

调控抽运脉冲的时、空啁啾改善太赫兹波输出效率

柴婷婷 柴 路 朱伟岸 徐帅帅 栗岩锋 胡明列 王清月

天津大学精密仪器与光电子工程学院超快激光研究室, 光电信息技术教育部重点实验室, 天津 300072

摘要 从理论和实验两方面研究了调控抽运脉冲的时、空啁啾特性对于波面倾斜法产生太赫兹波输出效率的影响。实验和数值模拟证明, 对于附加时间啁啾情况, 当附加正时间啁啾时, 太赫兹波输出效率与附加啁啾量呈非线性关系, 并具有最佳值; 当附加负时间啁啾时, 太赫兹波输出效率与附加啁啾量呈线性反比关系。对于附加空间啁啾情况, 不论附加空间啁啾的大小和符号如何, 都会降低太赫兹波的输出效率, 并且随着空间啁啾量的增加而快速下降。这些结果对基于波面倾斜法产生超快太赫兹波系统的优化和调控具有指导意义。

关键词 物理光学; 超快太赫兹波; 转换效率; 时间啁啾; 空间啁啾; 光学整流

中图分类号 TN012 **文献标识码** A

doi: 10.3788/AOS201636.1026019

Improving Output Efficiency of Terahertz Wave by Controlling Temporal and Spatial Chirps of Pump Pulses

Chai Tingting Chai Lu Zhu Wei'an Xu Shuaishuai Li Yanfeng
Hu Minglie Wang Qingyue

Ultrafast Laser Laboratory, Ministry of Education Key Laboratory of Optoelectronic Information Technology, School of Precision Instrument and Opto-Electronics Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China

Abstract The output efficiency of terahertz wave based on the tilted-pulse-front geometry by controlling temporal and spatial chirps of pump pulses is improved theoretically and experimentally. For the situation of the additional temporal chirp, the results show that the output efficiency of terahertz wave is nonlinear to the additional positive chirp of pump pulses and there is an optimum selection. However, it is linearly inversely proportional to the additional negative chirp of pump pulses. For the situation of the additional spatial chirp, the results show that the output efficiency of terahertz wave is always decreased, regardless of the size and sign of the additional chirp. Furthermore, the dramatic decrease of the output efficiency appears with the increase of the spatial chirp. These results have a guiding significance for the optimization and regulation of the ultrafast terahertz wave system based on the tilted-pulse-front method.

Key words physical optics; ultrafast terahertz wave; conversion efficiency; temporal chirp; spatial chirp; optical rectification

OCIS codes 260.7120; 040.2235; 320.7110; 320.1590

1 引 言

太赫兹波通常是指频率在 0.1~10 THz 范围之间的电磁波(1 THz=10¹² Hz), 在电磁波谱中位于远红外波与微米波之间。基于超短脉冲技术产生的超快太赫兹波由于其具有高的峰值场强和单周期特性, 近十几年来得到了快速发展, 并在很多领域得到应用。比如超快太赫兹波是唯一可以在超导体、铁磁体、反铁磁体等不同系统中探测和控制材料性质的合适光源^[1-4], 它对于紧凑型带电粒子加速具有特别的意义^[5-9]; 同

收稿日期: 2016-05-30; **收到修改稿日期:** 2016-07-20

基金项目: 国家 973 计划(2011CB808101, 2014CB339800)、国家自然科学基金(61377041, 61377047, 61322502)、教育部长江学者和创新团队发展计划(IRT13033)

作者简介: 柴婷婷(1991—), 女, 硕士研究生, 主要从事超快太赫兹波方面的研究。E-mail: tingtingchai@163.com

导师简介: 柴 路(1956—), 男, 博士, 教授, 博士生导师, 主要从事飞秒激光技术及其应用方面的研究。

E-mail: lu_chai@163.com(通信联系人)

时,超快太赫兹波还可以作为其他辐射源(例如高次谐波产生)的激发源^[10-11]。在超快太赫兹波的产生方法中,光学整流法是目前研究最为普遍和高效的方法之一,已经取得了许多显著的进展。

