

## 激光等离子体光丝中太赫兹频谱的调控\*

李晓璐<sup>1)2)</sup> 白亚<sup>1)†</sup> 刘鹏<sup>1)3)‡</sup>

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)

3) (上海交通大学 IFSA 协同创新中心, 上海 200240)

(2019年8月5日收到; 2019年11月5日收到修改稿)

研究了双色激光场激发空气成丝产生太赫兹辐射频谱的变化规律. 实验观察到随驱动光功率和光丝长度增加, 太赫兹光谱主要发生红移的现象. 分析表明, 由于等离子体密度的增加, 太赫兹辐射的趋肤深度减小, 等离子体吸收主导了红移的发生. 在光丝足够短的条件下, 趋肤深度远大于光丝长度, 从而产生等离子体振荡主导的太赫兹辐射光谱蓝移. 本研究为超快宽带太赫兹辐射的频谱调控提供了新思路.

**关键词:** 太赫兹辐射, 激光等离子体, 等离子体频率, 等离子体吸收

**PACS:** 42.72.Ai, 52.50.Dg, 33.20.Xx

**DOI:** 10.7498/aps.69.20191200

## 1 引言

太赫兹 (terahertz, THz) 波段在电磁波谱上处于特殊位置, 赋予其一系列有别于其他电磁辐射的特殊性质, 并且具有重要的学术和应用价值<sup>[1-4]</sup>, 在众多的学科领域得到广泛应用, 如天体物理学、等离子体物理学、光谱学、医学成像、生物学和通信等<sup>[5-9]</sup>. 目前 THz 辐射的光学产生方法主要有光电导天线<sup>[10,11]</sup>, 光整流<sup>[12-13]</sup> 及等离子体 THz 辐射<sup>[14-16]</sup> 等. 1993 年, Hamster 等<sup>[14]</sup> 利用强场激光与等离子体相互作用观测到了 THz 辐射产生. 2000 年, Cook 等<sup>[17]</sup> 通过引入叠加基频与倍频的双色激光场激发空气介质产生 THz 辐射, 使得转换效率得以大幅提高. 基于等离子体的 THz 辐射源以气体作为产生介质, 所以不存在损伤阈值的限制. 双色激光场的使用打破了系统的对称性, 从而提高了 THz 辐射的产率, 目前已报道的 THz 辐射电场强

度可达 MV/cm 量级<sup>[18]</sup>. 因此, 双色强激光场产生 THz 辐射的研究得到广泛的关注.

目前, 对于等离子体光丝中 THz 辐射物理机制的解释主要有四波混频模型<sup>[17]</sup> 和光电流模型<sup>[19]</sup>. 四波混频模型及光电流模型分别考虑了介质的非线性效应和电离电子产生的瞬态光电流的贡献, 但对其中等离子体频率的贡献鲜有研究<sup>[20,21]</sup>. 2014 年, Dabeyle<sup>[20]</sup> 提出描述 THz 辐射中等离子体振荡贡献的物理模型; 2016 年, 本课题组利用双色激光场与超音速喷靶喷出的气体分子相互作用, 研究了 THz 光谱蓝移的变化规律, 实验证实了这一贡献的存在<sup>[21]</sup>. 随后的研究发现, 等离子体吸收会造成 THz 辐射光谱发生红移<sup>[22]</sup>. 这些研究都是在有限的气体介质长度条件下进行 (等离子体区域的长度 ~1 mm), 而在更为普遍的双色激光场激发的空气等离子体光丝条件下, 光丝长度通常在厘米量级, 光场的传输效应影响显著, 这时, 驱动光功率以及光丝长度等条件对 THz 辐射光谱的影响有

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11874373) 和中国科学院战略性先导科技专项 (批准号: XDB16000000) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: pipbear@siom.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: peng@siom.ac.cn

待于研究揭示.

