

线状电极作用下等离子体产生太赫兹波的研究

冯世嘉¹, 董立泉¹, 马丹妮¹, 吴同¹, 张亮亮², 赵跃进^{1*}

¹北京理工大学光电学院北京市精密光电测试仪器与技术重点实验室, 北京 100081;

²首都师范大学物理系太赫兹光电子学教育部重点实验室, 太赫兹波谱与成像北京市重点实验室,
北京成像技术高精尖创新中心, 北京 100048

摘要 将线状电极置于飞秒激光聚焦点处, 使激光电离空气产生的等离子体处于线状电极产生的偏置直流电场中, 观察等离子体辐射太赫兹波的特性。通过扫描电极并观察太赫兹波强度, 得到了增强太赫兹波幅值的最佳位置, 并且发现随着激光功率的增大, 最佳位置沿光传播方向移动。该研究不仅探讨了线状电极调制下等离子体产生太赫兹波的特征, 还揭示了等离子体的物理特性。

关键词 光谱学; 太赫兹波; 等离子体; 线状电极; 偏置电场

中图分类号 O536

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202040.1030001

Terahertz Waves Generated Through Plasma Under Linear Electrodes

Feng Shijia¹, Dong Liquan¹, Ma Danni¹, Wu Tong¹,
Zhang Liangliang², Zhao Yuejin^{1*}

¹Beijing Key Laboratory for Precision Optoelectronic Measurement Instrument and Technology,
School of Optics and Photonics, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China;

²Key Laboratory of Terahertz Optoelectronics, Ministry of Education, Beijing Key Laboratory for
Terahertz Spectroscopy and Imaging, Beijing Advanced Innovation Center for Imaging Technology,
Department of Physics, Capital Normal University, Beijing 100048, China

Abstract By placing a pair of linear electrodes at the focal point of a femtosecond laser, the plasma generated through the laser-ionized air is placed in the bias direct-current (DC) field generated by the linear electrode. We observe the terahertz characteristics of plasma in the bias-electric field in this case. By scanning the linear electrodes and observing the terahertz wave intensity, we obtain the optimal electrode position for enhancing the amplitude of terahertz wave. Results suggest that as the laser power increases, the optimal position moves in the direction of light propagation. This work not only studies the characteristics of terahertz signal generated through plasma under the modulation of linear electrodes, but also reveals the physical characteristics of plasma.

Key words spectroscopy; terahertz wave; plasma; linear electrodes; bias-electric field

OCIS codes 300.6495; 350.5400

1 引 言

由于无损伤阈值的优势, 空气等离子体源一直以来都是太赫兹源研究领域的热点^[1-2]。Hamster 等^[3-4]首次发现可以从超短脉冲激光激发环境空气时产生的等离子体中观察到太赫兹辐射。随着进一步研究, 人们提出了很多调制空气等离子体的方式, 以增强太赫兹辐射, 其中具有代表性的是利用倍频晶体以及施加外部电场。研究人员发现利用 I 型 β

硼酸钡 (BBO) 晶体能明显增强产生的太赫兹辐射^[5-9]。对于利用偏置电场, Löffler 等^[10]第一次提出可以通过对偏置电场中的空气进行光电离来实现太赫兹信号的放大, 在此基础上, Houard 等^[11]通过飞秒激光激发静电场中的空气, 在产生的光丝中观察到了 3 个数量级的太赫兹信号放大, 并提出了一个能解释实验结果的理论模型。Sun 等^[12]基于四波混频理论构建了一个理论模型用来描述外加电场中空气等离子体产生的太赫兹波。Wang 等^[13]发现

收稿日期: 2020-01-09; 修回日期: 2020-02-14; 录用日期: 2020-02-26

基金项目: 国家自然科学基金(61935001)、北京市自然科学基金(JQ18015)