在低重复频率的高能太赫兹源方面,Blanchard 等^[12]采用重复频率为 100 Hz 的钛宝石放大器抽运大尺寸碲化锌(ZnTe)晶体获得了 1.5 μJ 的太赫兹脉冲;最近,Vicario 等^[13-14]分别采用重复频率为 100 Hz 的光学参量放大器(OPA)抽运拼接的大尺寸有机晶体 4-(4-二甲氨基苯乙烯基)甲基吡啶 2,4,6-三甲苯磺酸盐(DSTMS),获得了 680 μJ 的太赫兹脉冲,以及采用重复频率为 10 Hz 的镁橄榄石激光放大器抽运大尺寸 DSTMS 获得了 0.9 mJ 的太赫兹脉冲。对于具有较高非线性系数的铌酸锂(LiNbO_3)晶体,由于受到共线抽运相位匹配条件的限制,很难以共线抽运方式获得高能太赫兹脉冲。2002 年,Hebling 等^[15]提出倾斜脉冲波面抽运(TFPF)的新方法,使得非共线抽运 LiNbO_3 晶体产生高能太赫兹脉冲成为持续研究热点^[16-19],Fülöp 等^[20]采用重复频率为 10 Hz 的钛宝石放大器和 TFPF 技术获得了 125 μJ 的太赫兹脉冲。目前采用该方法在室温下所获得的最高能量的太赫兹脉冲是 0.4 mJ,能量转换效率达 0.77%^[21]。

在高重复频率的高功率太赫兹源方面,主要以高重复频率的掺镱(Yb)光纤或固体激光放大器作为抽运源,分别采用共线抽运磷化镓(GaP)晶体和非共线抽运 LiNbO_3 晶体为主要方式。如 Hoffmann 等^[22]采用重复频率为 1 MHz 的掺 Yb 光纤放大器和 TFPF 技术抽运 LiNbO_3 晶体,获得了平均功率为 0.25 mW 的太赫兹脉冲序列;最近,Baek 等^[23-24]采用重复频率为 1 kHz 的钛宝石放大器和 TFPF 技术,在 LiNbO_3 晶体中分别获得了 3.3 mW 和 6.4 mW 的高平均功率太赫兹波。本课题组采用重复频率为数十兆的光子晶体光纤放大器直接共线抽运 GaP 晶体,先后获得 150 μW 和 0.3 mW 高平均功率太赫兹波^[25-26]。

通过光学整流法获得高能量和高功率的超快太赫兹源,除了提高抽运功率(能量密度)^[27]、增加非线性晶体的尺度^[13]和冷却晶体温度^[28]外,还有很多影响因素,例如 Vicario 等^[29]报道了抽运脉冲宽度和温度对太赫兹波产生效率的影响,Fülöp 等^[30]研究了非线性晶体内产生太赫兹的作用长度以及产生的太赫兹波光束特性等,Li 等^[31]研究了抽运脉冲时间啁啾特性对 GaP 晶体产生太赫兹波效率的影响。在高功率抽运条件下,发生在晶体中的多光子吸收过程、级联过程、有效作用长度变短和其他非线性过程都会限制太赫兹波的输出效率^[24,32-34]。反过来,如果能够控制这些因素,就能主动优化和调制太赫兹波输出特性。

基于此,本文根据 LiNbO_3 晶体和 TFPF 技术的太赫兹波实验装置和理论模型,通过对抽运脉冲分别施加时间和空间啁啾,实现对太赫兹波输出效率的优化与调控,并对实验结果进行分析和讨论。本文的理论和实验结果对基于光整流法的太赫兹源的优化与调控具有参考意义。

2 基本原理

光整流效应是一种非线性效应,它利用超短激光脉冲与非线性介质相互作用而产生低频电极化场,从而在晶体表面辐射出太赫兹波。光整流方法产生太赫兹波的能量取决于抽运光的能量,而能量转换效率则主要依赖于材料的电光系数和相位匹配条件。为了提高抽运光转换为太赫兹波的效率,在满足相位匹配的条件下,尽量采用高非线性系数的晶体作为工作介质。对于 LiNbO_3 晶体,若要实现相位(速度)匹配条件,就需要采用 TFPF,即相位匹配条件为 $v_{g,\text{pump}} \cos \gamma = v_{\text{ph,THz}}$,其中 $v_{g,\text{pump}}$ 为抽运光在晶体内的群速度, $v_{\text{ph,THz}}$ 为太赫兹波在晶体内的相速度, γ 为 TFPF 的倾斜角度,即 LiNbO_3 晶体棱镜的抽运面与斜面的夹角,本实验中 $\gamma \approx 63^\circ$ 。

