

静电场调制飞秒激光气体微等离子体的太赫兹辐射增强

王依海¹, 龙娟², 刘呈普^{2**}, 王铁军^{2,3*}, 高欣^{1***}

¹ 贵州大学物理学院, 贵州 贵阳 550025;

² 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和超强激光科学卓越创新中心, 上海 201800;

³ 中国科学院大学材料科学与光电工程中心, 北京 100049

摘要 基于光电流模型,通过数值模拟和理论分析,研究了静电场幅值对飞秒激光气体微等离子体中太赫兹辐射的影响。结果显示,随着外加静电场幅值的增大,太赫兹辐射的强度呈线性增大;当外加电场极性相反时,太赫兹波形整体反转;当外加电场与线偏振激发激光的偏振方向呈一定夹角时,太赫兹辐射的偏振方向完全由外加电场方向决定。数值模拟结果与已有的实验结果相符。理论分析表明,这个线性依赖、极性反转以及夹角依赖均源于等离子体产生之后的静电加速的主导作用。

关键词 激光光学; 超快激光; 激光成丝; 太赫兹辐射; 静电场; 数值模拟

中图分类号 O437 文献标志码 A

DOI: 10.3788/CJL202249.1114001

1 引言

太赫兹及其调控^[1]在众多领域中具有广泛的应用,如材料^[2-3]、光谱^[4]及激光器^[5]等。基于超快激光激发气体等离子体产生太赫兹(THz)辐射的方法具有超宽带、不受材料损伤阈值的限制、可远程产生等优点,因此对它的研究有着非常重要的学术及应用价值。Roskos 等^[6-8]在实验上将基频飞秒激光脉冲聚焦于气体中,在电离形成的等离子体中观察到了太赫兹辐射的产生。但是,当飞秒激光在气体中电离成丝时,激光强度为 $10^{13} \sim 10^{14} \text{ W/cm}^2$ ^[9-10],光强受飞秒激光脉宽的影响^[11],气体电离率较低,并且电子离子的碰撞还会造成等离子体波的阻尼,转换效率比较低。因此,人们随后提出了各种方法来提升飞秒激光成丝 THz 辐射的强度。Cook 等^[12]实验上采用基频光和硼酸钡晶体(BBO)产生的二次谐波光束共同聚焦的方式增强了 THz 辐射,得到了 2 kV/cm 的高强度 THz 辐射,远超过单色激光产

生的 THz 辐射,但此种方式效率的提升依赖于基频光与倍频光之间严格的相位匹配。鲁丹等^[13]利用飞秒光纤阵列来实现 THz 辐射增强,即在激光光束中插入一片阶跃型相位板,激光光束在透镜的焦点附近产生平行的光纤阵列,但是入射激光能量不能太小,否则相位板遮挡光斑后单光纤入射能量较低,辐射的 THz 信号会比较弱。除此之外,相对简便可行的方式就是对光纤进行横向或纵向直流偏压调制^[14-17],实现 THz 辐射的增强。在此基础上,Wang 等^[18]利用基频光与倍频光双色激发结合直流偏压共同作用来实现 THz 辐射强度和偏振的调控,并认为太赫兹信号由四波混频产生的瞬时横向电流和外加直流电场组成。

在上述方法中,对光纤进行直流偏压调制是相对简便有效的方法,并引起了广泛关注^[14-17,19-21]。Löffler 等^[14]在单色场电离空气形成的等离子体光纤中垂直加载偏置电场,首次在实验上观察到了增强的太赫兹辐射,发现了 THz 振幅随施加的偏置电

收稿日期: 2021-08-23; 修回日期: 2021-09-27; 录用日期: 2021-11-08

基金项目: 国家自然科学基金(11965007, 12074398)、NSAF 联合基金(U2130123)、中国科学院战略性先导科技专项(B类)(XDB160104)、中国科学院国际合作重点项目(181231KYSB20200033)、上海市科技计划项目(21511105000)

通信作者: *tiejunwang@siom.ac.cn; **chpliu@siom.ac.cn; ***gaoxin0526@163.com

场线性增加的规律,但没有给出理论解释。Houard 等^[15]在飞秒激光成丝周围外加横向电压,对空气等离子体在外电场作用下产生的太赫兹辐射进行了实验和理论研究,并基于渡越-切伦科夫辐射模型^[19]定量解释了实验结果。随后 Chen 等^[20]也开展了对应的实验研究,除了发现直流偏压增强 THz 辐射之外,还发现 THz 辐射信号的偏振是受外加电场方向控制的。Liu 等^[16-17]在飞秒强激光脉冲空气成丝两端加上纵向直流电压,对比发现,添加电压之后,相比未添加电压,光丝产生的 THz 辐射增强了三个数量级,同时 THz 辐射频谱向低频端有明显的移动,并在理论上提出渡越-切伦科夫理论模型来解释外电场作用下的 THz 辐射增强。Feng 等^[21]实验研究了飞秒激光激发的空气等离子体在偏置横向电场作用下产生的太赫兹辐射,认为总太赫兹波源于有质动力和直流偏置电场的作用,该观点在较低的偏置场强的实验中得到了证实。