* E-mail: yjzhao@bit.edu.cn

移动电离前沿(或激光)对于产生太赫兹辐射不是必需的,由偏置电场施加的预制等离子体可以产生太赫兹辐射,并且通过改变电场的参数可以实现对太赫兹波辐射的控制,他们通过理论模型以及数据模拟对结果进行了验证。Chen 等^[14]则对太赫兹信号的极化信息进行了研究,提出外部电场施加到等离子体上产生的太赫兹信号是跟随电场方向呈现线性极化的。他们还研究了双色激光激发偏置电场中空气产生的太赫兹信号,认为观察到的太赫兹信号来源是由四波混频与外部直流电场作用下产生的瞬时横向电流^[15]。随后,他们通过在光丝上施加针状高压直流电场并沿着光丝扫描,记录了太赫兹发射的纵向演变,实验发现,直流电场偏置的太赫兹发射波的峰值频率与光丝内部的等离子体密度成正比,因此可以用太赫兹发射波的峰值频率来表征等离子体密度^[16]。

在之前的研究中,研究人员基本都是使用平行电极板来对等离子体施加偏置电压,这种方式的特点是可以将等离子体置于均匀的偏置电场中,以减少电场本身带来的变量,方便直接研究偏置电场对太赫兹信号的影响。本文区别于传统的平行电极板的方式,采用两条平行铜线组成的电极来施加偏置电压,原因是可以利用线状电极在等离子体的不同位置施加电压,以研究不同等离子体位置对偏置电场增强太赫兹效果的影响。实验中:首先沿着光轴方向移动电极位置,观察了不同电极位置对太赫兹信号的影响;然后在电极处于最优位置时得到了太赫兹强度随电压变化的趋势曲线;最后研究了不同激光脉冲能量下太赫兹强度随电极位置变化的情况。

2 实验装置

实验装置的原理图如图 1 所示。商用飞秒激光放大器(Spitfire, Spectra Physics 公司)提供脉冲持续时间为 50 fs、水平极化的激光脉冲,中心波长为 800 nm,重复频率为 1 kHz,最大脉冲能量为 5 mJ。激光束由分束器分为两束光,一束为泵浦光,一束为探测光,分光后用于激发空气等离子体的泵浦光的最大脉冲能量为 2 mJ。泵浦光通过具有 150 mm 焦距的透镜(L1),将飞秒激光脉冲聚焦在空气中形成等离子体。从空气等离子体源前向辐射的太赫兹波由抛物面镜(PM1, 焦距 100 mm)收集并准直,准直光经过太赫兹滤波片(Tydex 公司)以及硅片消除泵浦激光,通过第二个离轴抛物面镜(PM2, 焦距 100 mm)聚焦太赫兹波,焦点位于 ZnTe 晶体所在位置。最后通过标准电光采样方法来探测太赫兹脉冲场。探测光穿过第二个抛物面镜上的小孔后与太赫兹波共线聚焦在 3 mm 厚的碲化锌晶体(ZnTe)处,在碲化锌晶体(ZnTe)之后,探测光束通过 1/4 波片(QWP)、透镜(L2, 焦距 100 mm)和沃拉斯顿棱镜(WP),最后由平衡光电二极管检测器(BD)检测。通过平移台调节泵浦脉冲和探测脉冲之间的相对时间延迟来扫描太赫兹时域波形。在泵浦光聚焦形成等离子体的焦点位置处放置本文所提的线状偏置电压装置。该装置由两条平行铜线构成,铜线的直径为 0.5 mm,线间的距离为 5 mm。铜线两端连接着高压直流电源,电源可以提供 0~4000 V 的直流高压。两条铜线电极之间的电场方向为水平,与激光偏振方向相同。