含有时间和空间啁啾的抽运光电场方程可以表示为^[32]

$$E(t) = \frac{1}{2} \left\{ E_0 \exp \left[-\frac{t^2(1+iC)}{\tau^2} \right] \exp(i\omega_0 t) + \text{c.c.} \right\} S, \quad (1)$$

式中 E_0 为电场振幅, ω_0 代表脉冲中心频率, τ 代表傅里叶变换极限脉冲的脉冲宽度(与标准半峰全宽定义的关系为 $\tau_{\text{FWHM}} = \sqrt{2 \ln 2} \tau$), C 表示时间啁啾参数[初始抽运脉冲宽度 $T_0 = \tau(1+C^2)^{\frac{1}{2}}$],c.c.为前项的复共轭项, S 表示抽运光空间分布啁啾系数,本文考虑的空间啁啾为线性啁啾,即 $S = \exp \left[-i \frac{k(x - \xi\omega)^2}{2q} \right]$, $\xi \equiv$

$\frac{dx_0}{d\omega}$ 表示空间啁啾参数, q 为高斯光束的 q 参数, ω 代表偏离中心角频率的偏移量, k 为抽运脉冲的波数。

由于非线性极化的傅里叶分量 $P_{\text{NL}}(\Omega)$ 可以表示为

$$P_{\text{NL}}(\Omega) = \epsilon_0 \chi^{(2)} \int_0^{\infty} E(\omega + \Omega) E^*(\omega) d\omega, \quad (2)$$

式中 ϵ_0 是真空中介电常数, $\chi^{(2)}$ 代表材料的非线性极化率, Ω 为太赫兹波角频率。将 (1) 式作傅里叶变换后代入 (2) 式, 化简可得

$$P_{\text{NL}}(\Omega) = \frac{\epsilon_0 \chi^{(2)} E_0^2 T_0}{2\sqrt{\pi}} \exp\left\{-\frac{\Omega^2 [(T_0^2 + \beta_g C z)^2 + \beta_g^2 z^2]}{4T_0^2}\right\} S(x, y)^2, \quad (3)$$

该式为抽运脉冲的时、空啁啾相关的非线性极化强度。式中 $\beta_g = -\lambda_0^2 D / (2\pi c)$, 代表群速度色散参量, 其中 c 为真空中的光速, $D = \lambda / \{c [n_\lambda (d\epsilon/d\lambda)^2 - d^2 n_\lambda / d\lambda^2]\}$ 为色散系数, n_λ 为抽运波长的晶体折射率, $d\epsilon/d\lambda$ 和 $d^2 n_\lambda / d\lambda^2$ 分别代表了角色散和 LiNbO₃ 晶体的色散。

再利用非线性波动方程

$$\frac{dE(\Omega, z)}{dz} = \frac{i\mu_0 \Omega c}{2n_{\text{THz}}} P_{\text{NL}}(\Omega) \exp(i\Delta k z), \quad (4)$$

即可求出太赫兹波电场表达式, 式中 μ_0 为自由空间磁导率, n_{THz} 为太赫兹波折射率, 波数失配量 Δk 可以表示为 $\Delta k = k(\Omega) + k(\omega) - k(\Omega + \omega)$ 。

通过引入不同的初始时、空啁啾量, 就可以分别调控 LiNbO₃ 晶体中太赫兹波的产生结果。再利用

$$F_{\text{pump}} = \frac{c\epsilon_0 n_{\text{opt}}}{2} \int_{-\infty}^{\infty} |E(t, 0)|^2 dt = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{c\epsilon_0 n_{\text{opt}}}{2} E_0^2 \tau, \quad (5)$$

$$F_{\text{THz}} = \frac{c\epsilon_0 n_{\text{THz}}}{2} \int_{-\infty}^{\infty} |E_{\text{THz}}(t, L)|^2 dt = \frac{c\epsilon_0 n_{\text{THz}}}{2} 2\pi \int_0^{\infty} |E(\Omega, L)|^2 d\Omega, \quad (6)$$

分别求出平面波抽运脉冲的能量密度 F_{pump} 和产生太赫兹波的能量密度 F_{THz} , 根据平面波的光波-太赫兹波的转换效率定义 $\eta_{\text{THz}}^{\text{PW}} = \frac{F_{\text{THz}}}{F_{\text{pump}}}$, 就可以得到不同啁啾下太赫兹波的转换效率, 其中 n_{opt} 为晶体在光波段的折射

