

真空喷气靶太赫兹辐射源椭圆度特性

李 娜^{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, 北京 100049

摘要 在短丝条件下, 激光与喷气靶产生的介质相互作用, 可产生局部高密度等离子体, 在较短距离内实现双色场相位差的剧烈变化, 容易得到椭圆偏振的太赫兹 (THz) 辐射。通过调节气体背压, 产生了椭圆度为 0.438 的 THz 辐射。利用瞬态光电流模型对实验结果进行模拟, 所得结果和实验结果基本一致, 揭示了光电流和等离子体色散共同作用的机理。

关键词 物理光学; 强场激光物理; 太赫兹波; 气体等离子体; 椭圆偏振

中图分类号 O436.3 **文献标识码** A

doi: 10.3788/AOS201737.0326002

Ellipticity Characteristic of Terahertz Radiation Source Generated from Vacuum Jet Target

Li Na^{1,2}, Bai Ya^{1,2}, Liu Peng^{1,2}

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

² *University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*

Abstract Under short filament condition, the plasma with locally high density can be generated by means of the interaction between laser and medium from jet target, the acute change of dual-color-field phase difference is realized in a short distance, and the elliptically polarized terahertz (THz) radiation is easily obtained. By adjusting the back pressure of gas, THz radiation with ellipticity of 0.438 is generated. The simulated result based on the transient photocurrent model is consistent with that from the experiment, which reveals the mechanism of combined action of photocurrent and plasma dispersion.

Key words physical optics; strong field laser physics; terahertz wave; gas plasma; elliptic polarization

OCIS codes 260.5430; 020.2649; 040.2235

1 引 言

太赫兹 (THz) 波技术在材料光谱学、医学成像、国土安全等应用学科都具有重要的研究价值和应用前景^[1-3]。近些年, 基于双色飞秒激光脉冲不对称电离气体的 THz 辐射源受到广泛关注, 它具有超宽带频谱、高损伤阈值和高强度的优势^[4-7], Kim 等^[4]提出的瞬态光电流模型解释了其产生机制。此进展使得对 THz 光谱、偏振的控制成为可能^[8-11]。这些研究的大部分实验是在空气或气体盒子中进行的。

双色场方案中, 倍频晶体的 e 光轴通常与基频光偏振成 55° 夹角, 基于二维 (2D) 光电流模型, 通过改变双色场的相位差可实现 THz 辐射偏振方向的调节^[8-9]。有实验发现, 长丝中的 THz 辐射是椭圆偏振的^[12], 并且 THz 辐射和抽运激光速度失配对产生椭圆偏振的 THz 辐射有重要贡献。随着丝长的增加, THz 辐射由线偏振变成了椭圆偏振, 但长丝中光强钳制效应使得激光强度和等离子体密度在丝中保持不变^[13], 激光

收稿日期: 2016-08-23; **收到修改稿日期:** 2016-09-25

基金项目: 国家自然科学基金 (11274326, 61521093, 61405222, 11134010, 11127901)、国家 973 计划 (2011CB808103)

作者简介: 李 娜 (1988—), 女, 博士研究生, 主要从事太赫兹辐射产生和高次谐波方面的研究。

E-mail: lina2011@siom.ac.cn

导师简介: 刘 鹏 (1972—), 男, 博士, 研究员, 博士生导师, 主要从事强激光分子动力学和太赫兹辐射方面的研究。

E-mail: peng@siom.ac.cn (通信联系人)

强度不能有效地随抽运能量的增加而增加,而且光丝过长导致产生的 THz 辐射不利于准直和收集。基于高真空喷气靶的短丝条件可以解决上述问题,而且短丝实验避开了长丝中复杂的传播效应,对深入理解 THz 辐射的产生机制更加有利。理论和实验都发现,短丝下等离子体振荡对 THz 辐射光谱有很大贡献^[14-16]。