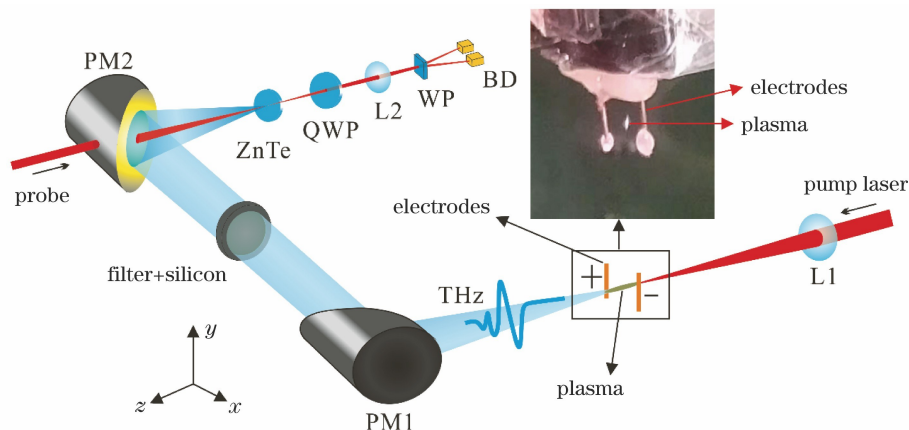


图 1 实验装置图

Fig. 1 Experimental setup

3 结果与分析

本实验中,采用一对线状电极来对等离子体施加直流偏置电压。因为线状电极无法像平板电极一样完全覆盖等离子体,所以首先对太赫兹强度与电极位置之间的关系进行研究。在电极上施加最高电压(4000 V)并沿 z 轴方向移动电极位置(在此期间等离子体始终位于两条电极之间且始终保持与两条电极之间的距离相等),与此同时记录了不同位置的太赫兹信号波形(采样间隔为 0.1 mm),最终结果如图 2(a)所示。可以发现,太赫兹幅值与电极位置之间的关系为一个类高斯的关系,太赫兹信号强度将随着电极的移动由弱到强最后再变弱,究其原因是由飞秒激光会聚到空气中后形成的等离子体通道不均匀所致。将电极位置保持在最优位置后,观察不同电压下的太赫兹信号。零电压与 4000 V 偏置电压下的太赫兹时域波形如图 2(b)所示。从图 2(b)可以看出,电压为零的时候,800 nm 激光激发空气时也能产生微弱的太赫兹辐射,波形如图中虚线所示,峰值振幅相对强度为 0.21,当加上 4000 V 电压后,太赫兹辐射得到了明显的增强,振幅相对强度增加到 1.64,放大了 8 倍,这也表明利用线状电极对等离子体施加直流偏置电压这种方式具有很强的实际应用价值。图 2(c)为不同电压下太赫兹场峰值的表现,可以看到太赫兹峰值与电压强度之间保持线性关系,这样的结果与传统板状电极所产生的均匀电场所表现出的规律一致。

通过对不同电极位置(采样间隔 0.2 mm)的太赫兹时域波形进行傅里叶变换,得到对应的频域波形,如图 3 所示(内插图为不同位置测到的太赫兹对应的中心频率)。从图 3 及其插图可以观察到,随着电极位置的增加,太赫兹信号对应的中心频率先减小再增大。根据文献[11,13],可以认为观察到的直流偏置电场中等离子体产生的 THz 波是由单色场(有质动力机制)与外置电场(加速等离子体中自由电子机制)共同作用得到的。在本实验中我们可以认为,每个位置的太赫兹信号都是由上述两个机制叠加而成,在等离子体密度较大的区域,外置电场加速等离子体内部电子的效果较强,致使外置电场产生的太赫兹强度大于单色场产生的太赫兹强度,所以此时的太赫兹频域特征主要表现为外置电场加速等离子体内部电子所产生的特征。相反,在等离子体密度较小区域,太赫兹频域特征主要表现为单色场所产生的特征。所以最终得到了如图 3 所示的结果。

