

文章编号: 1005-5630(2020)05-0083-06

DOI: 10.3969/j.issn.1005-5630.2020.05.013

基于空间能量分布调制增强和控制太赫兹信号

孙召召

(上海理工大学 光电信息与计算机工程学院, 上海 200093)

摘要: 为了有效地对太赫兹波进行增强和连续控制, 提出一种通过外部空间干扰调制太赫兹波的空间分布对太赫兹波进行增强和连续控制的方法。通过理论计算对比了未放置和放置空心金属波导的太赫兹波的空间分布, 并研究了通过外部空间干扰改变太赫兹波传播路径对太赫兹波空间分布的影响。研究表明, 采用改变空心金属波导和激光拉丝相对位置的方法, 可以得到连续调控的太赫兹波的空间分布, 并且太赫兹波空间分布的最强点能量强度增强了近5.9倍, 可为宽带太赫兹波的连续调控提供参考。

关键词: 太赫兹波; 空间能量分布; 空心金属波导

中图分类号: O 437 **文献标志码:** A

Terahertz signal enhancement and control based on spatial energy distribution modulation

SUN Zhaozhao

(School of Optical-Electrical and Computer Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China)

Abstract: In order to effectively enhance and continuously control terahertz wave, we propose a method of modulating the spatial distribution of terahertz wave through external spatial interference. Firstly, we compare the spatial distribution when placing hollow metal waveguides with that when not placing hollow metal waveguides by means of theoretical calculation. The impact on the spatial distribution of terahertz wave is exhibited when changing the propagation path of terahertz wave under external interference. At the same time, we acquire the spatial distribution of terahertz wave which can be continuously regulated by changing the relative position of hollow metal waveguide and laser filament. The results mentioned above provide a new way for continuous regulation of wideband terahertz wave. The results show that the energy intensity of the strongest point in the spatial distribution of THz wave is increased by 5.9 times, which can provide reference for the continuous regulation of broadband terahertz wave.

Keywords: terahertz wave; spectral energy distribution; hollow metal waveguide

收稿日期: 2020-05-11

作者简介: 孙召召(1995—), 男, 硕士研究生, 研究方向为太赫兹技术。E-mail: 172390292@st.usst.edu.cn

引 言

太赫兹 (THz) 波以其非电离、高穿透、高分辨率与多种生物分子共振响应等特点, 被广泛应用于在电子学、生命科学、天文学、光谱学等领域^[1-5]。目前, 产生太赫兹辐射的方法有很多, 如光整流效应^[6-7]、光导天线^[8-9]、激光拉丝^[10-14]等, 其中激光拉丝法不需要特殊的介质或材料, 可以获得超宽带太赫兹光谱。激光拉丝可以看作是许多强点源的有序排列^[15-18], 在传播过程中, 各点源辐射的宽谱太赫兹波相互重叠。同时在这一过程中, 由于存在不同的发散角和传播路径, 因此不同频率的太赫兹波会形成不同的空间分布。一些频率将被相干增强, 而另一些则可能被相干衰减。在正常的激光拉丝情况下, 只能有效地收集和检测低频 THz 波, 通常为 0.1~3.0 THz。对于高频太赫兹波, 因长丝和快速发散的要求需配置抛物面镜或大口径太赫兹透镜, 而现行的制造工艺和较高的成本限制了其应用。目前, 很多研究人员针对激光拉丝进行了一系列的调控。Wang 等^[19]通过在激光拉丝周围外加横向电压来提高太赫兹波的辐射效率, 并且发现当施加横向直流电场时, 太赫兹波的极化轨迹随着电场强度的增加而在电场方向扩展。Liu 等^[20]提出, 在激光拉丝两端施加外部纵向电场来提高太赫兹波的辐射强度, 外加纵向电场后可使太赫兹波强度提高 3 个数量级。Wu 等^[21]提出了一种新的调制方法, 即用另一个等离子体垂直照射到产生太赫兹辐射的等离子体上, 通过改变泵浦光的波长来调控太赫兹波的强度和偏振方向, 并发现太赫兹波的强度和太赫兹波的偏振态会随泵浦光波长的增加而增强。Dietze 等^[22]提出一种槽型波导来改善双色等离子体的太赫兹波发射特性, 通过优化槽型波导的间距和波导沿光轴方向的位置, 使得探测到的太赫兹波强度比未放置波导的情况提高了 4 倍以上。