本文搭建了真空喷气靶产生 THz 辐射源的实验装置,通过调节气体背压,实现了双色飞秒激光脉冲与气体靶的相互作用,产生了椭圆度较大(椭圆度为 0.438)的 THz 辐射。分析表明,高真空中以喷气束流为作用介质,激光在到达气体靶之前,其强度没有受到等离子体散焦的影响,因而可以在相互作用空间实现较高的激光强度,产生局部高密度等离子体,并在很短距离内实现双色场相位差的调节,产生椭圆偏振的 THz 辐射。利用瞬态光电流模型对实验结果进行模拟,所得结果和实验结果基本一致,揭示了光电流和等离子体色散共同起作用的机理。

2 基本原理

2.1 双色激光脉冲

在双色场方案中, β -硼酸钡(BBO)晶体的 e 光轴与入射的基频光偏振方向(x 轴)夹角为 α ,激光脉冲经过 BBO 倍频后,在晶体坐标系下的激光场为

$$\begin{cases} E_e(t) = E_{\omega_e}(t) \cos(\omega t) + E_{2\omega}(t) \cos(2\omega t + \theta) \\ E_o(t) = E_{\omega_o}(t) \cos(\omega t + \varphi) \end{cases}, \quad (1)$$

式中 $E_{\omega_e}(t) = E_{\omega_e}^0 \exp[-t^2/(2\tau_1^2)] \cos \alpha$, $E_{\omega_o}(t) = E_{\omega_o}^0 \exp[-t^2/(2\tau_1^2)] \sin \alpha$ 和 $E_{2\omega}(t) = E_{2\omega}^0 \exp[-t^2/(2\tau_2^2)]$ 分别为基频光经过晶体的 e 光轴方向振幅, o 光轴方向振幅和倍频光振幅, E_{ω}^0 和 $E_{2\omega}^0$ 分别为基频光和倍频光初始振幅, t 为时间, ω 为基频光频率, τ_1 和 τ_2 是基频光和倍频光的脉宽, φ 是基频光经过 BBO 晶体后造成的 $E_{\omega_e}(t)$ 和 $E_{\omega_o}(t)$ 相位延迟, θ 是双色场相位差。在实验室坐标系下,激光场表示为

$$\begin{cases} E_x^{\text{laser}}(t) = E_e(t) \cos \alpha + E_o(t) \sin \alpha \\ E_y^{\text{laser}}(t) = E_o(t) \cos \alpha - E_e(t) \sin \alpha \end{cases} \quad (2)$$

2.2 瞬态光电流模型

激光脉冲作用于喷气靶产生氮分子束时,氮分子发生电离,电子密度 ρ_e 可由强激光场作用下隧穿电离的 Ammosov-Delone-Krainov (ADK)^[17] 公式计算获得,即

$$\frac{\partial \rho_e(t)}{\partial t} = w(\rho_0 - \rho_e), \quad (3)$$

式中 w 是 ADK 电离速率, ρ_0 是初始中性分子密度。由等离子体产生 THz 辐射的光电流模型指出,丝中局域 THz 电场 $\epsilon_{x,y}^{\text{THz}}$ 辐射主要来源于电子在激光场峰值处隧穿电离后、经强激光场加速后形成的瞬态光电流 $J_{x,y}$ ^[8], 其计算公式为

$$\partial_t J_{x,y} = \frac{e^2}{m_e} \rho_e E_{x,y}^{\text{laser}}(z, t) - \nu J_{x,y}, \quad (4)$$

$$\epsilon_{x,y}^{\text{THz}}(z, t) \propto dJ_{x,y}(z, t)/dt, \quad (5)$$

式中 e 和 m_e 分别是电子的电荷和质量, ρ_e 是电子密度, ν 是电子碰撞频率, $E_{x,y}^{\text{laser}}(z, t)$ 是丝中传播位置 z 处的激光电场^[12]。基于此模型,双色场产生的 THz 辐射可以通过改变双色场相位差来实现对其偏振方向的连续调节^[8-9]。

2.3 宏观太赫兹辐射

若等离子体光丝中的激光场已知,则局域 THz 电场可由光电流模型计算得到。产生的局域 THz 辐射波形 $\epsilon_{x,y}^{\text{THz}}(z, t)$ 在丝长范围内积分:

$$E_{x,y}^{\text{THz}}(t) \propto \int_0^L \epsilon_{x,y}^{\text{THz}}(z, t) \exp[-ik_{\text{THz}}(n_{\text{opt}} - n_{\text{THz}})z] dz, \quad (6)$$

