

激光等离子体太赫兹辐射源的频率控制

李娜 白亚 刘鹏

Frequency control of the broadband ultrashort terahertz source generated from the laser induced plasma by two-color pluses

Li Na Bai Ya Liu Peng

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 65, 110701 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.110701

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.110701>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I11>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

差频可调谐太赫兹技术的新进展

[Recent progress of tunable terahertz sources based on difference frequency generation](#)

物理学报.2016, 65(7): 070702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.070702>

慢波结构爆炸发射对高功率太赫兹表面波振荡器的影响

[Influence of slow wave structure explosive emission on high-power surface wave oscillator](#)

物理学报.2015, 64(15): 150702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.150702>

0.14 THz 双环超材料慢波结构表面波振荡器数值研究

[Numerical studies on a 0.14 THz coaxial surface wave oscillator with double-ring metamaterial slow wave structure](#)

物理学报.2015, 64(7): 070702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.070702>

欧姆损耗对太赫兹频段同轴表面波振荡器的影响

[Effect of Ohmic loss on coaxial surface wave oscillator in terahertz band](#)

物理学报.2015, 64(7): 070703 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.070703>

0.34 THz 大功率过模表面波振荡器研究

[Study on 0.34 THz overmoded surface wave oscillator](#)

物理学报.2015, 64(5): 050703 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.050703>

## 激光等离子体太赫兹辐射源的频率控制\*

李娜 白亚 刘鹏†

(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)

(2016年2月1日收到; 2016年3月4日收到修改稿)

实验研究了双色超快强激光场作用于氮气分子束所产生的宽带太赫兹 (THz) 辐射光谱随等离子体介质的密度和长度的依赖关系, 发现 THz 辐射的中心频率随等离子体密度提高和长度减小而增大 (0.8—1.4 THz), 且谱宽也随之增加 (0.78—1.53 THz). 分析和计算表明, 太赫兹光谱的变化由等离子体振荡频率和谱宽决定. 该发现为等离子体宽带太赫兹辐射源的光谱操控提供了新思路.

**关键词:** 太赫兹, 超快强激光场, 等离子体振荡频率

**PACS:** 07.57.Hm, 42.65.Re, 52.35.-g

**DOI:** 10.7498/aps.65.110701

## 1 引言

太赫兹 (THz) 辐射的光谱范围涵盖分子的振转运动频率和固体的声子以及等离子体激元频率, 在成像、医学诊断、环境科学、信息通信及基础物理研究领域有广阔的应用前景<sup>[1-5]</sup>. 产生具有不同频谱、脉宽、强度等特性的 THz 辐射, 在研究中得到广泛关注. 基于双色强激光场诱导气体等离子体产生宽带 THz 波具有独特的优势: 与固体相比气体几乎没有损伤阈值, 可产生超宽带光谱 (约 70 THz), 并且其场强已经达到 MV/cm 量级<sup>[6,7]</sup>. 当前, 对于等离子体 THz 辐射源的物理机制的解释包括四波混频理论<sup>[8]</sup> 和瞬态光电流模型等<sup>[9,10]</sup>. 在近来的研究中, 基于光电流模型的理论进展指出, THz 光谱主要来源于在激光场峰值处隧穿电离形成的阿秒电子脉冲链在 THz 波段有效相干叠加<sup>[11]</sup>, 对其调控可以实现 THz 电场的增强以及对 THz 光谱的控制<sup>[11-13]</sup>. 近年来基于 THz 机理的发展, 不仅在成像和测量分子性质等方向取得进展<sup>[14,15]</sup>, 而且国内外同行在理论上研究了 THz 产生过程中等离子体作用机制, 提出了控制 THz 辐射

的新思路<sup>[16-18]</sup>.

基于激光等离子体的太赫兹辐射中, 以往的研究中提到了等离子体的贡献, 但一直以来仅限于理论工作<sup>[17-20]</sup>, 而在实验上未得到直接验证. 文献<sup>[17-19]</sup>指出, 当气体介质长度小于等离子体趋肤深度时, 由等离子体振荡产生的太赫兹辐射不能忽略. 这在最近的真空分子束产生太赫兹辐射的实验中得到证实<sup>[21]</sup>, 结果表明光电流机制和等离子体振荡都可能对 THz 辐射有贡献. 一种可能的机理是, 双色激光场先通过光电流机制产生最初的 THz 辐射, 等离子体对 THz 光谱起到整形滤波作用, 从而得到在等离子体共振频率附近的最大输出. 这样的微观机理的验证有待于更丰富的实验结果和深入研究.