率。计算过程中应用了帕赛瓦尔定理 $\int_{-\infty}^{\infty} |f(t)|^2 dt = 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} |f(\Omega)|^2 d\Omega$ 。

3 实验研究

本文演示实验采用的装置如图 1 所示, 抽运源为自行研制的光子晶体光纤 (PCF) 飞秒激光放大系统 [见图 1(a)], 输出脉冲的中心波长为 1035 nm, 重复频率为 42 MHz, 近傅里叶变换极限脉冲宽度可在 50~140 fs 之间调谐, 最高输出平均功率为 28 W; 用于产生太赫兹波的晶体棱镜为掺氧化镁的 LiNbO₃ 晶体 (sLN, 掺杂 MgO 的质量分数为 0.5%), 底边尺寸为 5 mm × 5 mm, 晶体的有效非线性系数 $d_{\text{eff}} = 168$ pm/V, 晶体在光波段的折射率 $n_{\text{opt}} = 2.25$, 晶体在太赫兹波段的折射率 $n_{\text{THz}} = 5$, 晶体群速度色散 $\beta_g = 2.55 \times 10^{-25}$; TFP 所用闪耀光栅参数为 1200 lp/mm, 衍射效率为 75%; 利用单透镜 (焦距 $f = 60$ mm) 系统将光栅平面成像到晶体内部。产生的太赫兹波功率由 Golay cell 探测器 (TYDEX, GC-1P) 测得。入射到晶体表面的光束直径约为 2 mm, 抽运功率在 0~900 mW 范围内可调。

对抽运脉冲附加时间、空间啁啾是分别采用抽运源中的往返光栅对 [图(a) 中 GP] 和在光路中再加 1 个单程光栅对 [在图 1(b) 中的虚框位置] 来实现。为保证入射 TFP 光栅前的抽运脉冲除了主动调控的时、空啁啾外, 其他参数不变, 在每次调控啁啾后, 都在图 1(b) 中的虚框后 (即 TFP 的光栅前) 进行脉冲特性 (光谱、脉冲宽度、光斑) 的监测。

4 结果与分析

在实验中, 通过调节光栅对 [图 1(a) 中 GP] 的间距控制抽运脉冲的初始时间啁啾, 同时在图 1(b) 中的虚框后用光谱仪监视抽运脉冲的光谱, 用自相关仪记录相应的脉冲宽度。在实验中, 首先调整光栅对间距得

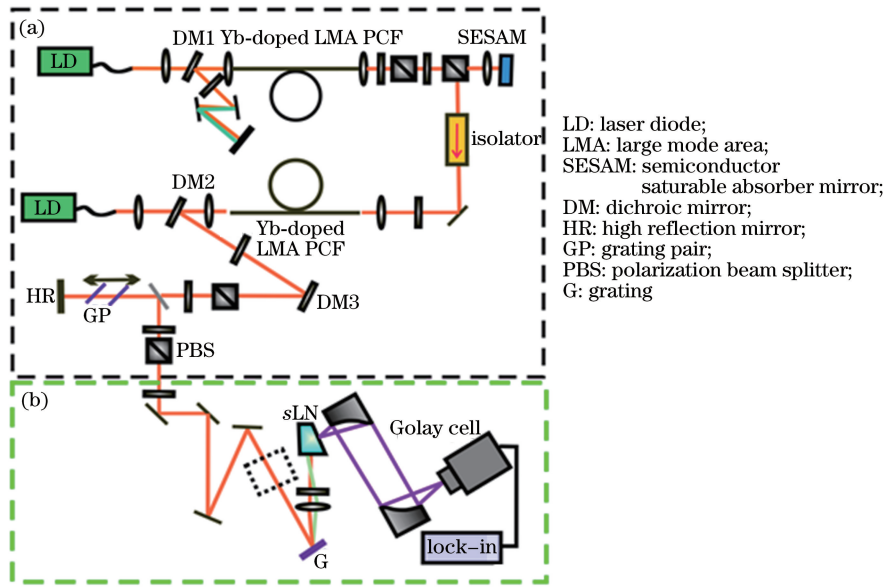


图 1 实验装置示意图。(a) PCF 飞秒激光放大系统；(b) TFPF 方法产生太赫兹波系统

Fig. 1 Schematic diagram of experimental setup. (a) PCF femtosecond laser amplifier system;
(b) THz generated system by TFPF