式中 L 为等离子体丝的长度, k_{THz} 为 THz 波数, n_{opt} 和 n_{THz} 分别是激光和 THz 辐射在等离子体中的折射率, THz 辐射与激光传播速度的不同会导致丝中不同位置 z 产生的 THz 辐射到达远场探测处的时间不同,进而产生椭圆偏振的 THz 辐射。

双色激光脉冲在产生椭圆偏振的 THz 辐射过程中起重要作用:1)不对称的双色激光场产生定向的瞬态电流,有效地产生 THz 辐射,体现了光电流机制;2)双色激光场会产生垂直方向上的 THz 辐射分量,从而产生椭圆偏度大的 THz 辐射。当用圆偏振态的单色强激光场驱动时,没有定向电流的产生,从而无法有效地产生椭圆偏振的 THz 辐射。

3 实 验

3.1 真空喷气靶产生 THz 辐射的实验装置

图 1 为真空喷气靶产生 THz 辐射的实验装置,如图 1 所示,其中 BBO 为倍频晶体,TF 为聚四氟乙烯片,ZnTe 为碲化锌晶体,WS 为渥拉斯顿棱镜, P_1 和 P_2 为太赫兹偏振片,DG535 为数字延迟脉冲发生器。在高真空 (1×10^{-4} Pa) 条件下,氮气通过阀门(阀门直径为 0.5 mm)超声喷射产生分子束,喷嘴张角约为 60° ,背压的调节范围为 $(1.520 \sim 5.066) \times 10^5$ Pa,喷嘴安装在三维平移台上。飞秒激光脉冲由 Ti:Sapphire 飞秒放大系统 (Elite-HP-USX, Coherent 公司,美国)产生, x 轴水平偏振,沿着 z 方向传播,激光器输出的单脉冲能量约为 5 mJ,脉冲宽度约为 30 fs,中心波长为 800 nm,光谱宽度为 61 nm,重复频率为 1 kHz。一部分激光 (0.8 mJ) 经过透镜(焦距 $f=200$ mm)、真空腔体窗片和 BBO(I 类相位匹配,厚度为 $200 \mu\text{m}$) 晶体后聚焦到氮分子上,相互作用长度约为 1 mm(根据等离子体中阳离子荧光估算)。其中 BBO 晶体 e 光轴与基频激光场偏振方向的夹角 $\alpha=55^\circ$ (晶体方位角),调节倾斜角为 $\beta=1.2^\circ$ 。组合的双色激光场可以优化 THz 辐射产生效率^[8-9],同时使局域 THz 辐射偏振方向随着双色场相位差的变化而连续转动且保持 THz 辐射振幅几乎不变^[9]。根据激光的脉冲能量、激光脉宽和焦斑大小估算基频激光场峰值功率密度为 1.95×10^{14} W/cm²,倍频激光场峰值功率密度为 9.2×10^{13} W/cm²。另一部分激光 (0.2 mJ) 通过光电采样方法来检测 THz 辐射时域电场波形^[18]。光电采样晶体采用 1 mm 厚的碲化锌 (ZnTe) 晶体(测量带宽的截至频率约为 3 THz^[19])。

