

文章编号: 0253-2239(2009)03-0781-05

空气飞秒激光成丝现象中产生的 椭圆偏振单周期太赫兹脉冲

张逸竹¹ 陈燕萍² 李志强¹ 徐圣奇¹ 刘伟伟¹ 陈瑞良²

(¹南开大学现代光学研究所教育部光电信息科学重点实验室, 天津 300071
²拉瓦尔大学光学、光子学和激光中心, 物理、工程物理和光学系, 加拿大 魁北克 G1V 0A6)

摘要 飞秒激光在空气中形成的等离子体细丝会辐射出太赫兹(THz)信号。实验利用 1 mJ, 800 nm, 50 fs 的飞秒激光脉冲产生等离子体细丝。应用光电取样方法探测了激光成丝现象中前向辐射的 THz 脉冲, 得到了持续时间为 0.1 ps、光谱峰值在 1 THz 左右的单周期 THz 脉冲。转动抽运光的偏振态, 分析了电光取样信号的变化。通过比较实验数据和计算结果, 证明了成丝辐射 THz 脉冲的偏振态为椭圆偏振态。

关键词 非线性光学; 超快光学; 激光成丝; 太赫兹波

中图分类号 O437.1 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS20092903.0781

Elliptical Polarized Single-Cycle THz Pulse Generated by Femtosecond Laser Filamentation in Air

Zhang Yizhu¹ Chen Yanping² Li Zhiqiang¹ Xu Shengqi¹ Liu Weiwei¹
See Leang Chin²

¹*Institute of Modern Optics, Nankai University, Key Laboratory of Opto-Electronic Information Science and Technology, Education Ministry of China, Tianjin 300071, China*
²*Centre d'Optique, Photonique et Laser (COPL) et le Département de Physique, de Génie Physique et d'Optique, Université Laval, Québec, Québec G1V 0A6, Canada*

Abstract Strong forward propagated THz pulse can be generated by femtosecond laser filamentation in air. An electro-optical sampling based time domain spectroscopy (TDS) technique is used to diagnose the THz pulse produced by a femtosecond laser filament in air. The filament is generated by a 1 mJ, 50 fs laser pulse centered at 800 nm. The THz pulse measured in experiment is a single-cycle pulse (pulse width is 1ps) and the corresponding spectrum peak value is around 1 THz. The polarization orientation of pump beam is rotated and the variation of electro-optical sampling signal is analyzed. Compared the experimental results with the calculational results, the polarization of THz pulse emitted from filamentation is elliptical.

Key words nonlinear optics; ultrafast optics; femtosecond laser filamentation; THz pulse

1 引 言

因为太赫兹(THz)频段辐射在远程传感、化学光谱学、生物诊断和反恐探测中的广泛应用, 所以

THz 科学技术引起了人们很大的兴趣并得到了深入的研究^[1~6]。和传统的非线性光学材料相比, 以空气作为非线性变换介质的方法实验装置相对简

收稿日期: 2008-08-26; 收到修改稿日期: 2008-10-15

基金项目: 国家 973 计划(2007CB310403)、教育部“新世纪优秀人才支持计划”(NCET-07-0455)、国家自然科学基金(10804056)、霍英东教育基金会青年教师基金(111009)、国家教育部回国人员科研启动基金、国家教育部博士点专项基金(20070055074)和国家自然科学基金重大项目资助(60637020)资助课题。

作者简介: 张逸竹(1984—), 男, 硕士研究生, 主要从事超快光学方面的研究。E-mail: ALL91@163.com

导师简介: 刘伟伟(1976—), 男, 博士, 教授, 主要从事超快激光科学方面的研究。E-mail: liuweiwei@nankai.edu.cn (通信联系人)

单,而且不容易被强光破坏,所以在近年来受到了很大关注^[7~12]。但当 THz 信号在空气中传播时,空气中水蒸气的吸收会使 THz 信号发生明显的衰减。目前,利用飞秒激光成丝现象远程产生 THz 信号是解决这一问题最好的方法^[9~12]。在飞秒激光传播的过程中,可很方便地控制成丝现象产生的位置,使光丝尽可能地接近被探测物体,实现 THz 的远程传感。这种思想已经在 C. D'Amico 等^[9]的实验中实现,用瞬态切伦柯夫辐射(Transient-Cherenkov radiation)来解释这种 THz 空间分布的形式,将 THz 辐射源看作一个偶极子,这个偶极子在光丝中随激光脉冲以光速向前运动,产生锥形辐射的 THz 信号。