基于上述不同调控激光拉丝的方法, 本文根据太赫兹波在自由空间的传播机制, 提出了一种通过外部空间干扰改变太赫兹波的空间分布来实现太赫兹波相干控制的方法。

1 原 理

根据光电流模型建立太赫兹波在传输过程中的空间分布模型: 把激光拉丝中的每一点看作一个辐射太赫兹波的点源, 辐射的太赫兹波在传播过程形成相干叠加, 然后得到太赫兹波的空间分布。以双色激光场为例, 假设激光脉冲包络为高斯型, 则激光电场^[23]可表示为

$$E_1(t) = E_1 \exp\left(-\frac{t^2}{T_1^2}\right) \cos(\omega t) + E_2 \exp\left(-\frac{t^2}{T_2^2}\right) \cos(2\omega t + \theta_2) \quad (1)$$

式中: ω 为角频率; E_1 、 E_2 分别为 ω 、 2ω 的电场振幅; T_1 、 T_2 分别为 ω 、 2ω 的脉宽; θ_2 为 ω 与 2ω 的相对相位。激光电离气体的过程可用 ADK 模型描述, 时刻 t' 产生的电子密度 $N_e(t')$ 的演变可表示为

$$dN_e(t) = W_{\text{ADK}}(t) [N_g - N_e(t)] dt \quad (2)$$

式中: $W_{\text{ADK}}(t)$ 为电离空气的电离率; N_g 为气体分子密度。气体分子中的电子被电离后, 会受到外部激光场的驱动形成引起太赫兹辐射的瞬态电流 $J(t')$ ^[24], 该电流可表示为

$$\frac{dJ(t)}{dt} = \frac{e}{m_e} N_e(t) E_l(t) - \nu_e J(t) \quad (3)$$

式中: $E_l(t)$ 为激光电场; ν_e 为电子碰撞频率; e 为元电荷; m_e 为电子质量。瞬态电流 $J(t')$ 与太赫兹辐射的关系为 $E_{\text{THz}} \propto dJ/dt$, 通过对 dJ/dt 进行傅里叶变换及滤波可获得太赫兹辐射的频域信息, 对其进一步进行逆傅里叶变换可获得太赫兹辐射的时域波形。

拉丝辐射出的总太赫兹信号可视为拉丝各点处瞬态电流辐射出太赫兹信号的叠加, 此处我们假设各点处的瞬态电流不会相互影响。实际上, 拉丝各点处产生的太赫兹辐射是有所不同的, 其中一个原因是激光在拉丝内部传输时, ω 与 2ω 之间的相对相移会发生变化, 可表述为

$$\theta_2(z) = \theta_2(z_0) + k_\omega \int_{z_0}^z [n_\omega(z') - n_{2\omega}(z')] dz' \quad (4)$$

式中： k_ω 为 ω 的波数； n_ω 、 $n_{2\omega}$ 分别为 ω 、 2ω 的折射率。因此，为了获得远场中的总太赫兹辐射，应考虑拉丝各点处太赫兹辐射的差异，除此之外，还应考虑各点处产生太赫兹波的传播相位及其在拉丝内部传播的衰减效应。

假设太赫兹波在拉丝内部从 $p_0(z_0, r_0)$ 传播至 $p_1(z_1, r_1)$ ，则其相位变化为

$$\varphi(\omega_{\text{THz}}, p_1) = \varphi(\omega_{\text{THz}}, p_0) + \int_{z_0}^{z_1} \frac{k_{\text{THz}} n_{\text{THz}}(\omega_{\text{THz}}, z, r)}{\cos \theta} dz \quad (5)$$

式中： k_{THz} 为太赫兹波的波数； $n_{\text{THz}}(\omega_{\text{THz}}, z, r) = \sqrt{1 - \omega_p^2(z, r)/\omega_{\text{THz}}^2}$ 为太赫兹波在拉丝中的折射率； $\omega_p = \sqrt{e^2 N_e / m_e \epsilon_0}$ 为等离子体频率。此处假设拉丝中电子密度分布为 $N_e(r) \sim \cos^2(\pi r / (2r_p))$ ， r_p 为拉丝半径。