本文探究了空气等离子体产生 THz 辐射光谱受驱动激光影响的变化规律. 实验上通过测量 THz 光谱随驱动激光功率和等离子体光丝长度的依赖关系, 发现了随驱动光功率和光丝长度增加太赫兹光谱发生红移的现象. 理论分析表明 THz 辐射在等离子体光丝中的趋肤深度与传输距离的相对大小, 决定等离子体振荡及等离子体吸收在 THz 辐射产生的贡献占比. 当 THz 辐射在等离子体光丝中的传输距离小于等离子体趋肤深度时, 等离子体振荡占主导, 反之, 等离子体吸收占主导. 这一规律表明, 可以通过对空气等离子体光丝密度和长度的调节实现 THz 频谱的调控, 从而开发 THz 辐射在光谱测量和远程传感方向的应用.

## 2 实验系统及测量结果

实验装置如图 1 所示, 飞秒激光脉冲由钛宝石飞秒放大系统 (Coherent Legend Elite Duo) 产生, 输出的中心频率为 800 nm, 脉冲宽度约为 40 fs, 重复频率为 1 kHz. 激光经分束后分为驱动光和探测光, 抽运光通过  $f = 200$  mm 的透镜聚焦后, 经过 BBO 晶体 (I 类相位匹配, 厚度为 0.2 mm) 倍频产生波长 400 nm 的激光脉冲, 双色场经聚焦后与空气相互作用产生等离子体光丝, 辐射出 THz 波. THz 波经一对抛物面反射镜准直聚焦于 0.2 mm 厚的 GaP 晶体上, 抛物面反射镜前放置一个高阻硅片以过滤掉驱动光. 探测光经过一定的延迟后, 通过半波片和格兰棱镜, 经透镜聚焦后与

THz 脉冲在电光晶体 GaP 上重合, 利用电光采样方法测量得到 THz 辐射的时域波形.

## 3 实验结果与分析

实验首先测量了不同的驱动光功率下双色激光场激发空气等离子体产生 THz 辐射的时域光谱, 如图 2(a) 和 (b) 所示. 分别为峰值功率 25 GW 与 75 GW 时测量到的时域波形和对应的频谱. 当驱动光功率变化时, THz 光谱的中心频率发生明显的移动. 为了进一步观察 THz 光谱随驱动光功率的变化规律, 我们测量了峰值功率从 18 GW 增加至 62 GW 时一系列的 THz 波形, 并提取出对应的中心频率. 如图 2(c) 所示, 随着驱动光功率的增强, THz 频谱往低频方向移动, 红移量约为 0.3 THz. 该实验结果与在较高背压时喷气靶条件下的结果相似<sup>[22]</sup>.

已有研究表明, 相位匹配条件下不同频率的 THz 辐射具有不同前向角分布特征<sup>[23]</sup>. 为了检测这一角度分布, 将光阑置于两个抛物面反射镜之间, 如图 1 所示. 通过改变光阑大小来控制测量收集角度. 实验上测量了在驱动光功率为 45 GW 时, THz 频率分别为 1 THz 与 3 THz 时的角度分布, 如图 3(a) 所示, 可以看出, 频率越高, 辐射角则越小. 我们还测量当辐射收集角度分别为  $4^\circ$ ,  $5^\circ$  时, THz 光谱的中心频率随驱动光功率的变化, 实验结果如图 3(b) 所示, 可以看出, 驱动光功率越高, THz 辐射整体的锥形辐射角越小, 即随着驱动光功率增加, THz 辐射反而越集中. 表明等离子体密

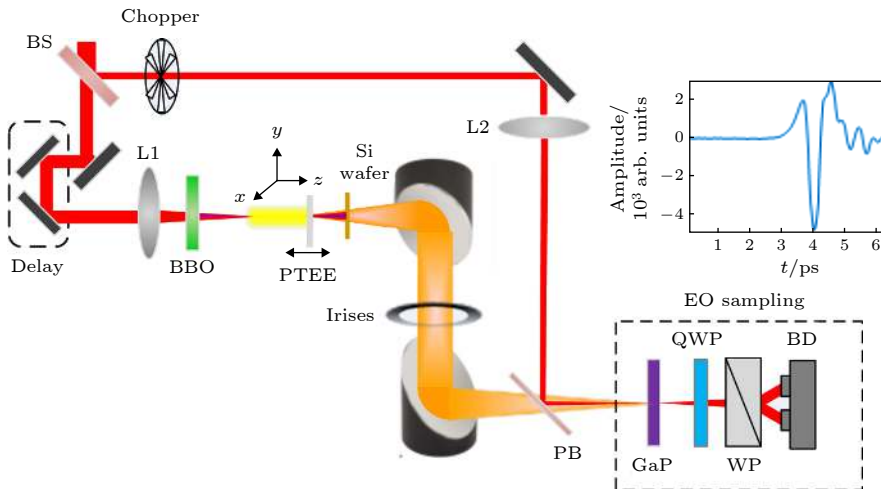


图 1 实验示意图

Fig. 1. Experimental setup.