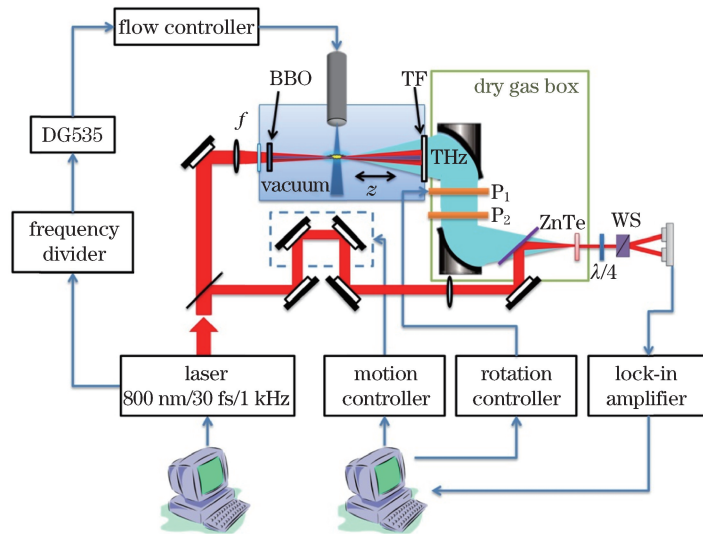


图 1 实验装置示意图

Fig. 1 Diagram of experimental setup

实验中为了测量 THz 辐射的两个偏振分量^[20],在测量光路中依次放置两个偏振片 P_1 和 P_2 ,其中 P_2 最接近检测晶体,固定 P_2 的偏振方向在水平方向(x 轴),这样保证检测部分的响应函数不变。测量时,首先如图 2(a)所示,调节 P_1 成 $+45^\circ$ (红色线),得到的测量值是 $E_1(t)$ (绿色线);然后如图 2(b)所示,调节 P_1 成 -45° (红色线),得到的测量值是 $E_2(t)$ (绿色线),由此可得

$$\begin{cases} E_+(t) = E_1(t) / \cos 45^\circ \\ E_-(t) = E_2(t) / \cos 45^\circ \end{cases} \quad (7)$$

这样即可推算出 THz 辐射的两个垂直方向上的 $E_+(t)$ 和 $E_-(t)$ 。

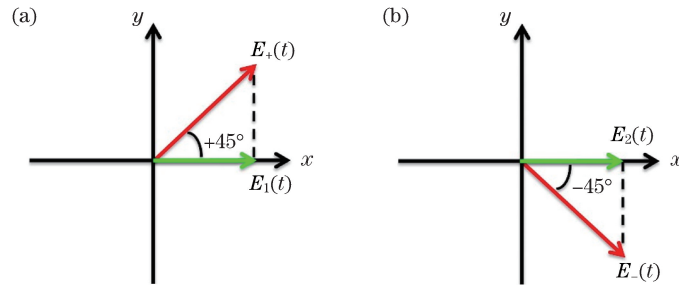


图 2 测量 THz 电场的坐标示意图。(a)偏振片 P_1 与 x 轴成 $+45^\circ$ 角;(b)偏振片 P_1 与 x 轴成 -45° 角
Fig. 2 Coordinate diagram of measuring THz electric field. (a) Polarizer P_1 is oriented at $+45^\circ$ with x axis;
(b) polarizer P_1 is oriented at -45° with x axis

进一步,将 THz 电场变换到 x 、 y 方向上,

$$\begin{cases} E_x^{\text{THz}}(t) = E_+(t) \cos 45^\circ + E_-(t) \cos 45^\circ \\ E_y^{\text{THz}}(t) = E_+(t) \cos 45^\circ - E_-(t) \cos 45^\circ \end{cases} \quad (8)$$

根据测量值,可画出 THz 二维电场随时间的变化曲线,如图 3(a)所示。

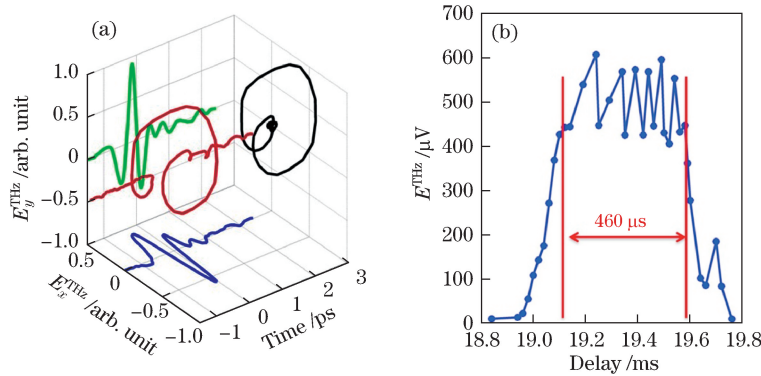


图 3 (a)背压为 5.066×10^5 Pa 时测量得到的 THz 辐射电场的时域演化;
(b)不同延时下测量得到的 THz 辐射电场强度

Fig. 3 (a) Time evolution of electric field of THz radiation measured at back pressure of 5.066×10^5 Pa;
(b) measured THz electric field intensities at different time delays