本文用光电取样 THz 时域光谱的方法探测到了飞秒激光成丝所产生的 THz 脉冲,获得了单周期 THz 脉冲,脉冲宽度为 1 ps,频谱的峰值在 1 THz 左右。通过对实验数据的分析,发现探测到的 THz 信号的偏振态是椭圆偏振态,这不同于以往的实验结果。

2 实 验

实验中使用了一台 1 kHz, 800 nm, 45 fs 的钛宝石飞秒激光器。飞秒激光被分成两路,高能量的一路作为抽运光,聚焦到空气中成丝产生 THz 信号;弱能量的光束用于探测 THz 信号。实验装置图如图 1 所示。单脉冲能量为 1.15 mJ 的抽运光经焦距为 50 cm 的平凹透镜聚焦产生 3 cm 长的光丝。用两个直径 5 cm, 焦距 10 cm 的抛物面镜(PM)收集细丝产生的 THz 信号。第一个抛物柱面镜 1 上有一个直径为 4 mm 的小孔,这样抽运光可通过这个小孔和 THz 信号分离。第二个抛物面镜 2 把收集到的 THz 信号聚焦到厚度为 1 mm, (110) 方向切割的 ZnTe 晶体上。在整个实验中 ZnTe 的 Z(001) 轴始终是沿水平方向的。在两个抛物面镜之间用一个直径为 75 mm, 厚度为 5 mm 的聚四氟乙烯

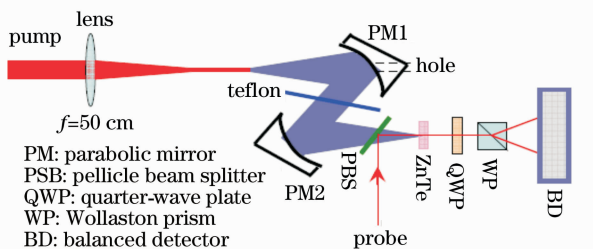


图 1 实验装置示意图

Fig. 1 Schematic of experimental setup

(Teflon)板阻挡剩余的抽运光和成丝过程中产生的白光。探测光经过延时后,用一个 R:S=45:55 薄膜分束镜(2 μm 厚)把探测光和 THz 信号耦合到一起。探测光的偏振方向始终保持水平并与 ZnTe 的 Z 轴方向平行。在 ZnTe 晶体中,THz 信号改变了探测光的偏振态,最后用平衡探测器探测信号光偏振态的变化。

3 结果和分析

图 2(a)为用光电取样方法探测到的 THz 电场的波形,图 2(b)为波形对应的频谱分布。可见,探测到单周期的 THz 脉冲,THz 脉冲的周期约为 1 ps,频谱的峰值在 1 THz 左右。图 3 中实心方格曲线表示测量的 THz 信号的峰峰值随抽运光偏振方向的变化。

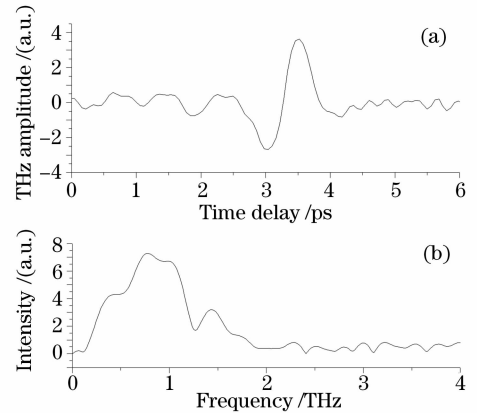


图 2 实验测得的 THz 波形(a)和相应的频谱(b)

Fig. 2 Experimental THz electric field waveform (a) and the corresponding THz spectrum (b)

图 3 中 θ 为抽运光偏振方向与 ZnTe 晶体 Z 轴

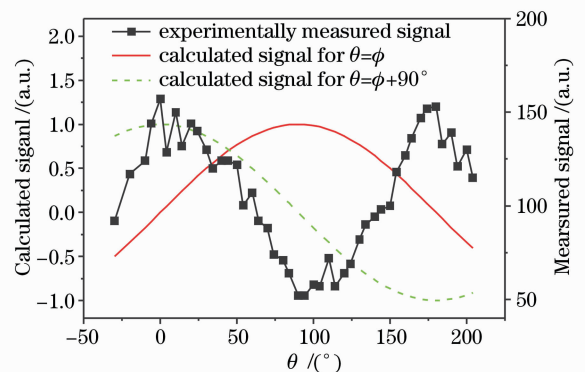


图 3 假设 THz 电场是线性偏振的,THz 电场的实验结果和计算结果的比较

Fig. 3 Comparison of THz peak-to-peak amplitude with calculated results, assuming the polarization of THz electric field is linear