到最窄脉宽的位置, 视为输出“近变换极限脉冲”, 此时光栅对间距标为“0”点; 以此为起点, 再选择不同的光栅对间距, 当减小光栅对间距, 就给脉冲附加相应的“正啁啾”, 反之则附加相应的“负啁啾”。在整个调控时间啁啾的过程中, 监测抽运脉冲的光谱并保持其不变, 同时用自相关仪记录脉冲宽度数据。

实验结果如图 2(a) 所示, 图中横坐标是附加色散量, 它是由所选光栅对间距换算而来, 左侧纵坐标(黑色)为相应的脉冲宽度, 右侧纵坐标(红色)为产生太赫兹波的输出功率。由图可知: 1) 太赫兹波的输出功率与抽运脉冲的初始啁啾和脉冲宽度相关。2) 太赫兹波输出功率的最大值不是出现在初始抽运脉冲宽度最窄(近变换极限)时, 而是出现在附加适当的正啁啾(脉冲宽度加宽)时。在本实验中, 当抽运脉冲附加初始正时间啁啾为 $2 \times 10^{-3} \text{ ps}^2$ 时, 可以得到最高太赫兹波输出功率。3) 附加负啁啾时, 太赫兹输出功率与附加啁啾量(脉冲宽度)呈反比。4) 附加正啁啾时, 太赫兹输出功率与附加啁啾量(脉冲宽度)呈非线性关系, 随着附加正啁啾量(脉冲宽度)的增加, 太赫兹波的输出功率开始上升, 过了极值后相对缓慢下降。

图 2(b) 中点线表示实验测量的太赫兹波输出效率随附加色散量的关系曲线, 实线是利用第 2 节中的效率公式模拟的结果, 二者基本一致。考虑到本文实验仅是低功率抽运条件, 因此模拟时忽略了多光子吸收过程、自相位调制效应和高阶非线性效应。二者存在误差的原因可能是模拟过程中没有考虑太赫兹波在晶体出射面的菲涅耳孔损耗以及吸收等因素的影响。

图 3 表示附加时间啁啾后太赫兹波的时域波形和对应的频谱测量值。由图可见, 太赫兹波时域波形的峰-峰振幅和相应频谱峰值的演变趋势与图 2 完全相符: 当从负啁啾到无啁啾时, 太赫兹波电场振幅和对应

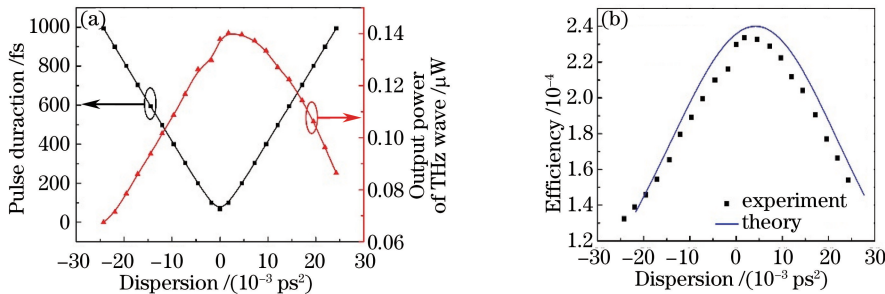


图 2 (a) 抽运脉冲宽度、太赫兹波输出功率与脉冲附加色散量的关系；(b) 太赫兹波输出效率与脉冲附加色散量的关系

Fig. 2 (a) Pump pulse duration and output power of THz wave versus additional dispersion of the pump pulse;
(b) THz radiation efficiency versus additional dispersion of the pump pulse

频谱峰值单调增加;附加正啁啾后,出现 1 个最大值(图中蓝实线),以后继续增加正啁啾,太赫兹波电场振幅和频谱峰值逐渐减小(图中绿短虚线)。附加时间啁啾主要对太赫兹波时、频域振幅产生调制作用,同时也对时、频域峰值位置稍有影响,但对太赫兹波的时间和光谱宽度影响不大。这主要是在实验中始终保持抽运脉冲光谱不变的缘故,这种振幅的调制主要来自波面倾斜角度随附加时间啁啾的改变。太赫兹波频谱和电场峰值位置随附加啁啾小幅移动的现象可能是由于 TFPF 系统引入少量空间啁啾所致,即当晶体内倾斜波面角度随附加啁啾改变时,该作用面上不同区域到达晶体出射面的距离不同,从而导致接收到太赫兹波出现时间延迟和频移现象。根据上述理论和实验结果,在基于 LiNbO_3 晶体的 TFPF 太赫兹波产生系统中,可以通过对抽运脉冲附加正时间啁啾进行优化,附加负时间啁啾进行太赫兹波幅值的线性调控。