本文的工作着重研究等离子体介质密度和长度的变化对太赫兹光谱的影响, 在接近等离子体趋肤深度 (取决于等离子体的密度和长度) 的条件下, 研究双色强激光场与氮分子作用产生太赫兹光谱随等离子体介质密度和长度的变化, 发现 THz 光谱的强度和频率分布都可以通过等离子体介质的密度和长度得到控制. 以往研究中通过激光脉冲整

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11274326, 61521093, 61405222, 11134010, 11127901) 和国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2011CB808103) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: peng@siom.ac.cn

形技术和非谐振双色场均可以实现 THz 光谱的调控 [11,13,22–24], 但都易受实验条件影响, 对抽运激光参数的要求较高, 而本方案不需要对抽运激光脉冲进行复杂的整形, 只要调节作用区间的气体密度和长度, 可实现光谱分布的调控.

## 2 实验装置

实验装置如图 1 所示. 氮气分子束在高真空 ( $10^{-4}$  Pa) 条件下通过阀门 (General Valves Series 9, 小孔直径 0.5 mm) 超音速膨胀产生, 喷嘴张角约  $60^\circ$ , 背压 0.1—1 MPa 可调. 喷嘴安装在沿着气流喷射方向 ( $y$ ) 的平移台上. 飞秒激光脉冲由 Ti:sapphire 飞秒放大系统 (Coherent Elite-HP-USX) 产生, 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, 重复频率为 1 kHz. 一部分激光 (0.8 mJ) 经过透镜 ( $f = 200$  mm)、真空腔体窗片和  $\beta$ -硼酸钡 (BBO) (I 类相位匹配, 厚度 200  $\mu\text{m}$ ) 晶体后聚焦到氮分子上. BBO 晶体的  $e$  轴与基频激光场偏振方向的夹角是  $\alpha = 55^\circ$ , 倍频效率可达 20%, 组合的双色激光场可以产生优化的 THz 产生效率 [25]. 激光场峰值强度经估算为  $1.0 \times 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>. 实验中相互作用的位置与喷嘴之间的距离 ( $y = 1\text{—}4.75$  mm) 可以通过平移台调节. 另一部分激光通过光电采样方法来测量 THz 电场波形 [26]. 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 3 THz), 获得太赫兹波形通过 ZnTe 晶体的响应函数进行了修正.

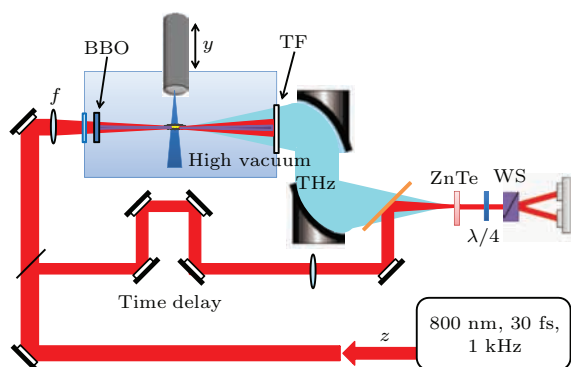


图 1 (网刊彩色) 实验装置图 BBO, 倍频晶体; TF, 聚四氟乙烯片; ZnTe, 碲化锌晶体; WS, 渥拉斯顿棱镜

Fig. 1. (color online) Schematic set-up of the experiment: BBO, frequency-doubling crystal; TF, Teflon slice; ZnTe, zinc telluride crystal; WS, Wollaston prism.

## 3 实验结果与分析

实验中沿着喷气方向 ( $y$  轴) 移动喷气靶, 则相互作用区间的气体密度和相互作用长度连续变化. 测量的 THz 时域波形如图 2 (a) 所示, 随着相互作用点远离喷气靶, THz 波形发生变化. 为了观察整体的 THz 光谱特征, 将图 2 (a) 的 THz 波形进行傅里叶变换, 并对不同  $y$  位置的 THz 光谱进行归一化处理得到图 2 (b), 然后提取其峰值频率 (紫色实心方块). 可以发现 THz 光谱的峰值频率发生较大的变化 (0.8—1.4 THz). 当考虑等离子体驱动飞秒光脉冲和 THz 波折射率的影响, 根据 THz 光电流模型计算 [9,11] 的 THz 电场满足  $E_{\text{THz}}(t) \propto dJ(t)/dt$ . 得到的 THz 频率移动小于 0.02 THz, 无法解释所产生的频率变化幅度.