的夹角。在聚焦透镜前放置一个零阶半波片,通过旋转半波片的角度来改变抽运光的偏振方向。如图 3 所示,当抽运光偏振方向平行于 ZnTe 的 Z 轴时,得到的 THz 信号最强;当抽运光偏振方向和 ZnTe 的 Z 轴垂直时,得到的 THz 信号最弱。观察到的结果不能完全用瞬态切伦柯夫辐射理论来解释。瞬态切伦柯夫辐射理论把激光成丝辐射 THz 的原理描述为轴向振荡的偶极子以光速随脉冲运动辐射出

电磁波,所以辐射的 THz 空间分布一定是以光纤为对称轴对称分布的^[9]。

为了更好地研究激光成丝中辐射 THz 信号的物理机制,需确定 THz 信号的偏振态。在以 ZnTe 为探测晶体的光电取样系统中,可通过分析探测光偏振方向、THz 电场方向和 ZnTe 晶体晶轴方向的关系,得出平衡探测器探测到信号和 THz 偏振角度的定量关系。光电取样系统原理图如图 4 所示。

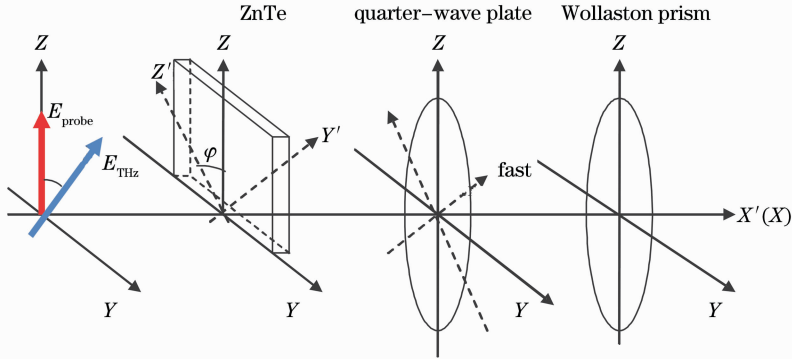


图 4 电光取样系统原理示意图

Fig. 4 Schematic of the electro-optic sampling system

探测光的偏振方向始终平行于 ZnTe 晶体的 (001) 轴 (Z 轴)。当 THz 电场加到 ZnTe 晶体上时,ZnTe 晶体的折射率椭球发生变化,最终折射率椭球的三个主轴为 X', Y', Z' 。经计算可知,最终的折射率椭球的主轴相对于实验室坐标 (X, Y, Z) 发

生转动,转动的方向如图 4 所示。Z 轴和 Z' 轴的夹角 ϕ 与 THz 电场偏振方向有关,当 THz 的电场方向与实验室坐标 Z 轴夹角为 ϕ 时, Z' 轴相对于 Z 轴的夹角 ϕ ^[13] 为

$$2\phi = -\arctan(2\tan\phi) - n\pi, \quad \left(n - \frac{1}{2}\right)\pi \leq \phi < \left(n + \frac{1}{2}\right)\pi. \quad (1)$$

两个折射率主轴 Y' 和 Z' 上的折射率

$$\begin{aligned} n_{y'}(\phi) &\approx n_0 + \frac{n_0^3}{2} E_{\text{THz}} \gamma_{41} [\cos\phi \sin^2\phi + \cos(\phi + 2\phi)], \\ n_{z'}(\phi) &\approx n_0 + \frac{n_0^3}{2} E_{\text{THz}} \gamma_{41} [\cos\phi \cos^2\phi - \cos(\phi + 2\phi)]. \end{aligned} \quad (2)$$

式中 n_0 为没受到电光调制时 ZnTe 晶体的折射率, E_{THz} 为 THz 电场强度, γ_{41} 为光电张量系数, ϕ 为 THz 电场方向相对于实验室坐标系 Z 轴 [晶体 ZnTe 的 (001) 轴] 的夹角。由 (2) 式可知在经过 THz 电场调制后,探测光在两个折射率主轴上的相位差为

$$\Gamma = \frac{2\pi L}{\lambda} (n_{y'} - n_{z'}) = \frac{\pi L n_0^3}{\lambda} E_{\text{THz}} \gamma_{41} (\cos\phi \cos 2\phi - 2\sin\phi \sin 2\phi). \quad (3)$$