度变化会对 THz 辐射角分布产生的影响, 并且 THz 辐射中心频率均往低频方向移动, 这与文献报道一致<sup>[23,24]</sup>. 理论模拟与实验观测吻合, 如图 3(b) 所示. 由于上述测量角度小于探测系统最大的辐射收集角度 ( $\sim 14^\circ$ ), THz 辐射角分布的变化不会对光谱红移造成影响. 因此推断 THz 光谱红移只可能源自产生过程中.

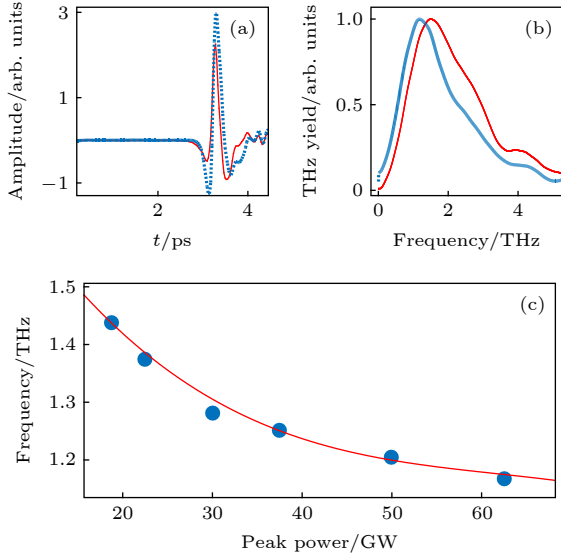


图 2 当驱动光功率分别为 25 GW (红色实线) 及 75 GW (蓝色点线) 时实验测量的 (a) 时域光谱及 (b) 归一化频谱; (c) THz 光谱的中心频率随着驱动光功率的变化 (其中蓝色点图为实验结果图, 红色曲线为模拟结果)

Fig. 2. Measured (a) THz temporal waveforms and (b) normalized THz spectra at different pump power; (c) central frequencies as a function of the pump energy (The blue dots are the experimental results and the red solid line is from the simulation).

为了解释图 2 所示的实验结果, 在模拟的模型中同时考虑光电流以及等离子体振荡对 THz 辐射的贡献, 并添加等离子体吸收项进行修正. 相较于激光与真空中喷气束流作用产生 THz 辐射的方法, 空气介质中产生的等离子体光丝长度为厘米量级. 因此, 采用文献 [20] 中包含了光场的传输效应的模型. 在等离子体光丝中的  $z$  处产生的 THz 辐射为

$$\begin{aligned} \delta E_{\text{THz}} \approx & \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{n_{\text{ef}}^{1/4} \sqrt{t}} \left[ \frac{2G}{\sqrt{n_{\text{ef}}}} \left( 1 + \frac{z + 2\pi t}{t} \right) \right. \\ & \times \sin \left( \sqrt{n_{\text{ef}}} t - \frac{\pi}{4} \right) - (4\pi t G + F) \\ & \left. \times \cos \left( \sqrt{n_{\text{ef}}} t - \frac{\pi}{4} \right) \right] \end{aligned} \quad (1)$$

式中  $G$  为光电流<sup>[19]</sup>;  $F$  为光电流积分项,  $F \approx 2\pi G$ ;

抽运光沿着  $z$  方向传输;  $n_{\text{ef}}$  为隧穿电离后最终的电子数密度. THz 辐射在等离子体的吸收用  $A(\omega) = \exp[-(L_{\text{m}} - z)/L_{\text{skin}}(\omega)]$ <sup>[25]</sup> 表示, 其中,  $L_{\text{m}}$  为等离子体光丝长, 等离子体趋肤深度定义为  $L_{\text{skin}}(\omega) = c/[\omega \text{Im}(n(\omega))]$ <sup>[25]</sup>. 将等离子体折射率  $n(\omega) = (1 - \omega_{\text{pe}}^2/(\omega^2 + i\nu\omega))^{1/2}$  的表达式代入趋肤深度的定义式可得  $L_{\text{skin}}(\omega) \approx 2c(\omega^2 + \nu^2)/(\nu\omega_{\text{pe}}^2)$ .