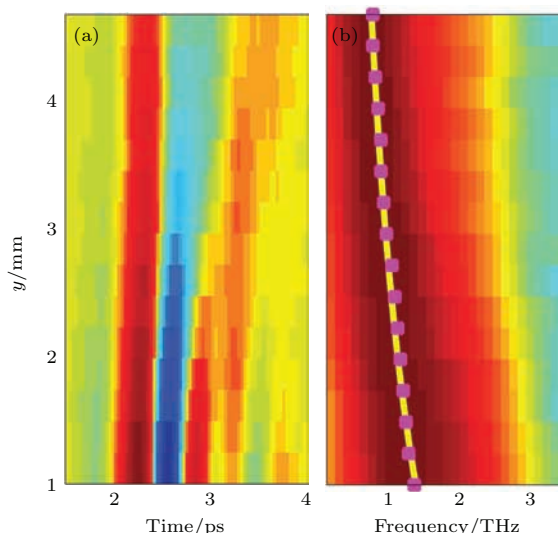


图 2 (网刊彩色)(a) 沿喷气靶方向 ( $y$ -扫描) 测量不同位置处产生的 THz 时域电场波形和 (b) 归一化的 THz 频谱, 其中 (a) 中红色的振幅为正值, 蓝色的振幅为负值; (b) 中光谱强度采用对数坐标表示, 峰值频率如图所示 (紫色方块是实验数据, 黄色实线是模拟结果)

Fig. 2. (color online) (a) Measured terahertz time-domain electric field as a function of the position ( $y$ -scan) of the supersonic jet and (b) the normalized terahertz spectrum. In panel (a) the amplitude of red color is positive and that of blue color is negative; in panel (b) the normalized spectral intensity is plotted in the logarithmic scale, and the peak frequency is plotted with the purple square for the experimental results and the yellow solid line for the simulation results.

考虑等离子体振荡频率的影响可以对所观察的频率变化进行模拟 [21,27], 等离子体对 THz 光谱的调控体现为 THz 光谱的峰值频率与等离子体共

振频率的一致性. THz脉冲同等离子体介质作用后的峰值频率满足<sup>[21]</sup>:

$$f_{\text{THz}} = \omega_{\text{res}}/2\pi = k_g \omega_p/2\pi \quad (k_g = 0.7-1), \quad (1)$$

其中,  $f_{\text{THz}}$  是 THz 频率,  $\omega_{\text{res}}$  是等离子体共振角频率,  $\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}}$  是等离子体角频率,  $k_g$  是等离子体的几何因子,  $n_e$  是电子数密度,  $m_e$  是电子的质量,  $\epsilon_0$  是真空介电常数. 模拟中氮气分子的密度和等离子体频率分别通过气体膨胀经验公式<sup>[28]</sup>和隧穿电离 Ammosov-Delone-Krainov (ADK)<sup>[29]</sup>的电离概率计算得到, 由此估算调节的等离子体密度  $n_e = 1 \times 10^{16} - 3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  ( $y = 1 - 4.75 \text{ mm}$ ). 根据(1)式进行拟合, 当  $k_g = 0.85$  时, 理论推测的 THz 峰值频率如图 2(b) 中的黄色实线所示, 基本再现了实验测量的数据(紫色实心方块). 表明等离子体密度可以实现 THz 峰值频率的较大范围调节.

图 2(b) 除了峰值频率变化外, 在测量的太赫兹光谱中 0—3 THz 一直作为背景存在(采样晶体光谱响应范围), 还发现 THz 谱宽随着气体密度的增加而变宽(光谱半高全宽 0.78—1.53 THz), 最大可以增加到原来的 2 倍(如图 3(a) 所示), 依据本实验条件, 通过 THz 光电流模型<sup>[9,11]</sup> 计算得到的谱宽变化不大(约 0.01 THz), 无法解释实验观测到的 THz 光谱变化.