知道探测光在 ZnTe 晶体两个方向上的相位差后,可以得到探测光依次通过光学器件后偏振态的变化,经 Wollaston 棱镜分光后两束偏振正交光的电场强度可以表示为

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} E_Y \\ E_Z \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} \cos(\pi/4) & -\sin(\pi/4) \\ \sin(\pi/4) & \cos(\pi/4) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp(i\frac{\pi}{2}) \end{bmatrix} \times \\ &\begin{bmatrix} \cos(\pi/4 - \phi) & \sin(\pi/4 - \phi) \\ -\sin(\pi/4 - \phi) & \cos(\pi/4 - \phi) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp(i\Gamma) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos\phi & \sin\phi \\ -\sin\phi & \cos\phi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ E_{\text{probe}} \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (4)$$

因为平衡探测器探测到的信号是探测光两个偏振方向的光强差,所以平衡探测器探测到的信号 S_{signal}

$$S_{\text{signal}} = |E_Y|^2 - |E_Z|^2. \quad (5)$$

简化(5)式得到最终的平衡探测器信号和 THz 电场方向的关系为:

$$S_{\text{signal}} = E_{\text{probe}}^2 \frac{\pi L n_0^3}{\lambda} E_{\text{THz}} \gamma_{41} \sin 2\varphi (\cos \phi \cos 2\varphi - 2 \sin \phi \sin 2\varphi). \quad (6)$$

式中 L 为有效的相干长度。在实验中, $E_{\text{probe}}, \lambda, \gamma_{41}, L, n_0^3$ 为常数, φ 由 THz 偏振方向决定, 所以把(1)式代入(6)式中, 最终(6)式可以简化为

$$S_{\text{signal}} \propto 2E_{\text{THz}} \sin \phi, \quad (7)$$

(7)式表示了平衡探测器输出信号与 THz 电场偏振方向的关系, 可推测 THz 电场的偏振状态。

首先, 假设成丝辐射 THz 信号的偏振态和抽运激光的偏振态相同, 即 $\phi = \theta$ 。在这种情况下, 计算出来的 THz 信号强度如图 3 中实线所示。通过比较可见, 计算的结果和实验结果相差很多。再来考虑另一种 THz 电场是线性偏振的情况, 假设 THz 信号的偏振态和抽运光的偏振态相垂直, 即 $\phi = \theta + 90^\circ$ 。计算出的结果如图 3 中虚线所示。可见, 计算结果和实验结果同样不符。因此, 有理由认为实验中检测到的 THz 波不是线性偏振的, THz 偏振态只有一种可能, 即 THz 信号的偏振状态是椭圆偏振的。

为验证实验中得到 THz 波是椭圆偏振, 进一步推算了 THz 波椭圆偏振态的具体参数。一方面用光电取样方法探测到 THz 信号的能量可用 THz 电场峰峰值的平方值来表示。另一方面, 从(7)式知当把 THz 电场看作两个正交偏振态的叠加时, ZnTe 晶体只对 Z 轴(001)上的 THz 电场有响应, 对垂直于 ZnTe 晶体 Z 轴方向上的 THz 电场没有响应。ZnTe 晶体的这种性质与偏振片相类似, 所以分析 ZnTe 晶体光电取样的方法记录的能量时, 可把 ZnTe 当作一个光轴方向平行于 ZnTe 晶体 Z 轴的偏振片。

这样, 可把椭圆偏振态的 THz 电场的琼斯矢量表示为 $\begin{bmatrix} 1 \\ j e \end{bmatrix}$, e 为椭圆偏振态两个偏振方向短轴与长轴的比例。当偏振方向中轴与偏振片光轴方向的夹角为 β 时, THz 电场透过偏振片的电场可以表示为

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \beta & -\sin \beta \\ \sin \beta & \cos \beta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ j e \end{bmatrix}, \quad (8)$$

相应地, THz 信号透过偏振片的能量可表示为

$$I_x = E_x E_x^* = \cos^2 \beta + e^2 \sin^2 \beta, \quad (9)$$

因为 ZnTe 晶体可以当作偏振片分析, 可通过比较 THz 信号峰峰值的平方和(9)式, 得到椭圆偏振态重要的两个参数, 进而定量地分析 THz 信号的椭圆偏振态。