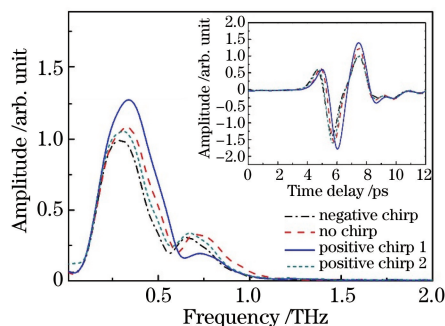


图 3 附加正、负时间啁啾和无附加啁啾的抽运脉冲产生的太赫兹波时域波形(插图)和对应的频谱图
 Fig. 3 Measured THz wave time domain waveform (inset) and corresponding frequency spectra pumped by pulses with different initial chirps

对抽运脉冲附加空间啁啾,即在图 1(b)的虚框位置再加一个单程光栅对,通过调节该光栅对的间距,可以调制对抽运脉冲的附加空间啁啾量。由于该单程光栅对不仅引入了空间啁啾,同时又引入了时间啁啾,所以在操作过程中,每次调整该光栅对间距后,必须同时调整图 1(a) 中的光栅对 GP 的间距,使得脉冲宽度压缩至最窄(可视为近变换极限脉冲),保证补偿掉后 1 个光栅对的附加时间啁啾。与前面一样,在每次调整附加空间啁啾后,都要检测入射 TFPF 系统前的脉冲宽度、光谱和光斑形状,并使之在可视分辨下保持不变,这样就基本保证对抽运脉冲仅仅附加了空间啁啾。在此条件下,重复上述实验过程,获得了太赫兹波输出功率与附加空间啁啾量和抽运功率的关系,结果如图 4(a)所示,附加空间啁啾明显减小了太赫兹波的输出功率,并且随着抽运功率的增加,输出功率减小得越来越快。图 4(b)中的实线为根据第 2 节的理论公式模拟得到的太赫兹波产生效率与附加空间啁啾的关系,从中可见,无附加空间啁啾时的太赫兹波产生效率最高,而且不论附加正、还是负(反号)空间啁啾,太赫兹波产生效率都是下降的,并且随着空间啁啾量的增加而下降变快。图 4(b)中的实点为对应图 4(a)中的实验数据,由于在实验中,仅仅研究了光栅对的正常输出情况,

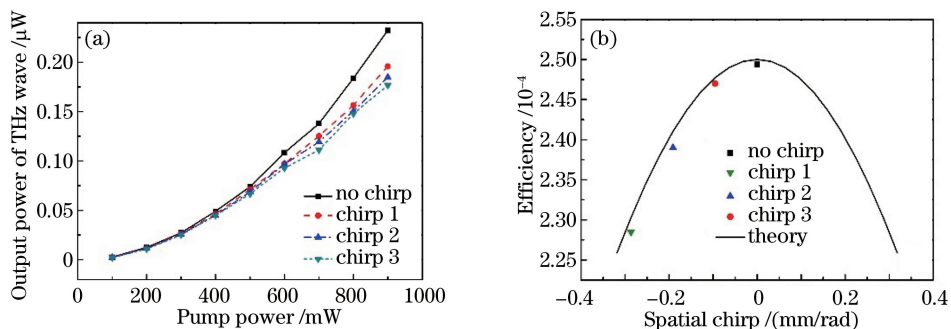


图 4 (a) 附加不同空间啁啾的抽运脉冲产生太赫兹波的输入-输出曲线; (b) 附加不同空间啁啾抽运脉冲的太赫兹波产生效率的数值模拟和实验结果比较
 Fig. 4 (a) Input-output power characteristics of THz wave generation with different initial spatial chirps of pump pulses; (b) numerical simulation of THz generation efficiency pumped by the pump pulse with different spatial chirps and experimental results