分析光谱谱宽变化的原因, 根据 THz 光谱的峰值频率与等离子体共振频率的一致性, THz 谱宽可能来自等离子体的共振宽度. 此前文献<sup>[21]</sup>中使用等离子体介电常数  $\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$ , 圆柱形等离子体内电场是  $E = -\frac{a}{1 + \epsilon} E_{\text{int}}$ , 其中  $E_{\text{int}}$  是光电流模型产生初始 THz 电场,  $a$  是常数. 本文为了考虑共振的宽度, 则将等离子体介电常数进行修正,

$$\epsilon' = 1 + \frac{\omega_p^2}{-\omega^2 + i\nu\omega}, \quad (2)$$

则共振频率满足  $\epsilon' = -1$ , 即

$$\omega^2 - i\nu\omega + \frac{\omega_p^2}{2} = 0. \quad (3)$$

所以共振宽度与电子离子碰撞频率  $\nu$  成正比<sup>[10]</sup>,

$$\nu = 2.9 \times 10^{-6} n_i [\text{cm}^{-3}] \ln \Lambda (T_{\text{eff}} [\text{eV}])^{-3/2}, \quad (4)$$

其中  $\ln \Lambda$  是等离子体库仑对数,  $T_{\text{eff}}$  是电子等效温度, 两者在实验条件下变化不大, 电子离子碰撞频

率主要由离子密度  $n_i$  决定, 即  $\Delta f_{\text{THz}} \propto \nu \propto n_i \propto n_e$ . 等离子体对谱宽的贡献主要由电子数密度决定.

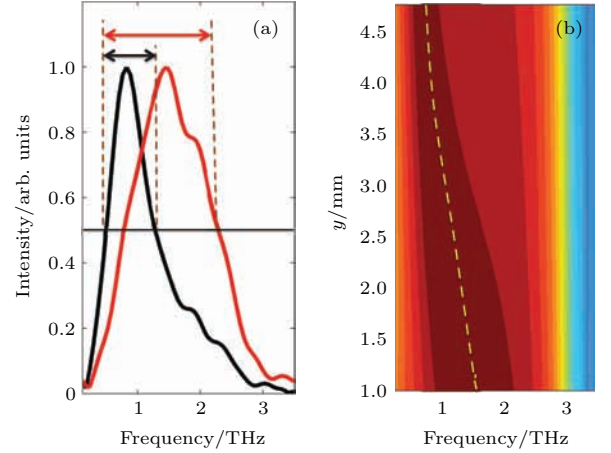


图 3 (网刊彩色)(a) 沿喷气靶方向 ( $y$ -扫描) 测量不同位置处产生的归一化的 THz 频谱, 黑色实线  $y = 4.75 \text{ mm}$ , 红色实线  $y = 1 \text{ mm}$ ; (b) 模拟的 THz 归一化光谱, 光谱强度采用对数坐标表示, 黄色虚线表示的中心频率位置

Fig. 3. (color online) (a) Measured normalized terahertz spectrum at different position ( $y$ -scan) of the supersonic jet, the black solid line is at  $y = 4.75 \text{ mm}$  and the red solid line is at  $y = 1 \text{ mm}$ ; (b) simulation of the normalized THz spectrum is plotted in the logarithmic scale, the yellow dotted line is the center frequency.

基于以上分析, 模拟计算时取激光光强约  $1 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ , 束腰半径约  $w_0 = 50 \mu\text{m}$ . 首先由等离子体 THz 光电流模型<sup>[9,11]</sup> 计算产生初始光谱  $E_{\text{int}}(\omega) = E_{\text{THz}}(\omega)$ , 然后考虑等离子体共振频率对 THz 光谱能量的贡献,

$$\text{res}(\omega) = \frac{a^2}{|1 + \epsilon'(\omega)|^2}. \quad (5)$$

当作用区域远离喷气靶时, 除了气体密度的变化, 介质长度也随着气体膨胀而变长, 此时有必要考虑介质长度对光谱的贡献,

$$\text{trans}(\omega) \propto \exp(-b(L_{\text{med}} - z)/L_{\text{skin}}(\omega)), \quad (6)$$