当抽运光的偏振方向 θ 转动时, $\beta = \beta_0 + \theta$, β_0 为 $\theta = 0^\circ$ 时椭圆偏振态长轴和偏振片光轴方向的夹角。把实验中测得的 THz 信号峰峰值平方, 结果如图 5 中实心圆点曲线所示。然后, 用(9)式拟合实验中测得的曲线(图 5 中实线), 得到了 THz 信号椭圆偏振态的两个重要参数: $e = 0.55$ 和 $\beta_0 = 11.5^\circ$ 。可得出结论, 激光成丝辐射的 THz 信号的偏振态为椭圆偏振态, 长轴方向和抽运光偏振方向的夹角为 11.5° 。

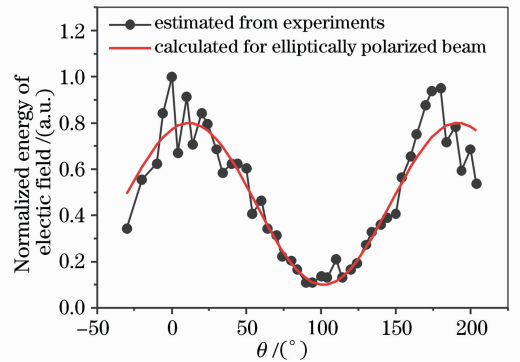


图 5 假设 THz 电场为椭圆偏振态, THz 信号的能量和计算数值的比较

Fig. 5 Comparison of the THz electric field energy with calculated result, assuming the THz electric field is elliptically polarized

飞秒激光聚焦到空气中时, 在空气中发生三阶非线性光学效应

$$\Omega_{\text{THz}} = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3, \quad (10)$$

式中当频率满足 $\omega_1 + \omega_2 \approx \omega_3$ 时会产生 THz 频段的辐射。虽然在实验中没有用到常见的基频光 $\omega = 800 \text{ nm}$ 和倍频光 $\omega = 400 \text{ nm}$ 四波混频的方法产生 THz^[11, 14~18], 但在飞秒激光聚焦到空气中导致成丝现象的过程中, 激光的光谱可以从紫外波段一直延伸到红外波段。因此(10)式很容易被满足^[19~21]。这样成丝过程中产生的平行于抽运光偏振方向的 THz 电场可以表示为

$$E_{\text{THz}, x} \propto \chi_{xxxx}^{(3)} E_{\omega_3} E_{\omega_1}^* E_{\omega_2}^* \exp(i\Delta kL), \quad (11)$$

式中 $\Delta k = k_1 + k_2 - k_3$ 为三阶非线性效应的相位匹配条件, L 为有效的相干长度。细丝中产生的垂直于抽运光偏振方向的 THz 电场可表示为

$$E_{\text{THz},y} \propto \chi_{yxxx}^{(3)} E_{\omega_3} E_{\omega_1}^* E_{\omega_2}^* \exp(i\Delta kL). \quad (12)$$

一般情况下,在各向同性的介质中 $\chi_{yxxx}^{(3)} = 0$ 。但在飞秒激光成丝过程中,因为等离子体的产生,空间对称性被破坏,从而导致三阶非线性系数 $\chi_{yxxx}^{(3)}$ 不再为零^[11],偏振方向垂直于抽运偏振方向的 THz 电场辐射。因此在成丝过程中,垂直正交的两个方向都会产生 THz 电场。进一步来说,因为高强度飞秒激光在光丝中产生的双折射效应^[22],偏振正交两个方向的 THz 电场在细丝中传播时会有相对的相位差,辐射出椭圆偏振态的 THz 脉冲,且椭圆偏振态 THz 脉冲的性质由偏振正交方向 THz 电场和它们之间的相位关系决定的。

4 结 论

用 THz 时域光谱的方法研究了飞秒激光成丝中辐射出的 THz 脉冲,并探测到了单周期椭圆偏振态的 THz 脉冲。对于其产生机制认为,空气中的三阶非线性效应是产生 THz 脉冲的主要物理机制。在光丝中,三阶非线性系数导致了偏振正交两个方向的 THz 电场辐射。因为高强度飞秒激光在光丝中引起的双折射效应,偏振正交两个方向的 THz 电场在空气中传播时会产生相位差,最终导致椭圆偏振态 THz 脉冲的产生。