因此仅对应理论模拟曲线的一半,但这些实验点与理论计算已经很好地吻合。这说明,在基于 LiNbO_3 晶体的 TFPF 太赫兹波产生技术中,如果附加较大的空间啁啾将明显降低太赫兹波的产生效率。

5 结 论

基于 LiNbO_3 晶体的 TFPF 法产生太赫兹波系统,从理论和实验两方面分别研究了抽运脉冲的附加时间啁啾和空间啁啾量对太赫兹波输出功率的影响。结果表明,光学整流法的 TFPF 产生太赫兹波的效率和输出功率与抽运脉冲的初始时、空啁啾特性密切相关。因此可以利用这个特点,通过程序化附加抽运脉冲时、空啁啾的方式来实现对产生太赫兹波的调控。在本实验系统中,采用附加正、负时间啁啾的情况是不同的。当附加正时间啁啾时,太赫兹波产生效率和输出功率与附加啁啾量呈非线性关系,并具有最佳值;当附加负时间啁啾时,太赫兹波产生效率和输出功率与附加负时间啁啾呈近线性反比关系。对附加空间啁啾情况,不论附加空间啁啾的符号如何,都降低了太赫兹波的产生效率和输出功率,并且随着空间啁啾量的增加而快速下降。因此,在光学整流法 TFPF 产生太赫兹波的实验中应尽量避免抽运脉冲的空间啁啾。这些结果对超快太赫兹波系统的优化和调控具有指导意义。

参 考 文 献

- 1 Leitenstorfer A, Nelson K A, Reimann K, *et al.* Focus on nonlinear terahertz studies[J]. *New Journal of Physics*, 2014, 16(4): 045016.
- 2 Kampftrath T, Tanaka K, Nelson K A. Resonant and nonresonant control over matter and light by intense terahertz transients[J]. *Nature Photonics*, 2013, 7(9): 680-690.
- 3 Hwang H Y, Fleischer S, Brandt N C, *et al.* A review of non-linear terahertz spectroscopy with ultrashort tabletop-laser pulses[J]. *Journal of Modern Optics*, 2014, 62(18): 1447-1479.
- 4 Fleischer S, Zhou Y, Field R W, *et al.* Molecular orientation and alignment by intense single-cycle THz pulses[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 107(16): 163603.
- 5 Wong L J, Fallahi A, Kärtner F X. Compact electron acceleration and bunch compression in THz waveguides[J]. *Optics Express*, 2013, 21(8): 9792-9806.
- 6 Pálfalvi L, Fülöp J A, Tóth G, *et al.* Evanescent-wave proton post-accelerator driven by intense THz pulses[J]. *Lasers & Electro-Optics Europe*, 2013, 17(3): 031301.
- 7 Nanni E A, Graves W S, Hong K H, *et al.* Linear electron acceleration in THz waveguides[J]. *Contemporary Physics*, 2014: 1896-1899.
- 8 Huang W R, Nanni E A, Ravi K, *et al.* Toward a terahertz-driven electron gun[J]. *Scientific Reports*, 2015, 5: 14899.
- 9 Wimmer L, Herink G, Solli D R, *et al.* Terahertz control of nanotip photoemission[J]. *Nature Physics*, 2014, 10(6): 432-436.
- 10 Balogh E, Kovacs K, Dombi P, *et al.* Single attosecond pulse from terahertz-assisted high-order harmonic generation[J]. *Physical Review A*, 2011, 84(2): 023806.
- 11 Schubert O, Hohenleutner M, Langer F, *et al.* Sub-cycle control of terahertz high-harmonic generation by dynamical Bloch oscillations[J]. *Nature Photonics*, 2014, 8: 119-123.
- 12 Blanchard F, Razzari L, Bandulet H C, *et al.* Generation of 1.5 μJ single-cycle terahertz pulses by optical rectification from a large aperture ZnTe crystal[J]. *Optics Express*, 2007, 15(20): 13212-13220.
- 13 Vicario C, Monoszlai B, Hauri C P. GV/m single-cycle terahertz fields from a laser-driven large-size partitioned organic crystal[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 112(21): 213901.
- 14 Vicario C, Ovchinnikov A V, Ashitkov S I, *et al.* Generation of 0.9 mJ THz pulses in DSTMS pumped by a Cr:Mg₂SiO₄ laser[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(23): 6632-6635.
- 15 Hebling J, Almasi 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.
- 16 Hebling J, Stepanov A G, Almási G, *et al.* Tunable THz pulse generation by optical rectification of ultrashort laser pulses with tilted pulse fronts[J]. *Applied Physics B*, 2004, 78(5): 593-599.
- 17 Fülöp J A, Pálfalvi L, Almási G, *et al.* High energy THz pulse generation by tilted pulse front excitation and its nonlinear optical applications[J]. *Journal of Infrared Millimeter & Terahertz Waves*, 2011, 32(5): 553-561.