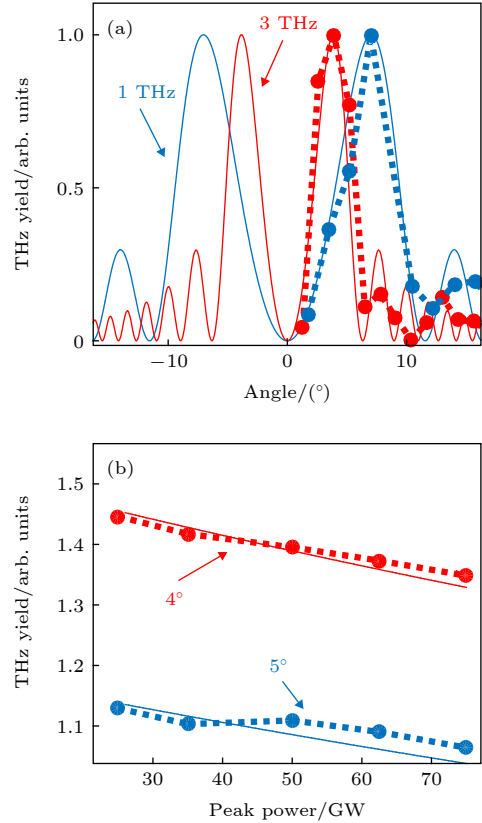


图 3 (a) 驱动光功率为 45 GW 时, 频率为 1 THz 与 3 THz 的辐射角分布; (b) 不同锥形辐射角下, THz 光谱的中心频率随着驱动光功率的变化 (虚线连接的实心点为实验结果, 实线为计算结果)

Fig. 3. (a) Far-field THz profiles at different frequencies at the pump power of 45 GW; (b) THz central frequencies as a function of the pump energy at various emission angles (Dashed line with solid dots is the experimental results and the solid line is the simulation results).

从趋肤深度的表达式可以看出, THz 频率越低, 电子数密度越大, 趋肤深度越短, 故等离子体吸收主要发生在 THz 频率低于等离子体频率的时候, 因此, 考虑等离子体吸收的 THz 辐射为<sup>[22]</sup>

$$E_{\text{THz}}(\omega) \propto \int \delta E_{\text{THz}}(\omega, r, z) \cdot A(\omega, r, z) \cdot \exp[i\phi(z)] r dr dz. \quad (2)$$

为了简化模型, 模拟计算时将等离子体设为圆

柱形, 基频光与倍频光均为高斯光束. 图 4(a) 和图 4(b) 分别为当功率为 25 GW 时等离子体沿激光传输方向中点处径向及传输方向的等离子体频率及趋肤深度, 其中, 等离子体频率为  $f_{pe} = \omega_{pe}/(2\pi)$ , 等离子体角频率为  $\omega_{pe} = [n_{ef} e^2/(m \epsilon_0)]^{1/2}$ . 从图中可以看出, 在等离子体中点处光轴上等离子体频率约为 1.84 THz, 趋肤深度为 0.31 mm, 而在  $r$  等于 0.028 mm 处, 趋肤深度为 4.5 mm, 与 THz 在等离子体光丝中的传输距离 (约 5 mm) 接近; 越往等离子体径向及传输方向的中心, 等离子体趋肤深度越小, 于是在等离子体中心处辐射的 THz 波被吸收, 而等离子体外围处由于较低的电离率及较小的等离子体频率对远场辐射的 THz 波起主要贡献. 上述的机制对 THz 光谱的蓝移起到压制的作用.