参 考 文 献

- 1 Q. Wu, X. C. Zhang. Free-space electro-optic sampling of terahertz beams[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1995, **67**(24): 3523~3525
- 2 P. H. Siegel. Terahertz technology [J]. *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, 2002, **50**(3): 910~928
- 3 J. H. Booske. Plasma physics and related challenges of millimeter-wave-to-terahertz and high power microwave generation[J]. *Physics of Plasmas*, 2008, **15**(5): 055502~055516
- 4 Zhang Xianbin, Shi Wei. THz electromagnetic radiation based on the stimulated Raman scattering of polariton[J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(5): 1012~1016
张显斌,施卫. 基于耦合场量子受激拉曼散射的太赫兹波辐射[J]. *光学学报*, 2008, **28**(5): 1012~1016
- 5 Zheng Fanghua, Liu Huan, Li Xifu *et al.*. Simultaneous dual-wavelength quasi-continuous-wave laser-diode-end-pumped Nd:YAG laser for terahertz wave source[J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(2): 200~205
- 6 Hu Jie, Chen Heming. Loss characteristics of photonic crystal fiber as terahertz waveguide [J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(4): 567~572
- 7 胡 婕,陈鹤鸣. 光子晶体太赫兹波导的损耗特性[J]. *中国激光*, 2008, **35**(4): 567~572
- 8 H. Hamster, A. Sullivan, S. Gordon *et al.*. Subpicosecond, electromagnetic pulses from intense laser-plasma interaction[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, **71**(17): 2725~2728
- 9 H. Hamster, A. Sullivan, S. Gordon *et al.*. Short-pulse terahertz radiation from high-intensity-laser-produced plasmas [J]. *Phys. Rev. E*, 1994, **49**(1): 671~677
- 10 C. D'Amico, A. Houard, M. Franco *et al.*. Conical forward THz emission from femtosecond-laser-beam filamentation in air [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, **98**(23): 235002
- 11 Y. Liu, A. Houard, B. Prade *et al.*. Terahertz radiation source in air based on bifilamentation of femtosecond laser pulses[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, **99**(13): 135002
- 12 X. Xie, J. M. Dai, X. C. Zhang. Coherent control of THz wave generation in ambient air[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, **96**(7): 075005
- 13 H. Zhong, N. Karpowicz, X. C. Zhang. Terahertz emission profile from laser-induced air plasma[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2006, **88**(26): 261103
- 14 P. C. M. Planken, H. K. Nienhuys, H. J. Bakker *et al.*. Measurement and calculation of the orientation dependence of terahertz pulse detection in ZnTe[J]. *J. Opt. Soc. Am. B-Opt. Phys.*, 2001, **18**(3): 313~317
- 15 J. Dai, X. Xie, X. C. Zhang. Detection of broadband terahertz waves with a laser-induced plasma in gases [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, **97**(10): 103903
- 16 T. Bartel, P. Gaal, K. Reimann *et al.*. Generation of single-cycle THz transients with high electric-field amplitudes[J]. *Opt. Lett.*, 2005, **30**(20): 2805~2807
- 17 D. J. Cook, R. M. Hochstrasser. Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air [J]. *Opt. Lett.*, 2000, **25**(16): 1210~1212
- 18 M. Kress, T. Löffler, S. Eden *et al.*. Terahertz-pulse generation by photoionization of air with laser pulses composed of both fundamental and second-harmonic waves [J]. *Opt. Lett.*, 2004, **29**(10): 1120~1122
- 19 M. D. Thomson, M. Kress, T. Löffler *et al.*. Broadband THz emission from gas plasmas induced by femtosecond optical pulses: From fundamentals to applications [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2007, **1**(4): 349~368
- 20 J. Kasparian, J.-P. Wolf. Physics and applications of atmospheric nonlinear optics and filamentation [J]. *Opt. Express*, 2008, **16**(1): 466~493
- 21 A. Couairon, A. Mysyrowicz. Femtosecond filamentation in transparent media [J]. *Physics Reports-Review Section of Physics Letters*, 2007, **441**(2~4): 47~189
- 22 S. L. Chin, S. A. Hosseini, W. Liu *et al.*. The propagation of powerful femtosecond laser pulses in optical media: physics, applications, and new challenges [J]. *Canadian J. Physics*, 2005, **83**(9): 863~905
- 23 P. Bejot, Y. Petit, L. Bonacina *et al.*. Ultrafast gaseous "half-wave plate" [J]. *Opt. Express*, 2008, **16**(10): 7564~7570