太赫兹波在拉丝内部的衰减可表示为

$$K(\omega_{\text{THz}}, z) = \begin{cases} \exp \left[\int_0^{D'(z)} -\frac{D'(z) - z}{L_a(\omega_{\text{THz}}, z, r) \cos \theta} dz \right] & \omega_{\text{THz}} \geq \omega_p \\ 0 & \omega_{\text{THz}} < \omega_p \end{cases} \quad (6)$$

式中： $L_a(\omega_{\text{THz}}, z, r) \approx 2c(\omega_{\text{THz}}^2 + \nu_e^2) / (\omega_p^2 \nu_e)$ 为特征衰减距离^[25-26]； $D'(z) = D(z) \cos \theta$ 为近轴传播距离 $D(z)$ 在光轴上的投影。因等离子体存在屏蔽效应，THz 波无法传播振荡频率高于自身频率的等离子体。

综上所述，远场太赫兹 $E_{\text{THz}}^{\text{Far}}$ 可表示为

$$E_{\text{THz}}^{\text{Far}}(\omega_{\text{THz}}) = \int_0^L E_{\text{THz}}(\omega_{\text{THz}}, z) K(\omega_{\text{THz}}, z) \exp[j\varphi(\omega_{\text{THz}}, z)] dz \quad (7)$$

式中 L 为激光拉丝的长度。

2 理论模拟结果

理论模拟示意图如图 1 所示，将激光拉丝限制在空心金属波导内，拉丝长度为 10 mm，空心金属波导长度为 13 mm（略大于激光拉丝长度），波导内径为 1.0 mm， z 轴表示的是激光传输的方向（即光轴），图中沿 z 轴的坐标表示了空心金属波导与激光拉丝之间的相对位置，坐标轴中的零点即空心金属波导的中心与拉丝中心重合

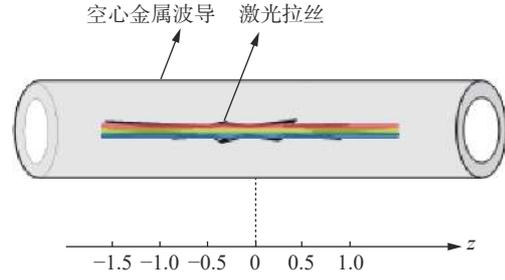


图 1 理论示意图

Fig. 1 Theoretical diagram

的位置，沿着激光传播的方向为正向。

本文基于 MATLAB 软件和根据理论模型对太赫兹波在自由空间中传播形成的空间分布进行计算和分析，模拟结果如图 2 所示，空间分布图为二维空间图， z 轴为光轴， r 轴垂直于光轴，观测点设在距离拉丝中心 50 mm 处。由分析结果可见，采集到的太赫兹波空间分布成球面波，图中的颜色变化代表太赫兹波的强度分布。当太赫兹波在自由空间中传播时，计算得出的太赫兹波空间分布的最强点坐标为 (49.66 mm, 5.02 mm)，如图 2(a) 所示， r 轴方向的强度分布如图 2(b) 所示。另外，空间分布是太赫兹光束在一个方向上的分布，整个光束以此为模式，呈现空间对称分布。

通过外界空间干扰可以改变太赫兹波的空间分布，从而使太赫兹波产生相干叠加，以及对特定频率范围的太赫兹波进行增强或者减弱调控。例如，对于拉丝长度为 10 mm、直径为 0.2 mm 的激光，我们在其周围设置了一个金属薄膜的空心波导（如图 1 所示，空心波导的长度为 13 mm，内径为 1.0 mm，反射率约为 97%，空心波导的中心与激光拉丝中心重合），空心波导的金属内壁将连续反射拉丝中点源辐射的太赫兹波，使点源辐射的太赫兹波之间发生相干叠加或者相干衰减的现象，从而有效地改变太赫兹波的空间分布模式，仿真结果如图 2(c) 所示。对照未放置镀膜空心波导的空间分布图（见图 2(a)），可以看出，放置空心波导后太赫兹波的空间分布变化很大，太赫兹波的空间分布更接近光轴，空间分布中能量最强点的坐标为 (48.80 mm, 5.87 mm)，能量强度提高了近 5.9 倍。 r 方向的强度分布如图 2(d) 所示，与未放置空心金属波导相比，太