- 18 Stepanov A G, Henin S, Petit Y, *et al.* Mobile source of high-energy single-cycle terahertz pulses[J]. Applied Physics B, 2010, 101(1): 11-14.
- 19 Huang W R, Huang S W, Granados E, *et al.* Highly efficient terahertz pulse generation by optical rectification in stoichiometric and cryo-cooled congruent lithium niobate[J]. Journal of Modern Optics, 2014, 62(18): 1486-1493.
- 20 Fülöp J A, Pálfalvi L, Klingebiel S, *et al.* Generation of sub-mJ terahertz pulses by optical rectification[J]. Optics Letters, 2012, 37(4): 557-559.
- 21 Fülöp J A, Ollmann Z, Lombosi C, *et al.* Efficient generation of THz pulses with 0.4 mJ energy[C]. 2014 Conference on Lasers and Electro-Optics, 2014: 1-2.
- 22 Hoffmann M C, Yeh K L, Hwang H Y, *et al.* Fiber laser pumped high average power single-cycle terahertz pulse source [J]. Applied Physics Letters, 2008, 93(14): 141107.
- 23 Baek I H, Kang B J, Jeong Y U, *et al.* Diffraction-limited high-power single-cycle terahertz pulse generation in prism-cut LiNbO₃ for precise terahertz applications[J]. Journal of the Optical Society of Korea, 2014, 18(1): 60-64.
- 24 Wu X, Carbajo S, Ravi K, *et al.* Terahertz generation in lithium niobate driven by Ti:sapphire laser pulses and its limitations[J]. Optics Letters, 2014, 39(18): 5403-5406.
- 25 Liu F, Song Y J, Xing Q R, *et al.* Broadband terahertz pulses generated by a compact femtosecond photonic crystal fiber amplifier[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2010, 22(11): 814-816.
- 26 Li J, Chai L, Shi J K, *et al.* Generation of 0.3 mW high-power broadband terahertz pulses from GaP crystal pumped by negatively chirped femtosecond laser pulses[J]. Laser Physics Letters, 2013, 10(12): 125404.
- 27 Stepanov A G, Kuhl J, Kozma I Z, *et al.* Scaling up the energy of THz pulses created by optical rectification[J]. Optics Express, 2005, 13(15): 5762-5768.
- 28 Huang W R, Huang S W, Granados E, *et al.* Highly efficient terahertz pulse generation by optical rectification in stoichiometric and cryo-cooled congruent lithium niobate[J]. Journal of Modern Optics, 2014, 62(18): 1486-1493.
- 29 Vicario C, Monoszlai B, Cs L, *et al.* Pump pulse width and temperature effects in lithium niobate for efficient THz generation[J]. Optics Letters, 2013, 38(24): 5373-5376.
- 30 Fülöp J A, Pálfalvi L, Hoffmann M C, *et al.* Towards generation of mJ-level ultrashort THz pulses by optical rectification[J]. Optics Express, 2011, 19(16): 15090-15097.
- 31 Li J, Chai L, Shi J K, *et al.* Efficient terahertz wave generation from GaP crystals pumped by chirp-controlled pulses from femtosecond photonic crystal fiber amplifier[J]. Applied Physics Letters, 2014, 104(3): 031117.
- 32 Zhong S C, Zhai Z H, Li J, *et al.* Optimization of terahertz generation from LiNbO₃ under intense laser excitation with the effect of three-photon absorption[J]. Optics Express, 2015, 23(24): 31313-31323.
- 33 Ravi K, Huang W R, Carbajo S, *et al.* Limitations to THz generation by optical rectification using tilted pulse fronts[J]. Optics Express, 2014, 22(17): 20239-20251.
- 34 Lombosi C, Polónyi G, Mechler M, *et al.* Nonlinear distortion of intense THz beams[J]. New Journal of Physics, 2015, 17(8): 083041.