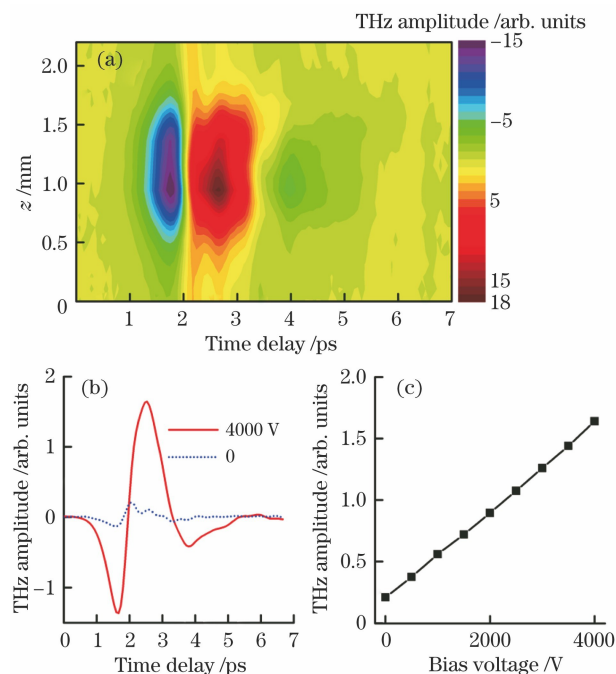


图 2 相同激光脉冲能量下实验结果。(a)不同电极位置下的太赫兹波形;(b)零电压以及 4000 V 电压作用下的太赫兹时域波形;(c)不同电压作用下的太赫兹强度峰值变化

Fig. 2 Experimental results at the same laser pulse energy. (a) THz waveforms at different electrode positions; (b) THz time-domain waveforms at zero voltage and 4000 V voltage; (c) change of terahertz intensity peaks at different voltages

为了进一步研究激光脉冲能量对最终太赫兹信号的影响,将电压保持在 4000 V,然后在不同脉冲能量下移动电极位置并记录太赫兹时域波形,实验结果如图 4 所示,图中的每一个数据点均为太赫兹时域波形的峰值。由图 4 可知,随着功率的增加,峰值最大值所对应的电极位置发生了变化,功率变大时最大值位置会沿着光传播方向(z 轴正方向)移动。根据之前的研究,可以认为偏置电场对太赫兹幅值增强的主要原因是偏置电场对等离子体中用于产生太赫兹波电子进行了加速。等离子体中电子密度较大处,电场对辐射的太赫兹幅度的增强显著,故可以利用太赫兹的强度分布来表征等离子体不同位置的电子密度分布。理想情况下,等离子体中电子密度最大的位置应该位于透镜焦点处,所以在只改变功率的情况下密度最大值位置不会发生改变,但是从图 4 的结果可以看出,密度最大值随着激光功率的增大发生了明显的偏移。造成偏移的主要原因是飞秒激光在聚焦以及通过焦点后发散过程中伴随有自聚焦效应,自聚焦效应会将等离子体通道沿

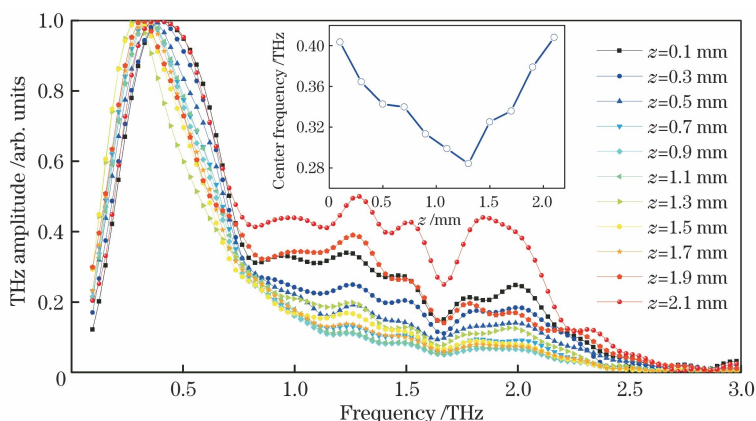


图 3 不同电极位置下的归一化太赫兹频域波形(插图为不同位置下太赫兹对应的中心频率)
 Fig. 3 Normalized THz frequency domain waveforms at different electrode positions (the inset is corresponding THz center frequency at different electrodes positions)