在真空喷气靶实验条件下,丝短和喷气频率低($0 \sim 200$ Hz),THz 辐射信号强度相比空气中的要小两个量级,这对 THz 辐射的产生光路和探测系统提出了更高的要求。为避开实验中其他的电磁干扰,需要进行噪声测试。挡住抽运光,分别在喷气靶频率 50,100,200 Hz 下测量探测系统的噪声标准差为 0.57, 8.23,1.82 μV ,因此实验中设置喷气频率为 50 Hz(噪声值最小)。只有实现激光与喷气的时间同步才能辐射较强的 THz 辐射信号,因此实验中通过激光的信号线来触发喷气靶喷射(激光信号线 1 kHz 经过分频器变为 50 Hz,利用数字延迟脉冲发生器 DG535 精细地调节延时,经流量控制器驱动喷气靶喷射气体,与激光脉冲达到同步)。设置喷气持续时间为 450 μs ,调节不同的延时测试 THz 信号,如图 3(b)所示。THz 辐射光强持续 460 μs ,验证了开阀时间,但振幅仍有振荡,这是因为在利用 DG535 测试延时范围扫描时,采样过快引起了检测系统的抖动。实验中 DG535 的延时取中间值 19.4 ms 以实现飞秒激光脉冲与喷气靶的时间同步。为提高信噪比,将探测光路置于干燥的气体盒子中,防止空气中的水分子吸收产生 THz 辐射。

3.2 实验结果和理论分析

实验中连续改变气体背压。如图 4(a)~(e)所示,随着背压的增加,THz 辐射由线偏振变为椭圆偏振。设椭圆偏振的长轴为 a ,短轴为 b 。不同背压下的椭圆度 b/a 如图 4(f)所示。在背压为 5.066×10^5 Pa 时,得到 THz 辐射椭圆度最大($b/a=0.438$)。研究发现,空气中只有在产生较长光丝(4 cm)的条件下才能观测到椭圆偏振的 THz 辐射^[12],而在喷气靶条件下,可以在短丝(1 mm)中观测到椭圆偏振的 THz 辐射。

在高背压和高真空条件下,激光在到达气体靶之前,其强度没有受到等离子体散焦的影响,在相互作用空间产生局部密度较高的等离子体,在很短距离内实现了双色场相位差的快速变化,使 THz 辐射和抽运激光速度失配增加,进而产生椭圆度较大的 THz 辐射。相比空气中,短丝中不同偏振的 THz 辐射更容易进行准直和探测(长丝条件下,准直会丢失部分 THz 辐射偏振信息)。

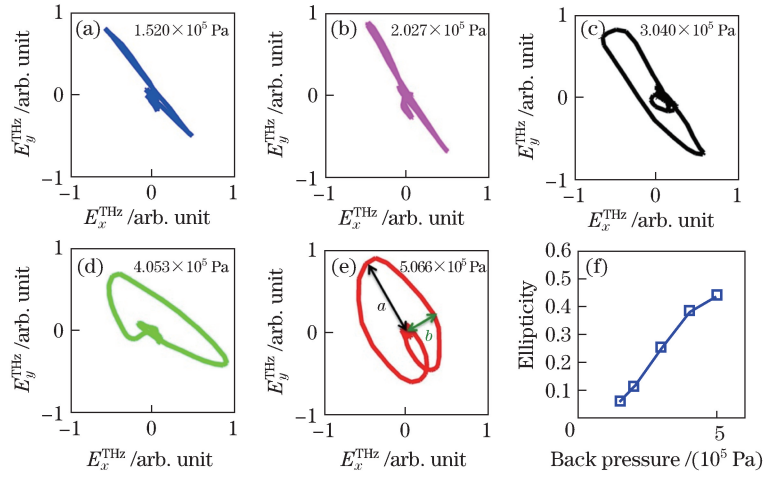


图 4 不同背压下测量得到的(a)~(e) E_x^{THz} 和 E_y^{THz} 及(f)椭圆度

Fig. 4 (a)-(e) E_x^{THz} , E_y^{THz} and (f) ellipticity measured at different back pressures