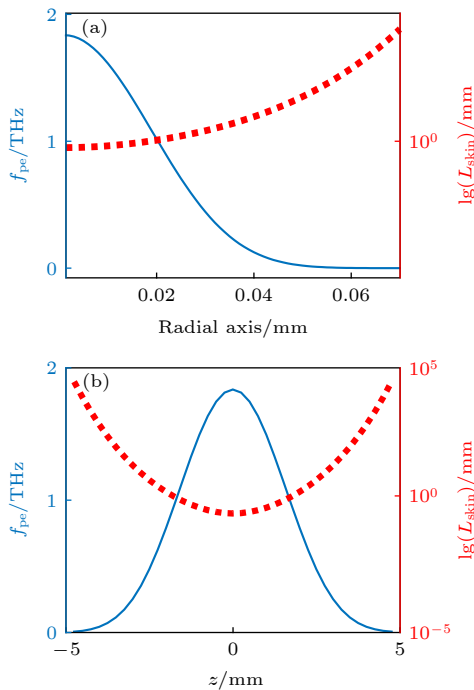


图 4 驱动光功率为 25 GW 时 (a) 沿激光传输方向中点处径向和 (b) 沿驱动光传输方向  $z$  的等离子体频率 (蓝色实线) 及趋肤深度 (红色点线)

Fig. 4. Plasma frequency (blue solid line) and skin depth (red dot line) as a function of the (a) radial axis and (b) propagation direction at the pump power of 25 GW.

基于以上模型, 分别模拟计算了驱动光功率为 25 GW 与 75 GW 时的 THz 频谱, 如图 5 所示, 相较于驱动光功率为 25 GW 时的 THz 频谱, 75 GW 时频谱发生显著红移, 该模拟结果与实验

结果相符, 如图 2(b) 所示.

随着驱动光功率的增加, 等离子体光丝的长度变长, 而趋肤深度随着等离子体密度的增强而变短. 在空气等离子体光丝条件下, THz 在等离子体光丝中的传输距离要远大于等离子体的趋肤深度, 因此等离子体吸收的贡献大于等离子体振荡对 THz 辐射的贡献, 导致频谱的红移. 本文计算了驱动光功率的连续变化与 THz 频谱的移动的关系, 所得的结果与实验相符, 如图 2(c) 所示.

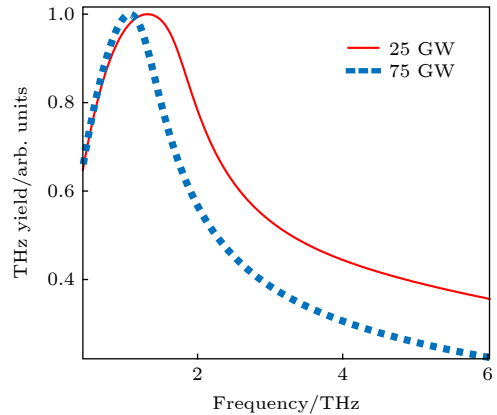


图 5 当驱动光功率分别为 25 GW 和 75 GW 时模拟计算的归一化频谱

Fig. 5. The simulated THz spectra at 25 and 75 GW pump power.

为了进一步验证等离子体吸收与等离子体振荡对 THz 辐射的相对贡献, 还测量了在驱动光功率为 45 GW 时, 等离子体光丝长度的变化对 THz 频谱的影响. 如图 1 所示, 将 5 mm 的聚四氟乙烯 (PTFE) 置于平移台上, 移动 PTFE 来改变挡住等离子体光丝的位置, 以此来控制等离子体光丝长度. 以激光传输方向为  $z$  轴正方向, 等离子体光丝开始产生的位置设为 0, 使 PTFE 从等离子体光丝的前端沿着  $z$  轴向后移动, 每隔一段距离采一组数据, 为避免 PTFE 被等离子体破坏, 每采一组数据就将 PTFE 沿  $x$  方向移动 1 mm, 实验结果如图 6 所示.

