] Wu J B, Jin B B, Wan J, *et al.* Superconducting terahertz metamaterials mimicking electromagnetically induced transparency[J]. *Applied Physics Letters*, 2011, 99(16): 161113.
- [3] Löffler T, Bauer T, Siebert K J, *et al.* Terahertz dark-field imaging of biomedical tissue[J]. *Optics Express*, 2001, 9(12): 616-621.
- [4] Mashaghi A, Mashaghi S, Reviakine I, *et al.* Label-free characterization of biomembranes: from structure to dynamics [J]. *Chemical Society Reviews*, 2014, 43(3): 887-900.
- [5] Camus E C, Palomar M, Covarrubias A A. Leaf water dynamics of arabidopsis thaliana monitored in-vivo using terahertz time-domain spectroscopy[J]. *Scientific Reports*, 2013, 3(10): 2910.
- [6] Wu Q, Zhang X C. Terahertz broadband GaP electro-optic sensor[J]. *Applied Physics Letters*, 1997, 70(14): 1784-1786.
- [7] 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.
- [8] Lu Z G, Campbell P, Zhang X C. Free-space electro-optic sampling with a high-repetition-rate regenerative amplified laser[J]. *Applied Physics Letters*, 1997, 71(5): 593-595.
- [9] Pan X J, Cai Y, Zheng X K, *et al.* Modified THz electro-optic sampling for high optical modulation depth, large dynamical range, and low background noises[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(13): 3778-2781.
- [10] Xu S X, Cai H. A theoretical and experimental research on terahertz electro-optic sampling at near-zero optical transmission point[J]. *Chinese Physics Letters*, 2008, 25(1): 152-155.
- [11] Matlis N H, Plateau G R, Tilborg J V, *et al.* Single-shot spatiotemporal measurements of ultrashort THz waveforms using temporal electric-field cross correlation[J]. *Optics Letters*, 2011, 28(1): 23-27.
- [12] 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.
- [13] 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.
- [14] 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.
- [15] Jiang Z P, Zhang X C. Single-shot spatiotemporal terahertz field imaging[J]. *Optics Letters*, 1998, 23(14): 1114-1116.
- [16] Hebling J, Almási G, Kozma I Z, *et al.* Velocity matching by pulse front tilting for large-area THz-pulse generation [J]. *Optics Express*, 2002, 10(21): 1161-1166.
- [17] Yeh K L, Hoffmann M C, Hebling J, *et al.* Generation of 10 μ J ultrashort terahertz pulse by optical rectification[J]. *Applied Physics Letters*, 2007, 90(17): 171121.
- [18] Hirori H, Doi A, Blanchard F, *et al.* Single-cycle terahertz pulses with amplitudes exceeding 1 MV/cm generated by optical rectification in LiNbO₃ [J]. *Applied Physics Letters*, 2011, 98(9): 091106.
- [19] Fülöp J A, Pálfalvi L, Almási G, *et al.* Design of high-energy terahertz sources based on optical rectification [J]. *Optics Express*, 2010, 18(12): 12311-12327.