以背压 5.066×10^5 Pa 为例进行模拟。根据喷气靶分子束喷射动力学^[21]估算相互作用区间的中性分子数密度为 $3.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 。模拟选取的双色场参数:基频光强为 $1.8 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$,倍频光强为 $9.0 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$,接近实验值。依据隧穿电离 ADK^[17]模型估算电子数密度为 $6.6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 。折射率可通过公式 $n(\omega') = 1 + \delta n_{\text{gas}}(\omega') + \delta n_{\text{plasma}}(\omega')$ ^[15-16]计算得到,其中 ω' 可以是基频光、倍频光或者是 THz 辐射频率。这里 $n_{\omega} = 0.99981058, n_{2\omega} = 0.999952641, n_{\text{THz}} = 0.89561321$ 。可以看出,基频光与倍频光的折射率差值比基频光与 THz 辐射的折射率差值小了约三个量级,在比较激光脉冲和 THz 辐射的速度失配时可以忽略 n_{ω} 和 $n_{2\omega}$ 的差别,(6)式中 $n_{\text{opt}} = n_{\omega}$ 。根据上述参数进行二维光电流模拟。因为响应函数中包括晶体在 THz 辐射波段的吸收和相位匹配等因素^[19],为了能直接与实验结果进行对比,根据 ZnTe 晶体的响应函数对模拟的 THz 辐射光谱进行了修正。修正后结果如图 5 所示,其中 $b/a = 0.42$,与实验结果图 4(e)基本一致。

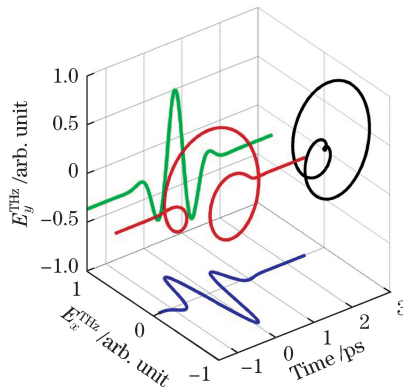


图 5 背压为 5.066×10^5 Pa 时的模拟 THz 辐射时域波形

Fig. 5 Simulated time-evolution waveform of THz radiation at back pressure of 5.066×10^5 Pa

这里揭示了光电流和等离子体色散共同起作用的机理。光电流的作用是:决定局部 THz 辐射的偏振方向和振幅大小。气体等离子体色散的作用是:1)基频光和倍频光在等离子体中折射率的不同,导致局部双色场的相位差发生连续变化(1 mm 丝长内的相位变化量是 0.71π),由于两者偏振方向有夹角,双色激光场的合矢量方向也发生了连续变化,因此局部 THz 辐射的偏振方向发生连续转动;2)双色激光脉冲和 THz 脉冲

在等离子体中的折射率不同,导致两者速度失配,从而使 THz 辐射的椭圆度发生变化。丝后端辐射的 THz 辐射到达远场探测处的时间比丝前端的滞后 0.35 ps。两种作用组合起来,就是一系列时延的局部偏振旋转的 THz 电场,最终形成了椭圆偏振的 THz 脉冲。

4 结 论

搭建了真空喷气靶 THz 辐射源。通过调节气体背压,在双色激光脉冲与气体靶相互作用下产生了椭圆偏振的 THz 辐射(实验结果 $b/a=0.438$)。该条件下产生的椭圆偏振 THz 辐射与空气等离子体长丝产生的 THz 辐射相比,其优势是:喷气靶固有的短作用距离使得产生的 THz 辐射更容易收集和探测,方便更换不同气体研究;相互作用区间可产生高密度等离子体,在较短距离内实现双色场相位差的剧烈变化,更容易得到椭圆偏振的 THz 辐射。