其中,  $L_{\text{med}}$  是等离子体丝的长度,  $z$  是产生 THz 的位置,  $L_{\text{skin}}(\omega)$  是与频率相关的等离子体趋肤深度,  $b$  是常数. 所以等离子体对 THz 光谱的滤波作用可用函数  $\text{Filter}(\omega) = \sqrt{\text{trans}(\omega) \cdot \text{res}(\omega)}$  表示. 最终沿着等离子体空间进行积分得到采集的 THz 光谱, 其中不同光谱成分的能量是

$$P_{\text{THz}}^2(y, \omega) \propto \left| EO(\omega) \cdot \int_0^{L_{\text{med}}} \pi \omega^2(z) \text{Filter}(\omega) \right.$$

$$\times \left| E_{\text{int}}(y, z, \omega) \right|^2, \quad (7)$$

其中  $w(z)$  是丝中不同位置的光束半径,  $EO(\omega)$  是电光采样晶体的响应函数. 计算的 THz 光谱进行归一化后如图 3 (b) 所示, 较好地再现了实验数据 2(b) 的光谱特征.

分析实验结果, 图 1 (a) 中 THz 辐射的能量如图 4 (a) 中红色方块所示. 计算过程中保持激光强度不变, 考虑等离子体密度和长度的变化对应的 THz 总能量是  $U_{\text{THz}}(y) = \int_0^{+\infty} P_{\text{THz}}^2(y, \omega) d\omega$ , 拟合的结果如图 4 中蓝色曲线所示, 其与实验数据基本符合. 经过以上分析, 通过改变等离子体密度和长度可以调控 THz 光谱.

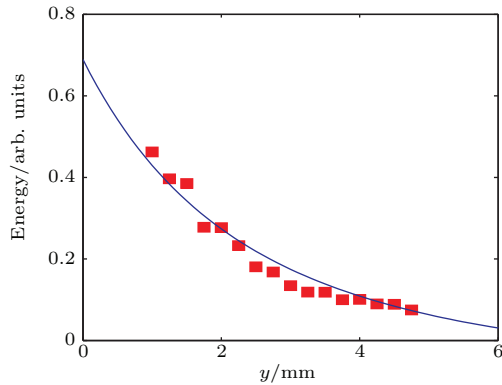


图 4 (网刊彩色) 沿喷气靶方向 ( $y$ -扫描) 测量不同位置处产生的 THz 能量, 红色实心方块是实验数据, 蓝色实线是模拟结果

Fig. 4. (color online) Measured terahertz energy as a function of the position ( $y$ -scan) of the supersonic jet. The red solid square is the experimental results and the blue solid line is the simulation results.

## 4 结 论

本文研究了双色超快强激光场作用于氮气分子束所产生的宽带太赫兹 (THz) 辐射随短程等离子体密度和长度的光谱依赖关系, 实验观测到 THz 辐射的中心频率随等离子体密度的提高而增大, 且谱宽也随之增加. 计算分析表明 THz 光谱的变化可能由等离子体共振频率及其共振谱宽决定. 而且本方案不需要对抽运激光脉冲进行复杂的整形, 只要调节作用区间的气体密度, 就能得到不同峰值频率和光谱宽度的 THz 辐射.