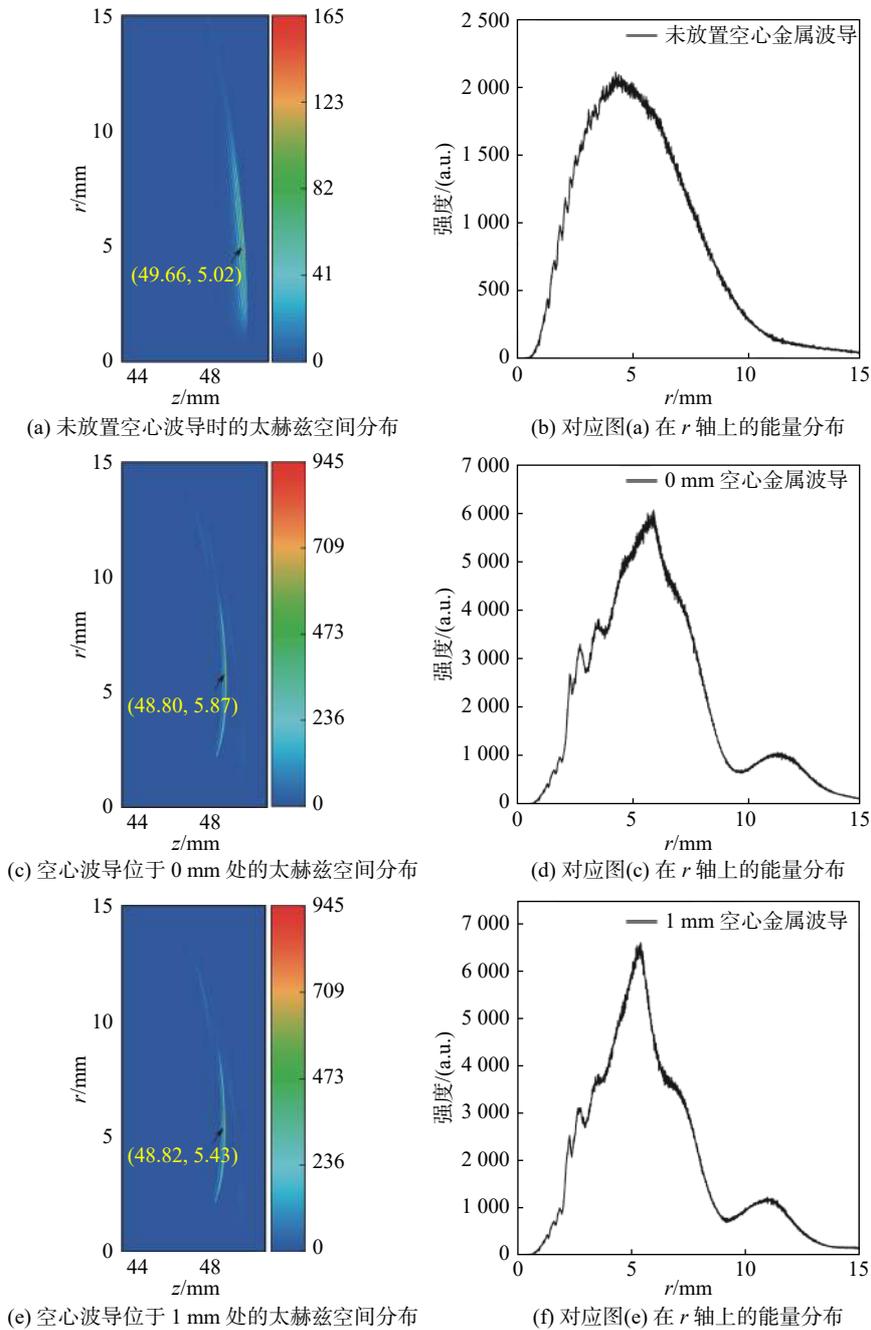


图 2 太赫兹波的二维空间分布

Fig. 2 Two dimensional spatial distribution of THz wave

赫兹波在 r 轴上的强度分布的轮廓发生了明显的变化, 这是由于放置空心金属波导后, 金属内壁反射了太赫兹波使太赫兹波原本自由传播的传输路径发生了改变, 同时使太赫兹波发生相干增强和相干衰减。