参 考 文 献

- [1] Li Qi, Ding Shenghui, Li Yunda, *et al.* Advances in research on THz digital holographic imaging[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2012, 49(5): 050006.
李 琦, 丁胜晖, 李运达, 等. 太赫兹数字全息成像的研究进展[J]. 激光与光电子学进展, 2012, 49(5): 050006.
- [2] Zheng Xianhua, Wang Xinke, Sun Wenfeng, *et al.* Developments and applications of the terahertz digital holography[J]. Chinese J Lasers, 2014, 41(2): 0209003.
郑显华, 王新柯, 孙文峰, 等. 太赫兹数字全息术的研发与应用[J]. 中国激光, 2014, 41(2): 0209003.
- [3] Tonouchi M. Cutting-edge terahertz technology[J]. Nature Photonics, 2007, 1(2): 97-105.
- [4] Kim K Y, Glowia J H, Taylor A J, *et al.* Terahertz emission from ultrafast ionizing air in symmetry-broken laser fields[J]. Optics Express, 2007, 15(8): 4577-4584.
- [5] Liu J L, Dai J M, Chin S L, *et al.* Broadband terahertz wave remote sensing using coherent manipulation of fluorescence from asymmetrically ionized gases[J]. Nature Photonics, 2010, 4(9): 627-631.
- [6] Blanchard F, Sharma G, Razzari L, *et al.* Generation of intense terahertz radiation via optical methods[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2011, 17(1): 5-16.
- [7] Thomson M D, Kreß M, Löffler T, *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.
- [8] Oh T I, You Y S, Kim K Y. Two-dimensional plasma current and optimized terahertz generation in two-color photoionization[J]. Optics Express, 2012, 20(18): 19778-19786.
- [9] Wen H D, Lindenberg A M. Coherent terahertz polarization control through manipulation of electron trajectories[J]. Physical Review Letters, 2009, 103(2): 023902.
- [10] Babushkin I, Skupin S, Husakou A, *et al.* Tailoring terahertz radiation by controlling tunnel photoionization events in gases[J]. New Journal of Physics, 2011, 13(12): 123029.
- [11] Lu X F, Zhang X C. Generation of elliptically polarized terahertz waves from laser-induced plasma with double helix electrodes[J]. Physical Review Letters, 2012, 108(12): 123903.
- [12] You Y S, Oh T I, Kim K Y. Mechanism of elliptically polarized terahertz generation in two-color laser filamentation[J]. Optics Letters, 2013, 38(7): 1034-1036.
- [13] Liu W W. Intensity clamping during femtosecond laser filamentation[J]. Chinese Journal of Physics, 2014, 52(1): 465-489.
- [14] Debayle A, Gremillet L, Bergé L, *et al.* Analytical model for THz emissions induced by laser-gas interaction[J]. Optics Express, 2014, 22(11): 13691-13709.
- [15] Li Na, Bai Ya, Liu Peng. Frequency control of the broadband ultrashort terahertz source generated from the laser induced plasma by two-color pulses[J]. Acta Physica Sinica, 2016, 65(11): 110701.
李 娜, 白 亚, 刘 鹏. 激光等离子体太赫兹辐射源的频率控制[J]. 物理学报, 2016, 65(11): 110701.
- [16] Li N, Bai Y, Miao T S, *et al.* Revealing plasma oscillation in THz spectrum from laser plasma of molecular jet[J]. Optics Express, 2016, 24(20): 23009-23017.
- [17] Ammosov M V, Delone N B, Krainov V P. Tunnel ionization of complex atoms and of atomic ions in an alternating electromagnetic field[J]. Journal of Experimental and Theoretical Physics, 1986, 64(6): 1191-1194.
- [18] Planken P C M, Nienhuys H K, Bakker H J, *et al.* Measurement and calculation of the orientation dependence of

- terahertz pulse detection in ZnTe[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2001, 18(3): 313-317.
- [19] Casalbuoni S, Schlarb H, Schmidt B, *et al.* Numerical studies on the electro-optic detection of femtosecond electron bunches[J]. Physical Review Accelerators and Beams, 2008, 11(7): 072802.
- [20] Nagai M, Mukai N, Minowa Y, *et al.* Achromatic THz wave plate composed of stacked parallel metal plates[J]. Optics Letters, 2014, 39(1): 146-149.
- [21] Scoles G. Atomic and molecular beam methods[M]. New York: Oxford University Press, 1988.