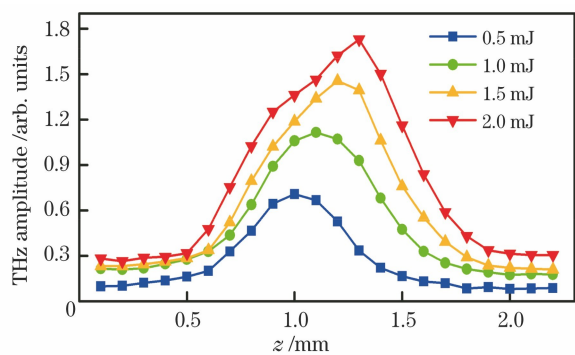


图 4 不同激光脉冲能量下太赫兹强度峰值随电极位置变化
 Fig. 4 Variation of terahertz intensity peak with electrodes positions at different laser pulse energies

光轴方向延长,导致最大值位置沿着光传播方向移动。通过图 4 还可以发现,在功率较小时,太赫兹强度的分布类似于高斯的对称分布,当功率变大时,对称性遭到破坏。这主要是由太赫兹被等离子体吸收

所致,因为功率大时等离子体体积更大,所以对太赫兹的吸收也更为明显。

为此,进一步分析图 4 所得到的结果。利用不同 z 位置探测得到的时域波形减去不施加电压的时域波形(纯单色场产生的太赫兹时域波形),得到新的各点时域波形。然后再对不同功率的峰值曲线进行归一化,从而得到了不同激光脉冲能量下仅由偏置电场加速得到的太赫兹强度峰值随电极位置变化的曲线,如图 5(a)所示。与此同时,对等离子体对太赫兹的吸收进行建模,以验证图 5(a)所得到的结果。在这个模型中,暂不考虑自聚焦效应,并且假定不同功率激光聚焦在空气中形成的等离子体密度均呈近似的高斯分布,而吸收率则跟等离子体密度呈正相关。图 5(b)为不同功率下考虑了等离子体吸收后的不同位置太赫兹峰值归一化曲线。从图 5 可以看出,图 5(b)在趋势上与图 5(a)基本吻合。

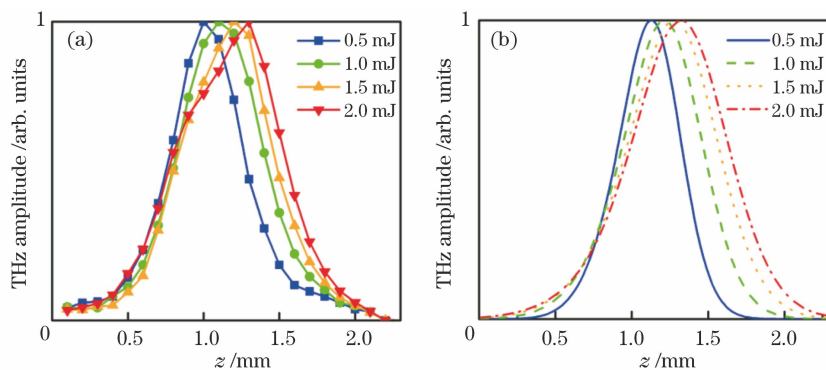


图 5 不同功率下归一化太赫兹峰值强度与电极位置关系。(a)实验结果图;(b)仿真图
 Fig. 5 Relationship between normalized THz peak intensity and electrodes positions at different powers.
 (a) Experimental result diagram; (b) simulation diagram