## 参考文献

[1] Kampfrath T, Kampfrath K, Nelson K A 2013 *Nat. Photon.* **7** 680

[2] Tonouchi M 2007 *Nat. Photon.* **1** 97  
 [3] Ferguson B, Zhang X C 2002 *Nature Mater.* **1** 26  
 [4] 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]  
 [5] 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]  
 [6] Reimann K 2008 *Nat. Photon.* **2** 596  
 [7] Oh T I, Yoo Y J, You Y S, Kim K Y 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 041103  
 [8] Xie X, Dai J M, Zhang X C 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 075005  
 [9] Kim K Y, Glowonia J H, Taylor A J, Rodriguez G 2007 *Opt. Express* **15** 4577  
 [10] Kim K Y, Taylor A J, Glowonia J H, Rodriguez G 2008 *Nat. Photon.* **2** 605  
 [11] Babushkin I, Skupin S, Husakou A, Köhler C, Cabrera-Granado E, Bergé L, Herrmann J 2011 *New J. Phys.* **13** 123029  
 [12] Martinez P G D, Babushkin I, Bergé L, Skupin S, Cabrera-Granado E, Köhler C, Morgner U, Husakou A, Herrmann J 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 183901  
 [13] Balciunas T, Lorenc D, Ivanov M, Smirnova O, Zheltikov A M, Dietze D, Unterrainer K, Rathje T, Paulus G G, Baltuska A, Haessler S 2015 *Opt. Express* **23** 15278  
 [14] Zhao J Y, Chu W, Guo L, Wang Z, Yang J, Liu W, Cheng Y, Xu Z Z 2014 *Sci. Rep.* **4** 3880  
 [15] Huang Y D, Meng C, Wang X W, Lü Z H, Zhang D W, Chen W B, Zhao J, Yuan J M, Zhao Z X 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 123002  
 [16] Li M, Li A Y, He B Q, Yuan S, Zeng H P 2016 *Chin. Phys. B* **25** 044209  
 [17] Chen M, Yuan X H, Sheng Z M 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 161908  
 [18] Du H W, Chen M, Sheng Z M, Zhang J, Wu H C, Wang W M 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 181113  
 [19] Debayle A, Gremillet L, Bergé L, Köhler C 2014 *Opt. Express* **22** 13691  
 [20] Zhao J Y, Zhang Y Z, Wang Z, Chu W, Zeng B, Liu W, Cheng Y, Xu Z Z 2014 *Laser Phys. Lett.* **11** 095302  
 [21] Li N, Bai Y, Miao T, Liu P 2016 *Opt. Express* arXiv:1601.07974  
 [22] Thomson M D, Blank V, Roskos H G 2010 *Opt. Express* **18** 23173  
 [23] Das J, Yamaguchi M 2010 *Opt. Express* **18** 7038  
 [24] Ahn J, Efimov A V, Averitt R D, Taylor A J 2003 *Opt. Express* **11** 2486  
 [25] Oh T I, You Y S, Kim K Y 2012 *Opt. Express* **20** 19778  
 [26] Planken P C M, Nienhuys H K, Bakker H J, Wenckebach T 2001 *Opt. Soc. Am. B* **18** 313  
 [27] Krall N A, Trivelpiece A W 1986 *Principles of Plasma Physics*(San Francisco: International Series in Pure and Applied Physics) p157  
 [28] Luria K, Christen W, Even U 2011 *J. Phys. Chem. A* **115** 7362  
 [29] Ammosov M V, Delone N B, Krainov V P 1986 *Sov. Phys. JETP* **64** 1191

# Frequency control of the broadband ultrashort terahertz source generated from the laser induced plasma by two-color pluses\*

Li Na Bai Ya Liu Peng<sup>†</sup>

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

( Received 1 February 2016; revised manuscript received 4 March 2016 )

## Abstract

The terahertz (THz) radiation becomes an attractive light source utilized in molecular dynamic spectroscopy, remote sensing, medicine, communication and fundamental research. The controlling of the THz spectrum is necessary for the applications. In this paper, a method is proposed for controlling the terahertz spectra generated from the laser induced plasma by two-color pluses based on the contribution of plasma oscillation. The plasma current oscillation can shift the THz spectrum when the length of medium is less than plasma skin depth. Experimentally we use a short length of molecules by means of the molecular beam method. We investigate the changing spectrum of broadband ultrashort terahertz THz generated from a jet of nitrogen ( $N_2$ ) molecules pumped with the two-color laser pulses following the varying plasma density and plasma length. With the increase of plasma density and the decrease of the plasma length, we observe the increase of THz central frequency (0.8–1.4 THz) and the broadening of the THz spectral width (0.78–1.53 THz). The analysis and the calculation show that the THz spectrum changes due to the frequency and the width of the plasma resonance. This scheme of controlling the THz spectrum by changing the plasma density and length is easier to implement and do not need to use complex shaped optical pulses. The discovery provides a new way of controlling the low-frequency broadband THz spectrum.

**Keywords:** terahertz, ultrashort laser field, plasma oscillation frequency

**PACS:** 07.57.Hm, 42.65.Re, 52.35.-g

**DOI:** [10.7498/aps.65.110701](https://doi.org/10.7498/aps.65.110701)

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11274326, 61521093, 61405222, 11134010, 11127901) and the National Basic Research Program of China (Grant No. 2011CB808103).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [peng@siom.ac.cn](mailto:peng@siom.ac.cn)