此外, 当空心金属波导相对于激光拉丝移动到不同的位置时(如图 1 所示), 由太赫兹光束

传播路径变化引起的相干叠加区域也会不同。当空心金属波导和激光拉丝的中心相同时, 设置空心金属波导的位置为 0 点, 使空心金属波导沿光轴移动 1 mm, 得到如图 2(e)所示的分布, 此时能量最强点的坐标移动到了(48.82 mm, 5.43 mm)。图 2(f)显示了 r 方向上的相应强度分布, 改变空心金属波导的位置后太赫兹波在 r 轴上的强度

分布也发生了明显的变化。这证明了空心金属波导的位置可以有效地影响太赫兹波的相干叠加区域，太赫兹波的能量分布更倾向于 z 轴。

图 3 显示了空心金属波导相对于激光拉丝在不同位置时的太赫兹波空间分布的连续变化情况，空心金属波导的位置 s 分别为 -4 mm、 -2 mm、

0 mm、 2 mm 和 4 mm。图中圆圈表示空间分布中能量最强点的空间位置，根据计算结果可以看出，随着空心金属波导沿激光拉丝向正向移动，太赫兹波能量的最强点逐渐向光轴靠近，并且可以看出太赫兹波的空间能量分布也是逐渐向光轴靠近。

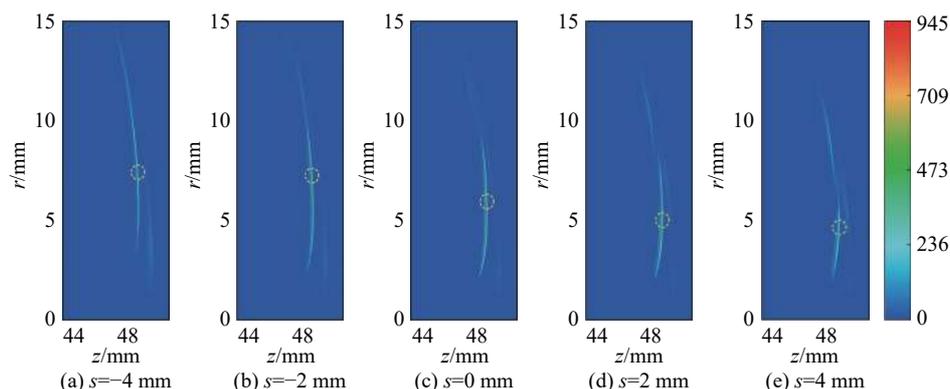


图 3 太赫兹波的二维空间分布

Fig. 3 Two dimensional spatial distribution of THz wave

3 总结

本文基于光电流模型建立了太赫兹波在传输过程中的空间分布模型：把激光拉丝中的每一点看作一个辐射太赫兹波的点源，辐射的太赫兹波在传播过程中形成相干叠加，从而形成不同的空间分布。研究表明：在太赫兹波自由传播路径上放置空心金属波导后可以改变太赫兹波原始的传播路径，并使太赫兹波发生相干现象的区域发生了明显的变化，从而改变了太赫兹波的空间分布，同时使空间分布中最强点的能量强度提高了近 5.9 倍；改变空心金属波导和激光拉丝的相对位置并使空心金属波导沿着激光拉丝正向移动时，空间分布中能量最强点和整个太赫兹光束的空间分布不断地往光轴靠近。

参考文献：

[1] ZHOU L, CHEN L G, REN G H, et al. Monitoring cis-to-trans isomerization of azobenzene using terahertz time-domain spectroscopy[J]. *Physical Chemistry Chemical Physics*, 2018, 20(42): 27205 – 27213.

[2] LI T, MA H Y, PENG Y, et al. Gaussian numerical

analysis and terahertz spectroscopic measurement of homocysteine[J]. *Biomedical Optics Express*, 2018, 9(11): 5467 – 5476.

[3] SHEN Y C, UPADHYA P C, LINFIELD E H, et al. Temperature-dependent low-frequency vibrational spectra of purine and adenine[J]. *Applied Physics Letters*, 2003, 82(14): 2350 – 2352.

[4] PENG Y, SHI C J, XU M Q, et al. Qualitative and quantitative identification of components in mixture by terahertz spectroscopy[J]. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 2018, 8(6): 696 – 701.

[5] PENG Y, ZHU Y M, GU M, et al. Terahertz spatial sampling with subwavelength accuracy[J]. *Light: Science & Applications*, 2019, 8(1): 72.