如图 6 所示, 当等离子体光丝较短时 (PTFE 放置于光丝前端), THz 辐射在光丝中的传输距离小于等离子体趋肤深度, 从而等离子体吸收不显著. 此时等离子体振荡占主导, 因此随着光丝变长频谱发生蓝移. 如果光丝进一步变长, THz 辐射在等离子体光丝中的传输距离大于等离子体趋肤深度, 等离子体吸收的作用开始显现, 导致 THz 光谱

发生红移. 实验观测到随着 PTFE 的位置靠近等离子体末端, THz 频谱往低频方向移动, 与上述分析吻合. 值得注意的是, 光丝前后的等离子体密度并不均匀, 越往光丝两端, 等离子体密度越小, 等离子体振荡贡献占主导. 相反, 光丝中心处由于等离子体密度大, 趋肤深度小 (如图 4(b) 所示), 等离子体吸收的贡献也更显著. 从而表明, 可以通过对截取不同位置的光丝和改变光丝长度等方法实现对 THz 辐射频谱的调控.

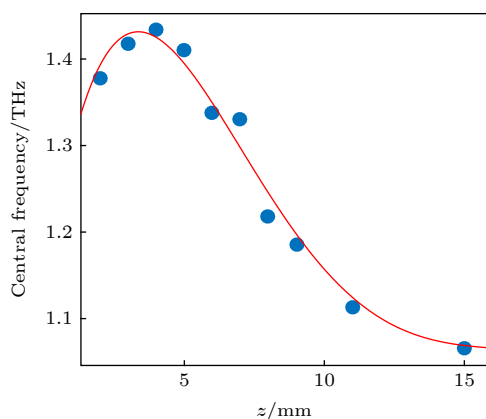


图 6 THz 光谱的中心频率随着等离子体光丝长度的变化 (蓝色点图为实验结果图, 红色曲线为模拟结果)

Fig. 6. THz central frequencies as a function of the plasma length (The blue dots are the experimental results and the red solid line is the simulation results).

## 4 结 论

探究了 THz 频谱随等离子体光丝长度及驱动光功率变化的规律. 计算与分析结果表明: 当 THz 在等离子体光丝中的传输距离小于等离子体趋肤深度时, 等离子体振荡占主导, 导致频谱蓝移; 反之, 如果等离子体密度或光丝长度增加, 等离子体吸收开始起作用, 导致频谱的红移. 本文揭示了在更为普遍的空气等离子体光丝条件下, 等离子体吸收对 THz 辐射的主导贡献, 导致 THz 光谱随等离子体密度增加发生红移. 基于本文提出的原理也有助于其他 THz 辐射光谱调控方案的提出, 比如:

利用环形高斯光束改变等离子体密度分布以及引入额外等离子体光丝等方法, 有望实现更多样的 THz 辐射光谱调控.

## 参考文献

- [1] Zhou S L, Zhang C L 2009 *Spacecraft Recovery & Remote Sensing* **30** 32 (in Chinese) [周胜利, 张存林 2009 航天返回与遥感 **30** 32]
- [2] Grischkowsky D, Keiding S, van Exter M, Fattinger C 1990 *J. Opt. Soc. Am. B* **7** 2006
- [3] Ferguson B, Zhang X C 2002 *Nat. Mater.* **1** 26
- [4] Liu W, Luo Q, Chin S L 2003 *Chin. Opt. Lett.* **1** 56
- [5] Li Y T, Wang W M, Li C, Sheng Z M 2012 *Chin. Phys. B* **21** 095203
- [6] Pickwell E, Wallace V P 2006 *J. Phys. D Appl. Phys.* **39** 301
- [7] He Z H, Yao J Q, Shi H F, Huang X, Luo X Z, Jiang S J, Wang P 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 5802 (in Chinese) [何志红, 姚建铨, 时华锋, 黄晓, 罗锡璋, 江绍基, 王鹏 2007 物理学报 **56** 5802]
- [8] Clery D 2002 *Science* **297** 761
- [9] Zhang X B, Shi W 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5237 (in Chinese) [张显斌, 施卫 2006 物理学报 **55** 5237]
- [10] You D, Jones R R, Bucksbaum P H, Dykaar D R 1993 *Opt. Lett.* **18** 290
- [11] Dreyhaupt A, Winnerl S, Dekorsy T, Helm M 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 121114
- [12] Stepanov A G, Bonacina L, Chekalin S V, Wolf J P 2008 *Opt. Lett.* **33** 2497
- [13] Fülöp J A, Pálfalvi L, Klingebiel S, Almási G, Krausz F, Karsch S, Hebling J 2012 *Opt. Lett.* **37** 557
- [14] Hamster H, Sullivan A, Gordon S, White W, Falcone R W 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 2725
- [15] Matsubara E, Nagai M, Ashida M 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 011105
- [16] Kim K Y, Glowonia J H, Taylor A J, Rodriguez G 2012 *IEEE. J. Quantum. Elect.* **48** 797
- [17] Cook D J, Hochstrasser R M 2000 *Opt. Lett.* **25** 1210
- [18] Oh T I, Yoo Y J, You Y S, Kim K Y 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 041103
- [19] Kim K Y, Glowonia J H, Taylor A J, Rodriguez G 2007 *Opt. Express* **15** 4577
- [20] Debayle A, Gremillet L, Bergé L, Köhler C 2014 *Opt. Express* **22** 13691
- [21] Li N, Bai Y, Miao T S, Liu P, Li R X, Xu Z Z 2016 *Opt. Express* **24** 23009
- [22] Li X L, Y Bai, Li N, Liu P 2018 *Opt. Lett.* **43** 114
- [23] You Y S, Oh T I, Kim K Y 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 183902
- [24] Gorodetsky A, Koulouklidis A D, Massaouti M, Tzortzakakis S 2014 *Phys. Rev. A* **89** 033838
- [25] Kim K Y, Taylor A J, Glowonia J H, Rodriguez G 2008 *Nat. Photonics* **2** 605