综上所述,可以利用不同电极位置对应的太赫兹幅值来表征激光会聚到空气中产生等离子体的电

子密度分布,这对于进一步了解飞秒激光聚焦空气产生等离子体的特性有十分重要的意义。

4 结 论

介绍了线状电极作用下空气等离子体产生太赫兹信号的最新研究。与传统板状电极方式一样,通过线状电极施加偏置电压仍然可以对单色场激光激发空气所得到的太赫兹信号进行有效增强。更重要的是,与传统方法相比,线状电极在光轴方向多出了一个位置变量,这样就可通过改变这个位置变量精细地对等离子体的不同位置施加偏置电压。分析不同电极位置下太赫兹时域信号以及频域信号,证实了施加偏置电场情况下的产生太赫兹信号的叠加机制。与此同时,对不同功率的激光等离子体对太赫兹的吸收进行了建模分析,仿真数据所展示的太赫兹强度随功率的变化趋势跟实验数据趋势相吻合,证实了分析的正确性。这项工作从一定角度揭示了飞秒激光激发空气产生的等离子体的内部特征,有助于对直流偏置电压增强太赫兹信号物理过程的理解,推动了对空气等离子体产生太赫兹机理的研究。

参 考 文 献

- [1] Sun J H, Cai H, Zhang X T, et al. Electric-optic response and polarization matching to terahertz pulse within ZnTe crystal[J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2019, 48(12): 1219001.
孙金海, 蔡禾, 张旭涛, 等. ZnTe 晶体对太赫兹波的电光响应及极化匹配[J]. *红外与激光工程*, 2019, 48(12): 1219001.
- [2] Lu D, Su Q, Qi P F, et al. Method for terahertz radiation enhancement using filament array[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2019, 46(6): 0614021.
鲁丹, 苏强, 齐鹏飞, 等. 基于光丝阵列的太赫兹辐射增强方法[J]. *中国激光*, 2019, 46(6): 0614021.
- [3] Hamster H, Sullivan A, Gordon S, et al. Subpicosecond, electromagnetic pulses from intense laser-plasma interaction[J]. *Physical Review Letters*, 1993, 71(17): 2725-2728.
- [4] Hamster H, Sullivan A, Gordon S, et al. Short-pulse terahertz radiation from high-intensity-laser-produced plasmas [J]. *Physical Review E*, 1994, 49(1): 671-677.
- [5] Cook D J, Hochstrasser R M. Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air [J]. *Optics Letters*, 2000, 25(16): 1210-1212.
- [6] Kress M, Löffler T, Eden S, et al. Terahertz-pulse generation by photoionization of air with laser pulses composed of both fundamental and second-harmonic waves[J]. *Optics Letters*, 2004, 29(10): 1120-1122.
- [7] Bartel T, Gaal P, Reimann K, et al. Generation of single-cycle THz transients with high electric-field amplitudes[J]. *Optics Letters*, 2005, 30(20): 2805-2807.
- [8] 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.
- [9] Kim K Y, Glowacki 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.
- [10] Löffler T, Jacob F, Roskos H G. Generation of terahertz pulses by photoionization of electrically biased air[J]. *Applied Physics Letters*, 2000, 77(3): 453-455.
- [11] Houard A, Liu Y, Prade B, et al. Strong enhancement of terahertz radiation from laser filaments in air by a static electric field [J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(25): 255006.
- [12] Sun W F, Zhou Y S, Wang X K, et al. External electric field control of THz pulse generation in ambient air[J]. *Optics Express*, 2008, 16(21): 16573-16580.
- [13] Wang W M, Sheng Z M, Dong X G, et al. Controllable far-infrared electromagnetic radiation from plasmas applied by DC or AC bias electric fields [J]. *Journal of Applied Physics*, 2010, 107(2): 023113.
- [14] Chen Y P, Wang T J, Marceau C, et al. Characterization of terahertz emission from a DC-biased filament in air [J]. *Applied Physics Letters*, 2009, 95(10): 101101.
- [15] 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.
- [16] Wang T J, Ju J, Wei Y, et al. Longitudinally resolved measurement of plasma density along femtosecond laser filament via terahertz spectroscopy[J]. *Applied Physics Letters*, 2014, 105(5): 051101.