[6] PALFALVI L, FÜLÖP J A, ALMÁSI G, et al. Novel setups for extremely high power single-cycle terahertz pulse generation by optical rectification[J]. *Applied Physics Letters*, 2008, 92(17): 171107.

[7] YE H K L, HOFFMANN M C, HEBLING J, et al. Generation of $10\mu\text{J}$ ultrashort terahertz pulses by optical rectification[J]. *Applied Physics Letters*, 2007, 90(17): 171121.

[8] BERRY C W, HASHEMI M R, JARRAHI M. Generation of high power pulsed terahertz radiation using a plasmonic photoconductive emitter array with

- logarithmic spiral antennas[J]. Applied Physics Letters, 2014, 104(8): 081122.
- [9] MATSUURA S, TANI M, SAKAI K. Generation of coherent terahertz radiation by photomixing in dipole photoconductive antennas[J]. Applied Physics Letters, 1997, 70(5): 559 – 561.
- [10] COOK D J, HOCHSTRASSER R M. Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air[J]. Optics Letters, 2000, 25(16): 1210.
- [11] XIE X, DAI J M, ZHANG X C. Coherent control of THz wave generation in ambient air[J]. Physical Review Letters, 2006, 96(7): 075005.
- [12] KARPOWICZ N, DAI J M, LU X F, et al. Coherent heterodyne time-domain spectrometry covering the entire “terahertz gap” [J]. Applied Physics Letters, 2008, 92(1): 011131.
- [13] ZHAO J Y, GAO H, LI S C, et al. Investigating the non-radially polarized component of terahertz wave emission during single-colour femtosecond laser filamentation in air[J]. Journal of Optics, 2018, 20(10): 105502.
- [14] ZHAO J Y, CHU W, WANG Z, et al. Strong spatial confinement of terahertz wave inside femtosecond laser filament[J]. ACS Photonics, 2016, 3(12): 2338 – 2343.
- [15] ZHANG Z L, CHEN Y P, CHEN M, et al. Controllable terahertz radiation from a linear-dipole array formed by a two-color laser filament in air[J]. Physical Review Letters, 2016, 117(24): 243901.
- [16] YOU Y S, OH T I, KIM K Y. Off-axis phase-matched terahertz emission from two-color laser-induced plasma filaments[J]. Physical Review Letters, 2012, 109(18): 183902.
- [17] GORODETSKY A, KOULOULIDIS A D, MASSAOUTI M, et al. Physics of the conical broadband terahertz emission from two-color laser-induced plasma filaments[J]. Physical Review A, 2014, 89(3): 033838.
- [18] ZHANG Z L, CHEN Y P, CUI S, et al. Manipulation of polarizations for broadband terahertz waves emitted from laser plasma filaments[J]. Nature Photonics, 2018, 12(9): 554 – 559.
- [19] WANG T J, MARCEAU C, CHEN Y P, et al. Terahertz emission from a dc-biased two-color femtosecond laser-induced filament in air[J]. Applied Physics Letters, 2010, 96(21): 211113.
- [20] LIU Y, HOUARD A, PRADE B, et al. Amplification of transition-Cherenkov terahertz radiation of femtosecond filament in air[J]. Applied Physics Letters, 2008, 93(5): 051108.
- [21] WU T, DONG L Q, HUANG S X, et al. Excitation-wavelength-dependent terahertz wave modulation via preformed air plasma[J]. Applied Physics Letters, 2018, 112(17): 171106.
- [22] DIETZE D, UNTERRAINER K, DARMO J. Terahertz emission from a two-color plasma filament in a slot waveguide[J]. Applied Physics Letters, 2012, 100(9): 091113.
- [23] ROSKOS H G, THOMSON M D, KREß M, 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.
- [24] ANDREEVA V A, KOSAREVA O G, PANOVA N A, et al. Ultrabroad terahertz spectrum generation from an air-based filament plasma[J]. Physical Review Letters, 2016, 116(6): 063902.
- [25] KIM K Y, TAYLOR A J, GLOWNIA J H, et al. Coherent control of terahertz supercontinuum generation in ultrafast laser–gas interactions[J]. Nature Photonics, 2008, 2(10): 605 – 609.
- [26] CONSTANT E, GARZELLA D, BREGER P, et al. Optimizing high harmonic generation in absorbing gases: model and experiment[J]. Physical Review Letters, 1999, 82(8): 1668 – 1671.

(编辑: 刘铁英)