# Control of the terahertz spectra generated from laser induced plasma\*

Li Xiao-Lu<sup>1)2)</sup> Bai Ya<sup>1)†</sup> Liu Peng<sup>1)3)‡</sup>

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*)

3) (*Collaborative Innovation Center of IFSA (CICIFSA), Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China*)

( Received 5 August 2019; revised manuscript received 5 November 2019 )

## Abstract

Broadband terahertz (THz) emission generated from laser induced gas plasma provides an effective tool for studying nonlinear spectrum, imaging and remote sensing. Recently, the contribution of plasma oscillation to the THz emission was revealed from the nitrogen molecules pumped by intense two-color laser pulses. Plasma oscillation contributes only to the THz emission at relatively low plasma density due to negligible plasma absorption. More generally, with the THz emission generated from the ionizing gaseous medium, the surrounding plasma is expected to play an important role in the generation process. For the THz radiation from laser filament, the plasma region is extended in the laser propagation direction, and the effect of surrounding plasma on the emitted THz spectrum needs studying. In this work, we investigate the relation between pump power and filament length from THz spectrum emitted by air filament driven by two-color laser pulse. The time domain spectrum of THz field is recorded by an electro-optic (EO) sampling technique. In our experiments, significant frequency shifts are observed as the pump power and the filament length increase, and we find that the center frequency of the THz radiation is shifted towards longer wavelength, which is the so called red-shift of the THz spectrum. This red-shift is independent of THz radiation angle. The observations are explained by the plasma absorption inside the air filament. Our theoretical model is based on three mechanisms: the ionization-induced photocurrent, the plasma current oscillation and the plasma absorption. We coherently add up all the local THz fields inside the air filament, and simultaneously consider the plasma absorption induced correction of the THz spectrum. The simulation well reproduces the experimental observation. The skin depth decreases as the plasma density increases, thus the plasma absorption dominates the red-shift process. If the skin depth is larger than the filament length, the plasma oscillation contributes to the THz spectrum dominantly, and thus leading to the blue-shift of THz spectrum. Our results indicate that for the extended filament length or higher plasma density, the combining effect of photocurrent, plasma oscillation and absorption, results in the observed low-frequency broadband THz spectrum. Our study offers a method of coherently controlling the broadband THz spectrum.

**Keywords:** terahertz radiation, laser plasma, plasma frequency, plasma absorption

**PACS:** 42.72.Ai, 52.50.Dg, 33.20.Xx

**DOI:** 10.7498/aps.69.20191200

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11874373) and the Strategic Priority Research Program of Chinese Academy of Sciences, China (Grant No. XDB16000000).

† Corresponding author. E-mail: [pipbear@siom.ac.cn](mailto:pipbear@siom.ac.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [peng@siom.ac.cn](mailto:peng@siom.ac.cn)