针对这个 THz 辐射强度对外加直流偏压的线性依赖现象,人们根据不同的理论模型进行了各种定性解释。Wang 等^[22]通过二维粒子模拟研究发现,空气等离子体在偏置电场作用下可以产生太赫兹辐射,并且可以通过改变电场参数控制产生的太赫兹波,但是等离子体的寿命和等离子体粒子的碰撞等因素限制了这种方法产生的电磁辐射的最高和最低频率。Sun 等^[23]基于传统的二阶非线性光微扰理论,给出了 THz 辐射信号振幅随外场线性增加的预测,并认为直流偏压电场导致的等离子体密度梯度引起了 THz 辐射。2016 年,Andreeva 等^[24]提出了空气双色场光丝 THz 辐射的产生机理:等离子体光电流和非线性四波混频过程共同产生了 THz 辐射,其中,在低频部分,等离子体光电流占主导^[25],在高频部分,非线性四波混频占主导。

本文基于等离子体光电流模型^[26],研究了外电场调制气体微等离子体的全波段太赫兹辐射增强问题。数值模拟和理论分析表明:随着外加静电场幅值的增大,太赫兹辐射强度增大,二者变化呈线性关系;外加电场极性反转时,太赫兹辐射的波形呈现 π 相位跳转;当外加电场与线偏振激发激光的偏振方向有夹角时,THz 辐射的偏振方向由外加电场方向决定。这些基于光电流模型得出的结论跟相关实验结果^[20]一致。理论分析表明,这个线性依赖和极性反转都源于电子等离子体产生之后的静电加速的主导作用。

2 理论模型

瞬态光电流(Photo-Current, PC)模型由 Kim 等^[26]于 2007 年提出,认为 THz 辐射主要来源于光致净电流的产生。本文采用瞬态光电流模型,具体计算分为以下两步。

首先,以氩气为例,当入射光场 $E_{\text{laser}}(t)$ 辐照该气体时,光场与氩气的相互作用有多光子电离和隧穿电离两种方式,具体电离过程可以用 Keldysh 参数^[27](γ)来进行表征:

$$\gamma = \sqrt{\frac{I_p}{2U_p}}, \quad (1)$$

$$U_p = \frac{e^2 E_0^2}{4m_e \omega^2}, \quad (2)$$

式(1)、(2)合并后可得

$$\gamma = \frac{\omega}{eE_0} \sqrt{2m_e I_p}, \quad (3)$$

式中: I_p 为原子或分子的第一电离能; e 为电子电荷; m_e 为电子质量; ω 为激光角频率; E_0 为线偏振电场的振幅; U_p 为电子在激光场中的有质动力势。当 $\gamma \gg 1$ 时,原子主要发生多光子电离;当 $\gamma \ll 1$ 时,所涉及电离方式以隧穿电离占主导。在我们设定的激光参数下,原子主要发生隧穿电离。氩气中的电子通过隧穿被电离,电离率 $w(E_{\text{laser}})$ 可以借助 ADK(Ammosov-Delone-Krainov)公式^[26,28]描述为

$$w(E_{\text{laser}}) = 4\omega_a \left(\frac{E_i}{E_H}\right)^{\frac{5}{2}} \frac{E_a}{|E_{\text{laser}}|} \exp\left[-\frac{2}{3}\left(\frac{E_i}{E_H}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{E_a}{|E_{\text{laser}}|}\right], \quad (4)$$

式中: ω_a 为频率的原子单位,这里取值为 $4.134 \times 10^{16} \text{ s}^{-1}$; E_a 为电场的原子单位,这里取值为 $5.14 \times 10^9 \text{ V/cm}$; E_H 为氢原子的电离能,这里取值为 13.6 eV ; E_i 为氩原子的第一电离能,这里取值为 15.6 eV 。由式(4)可以看出,隧穿电离主要发生在电场幅值附近处。隧穿电离产生的电子密度(N_e)的变化^[29]可以描述为

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = (N_g - N_e) w(E_{\text{laser}}), \quad (5)$$

式中: N_g 为常温标准大气压下初始气体的密度,这里取值约为 $2.7 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$; t 为时间。由式(5)可知,随着时间的积累,电子密度演化从零开始呈现台阶式增长,直到稳定。

其次,假定电子电离后初始速度为零,在外光场中作加速运动,遵从牛顿第二定律。通过电子密度

N_e 和速度 v 定义电流 $J_e = -N_e e v$, 并考虑电子的碰撞损耗 (碰撞率为 $\gamma_e \sim 10^{12} \text{ s}^{-1}$ [22]), 可得电流的演化方程 [30, 31] 为

$$\frac{\partial J_e(t)}{\partial t} + \gamma_e J_e(t) = \frac{q_e^2}{m_e} N_e(t) E(t), \quad (6)$$

式中: q_e 为电子电荷量; $E(t)$ 为总电场。由经典辐射理论可知, 光电流随时间发生变化时, 会向外辐射能量 [32]。因此 THz 辐射是由 $dJ_e(t)/dt$ 决定的。

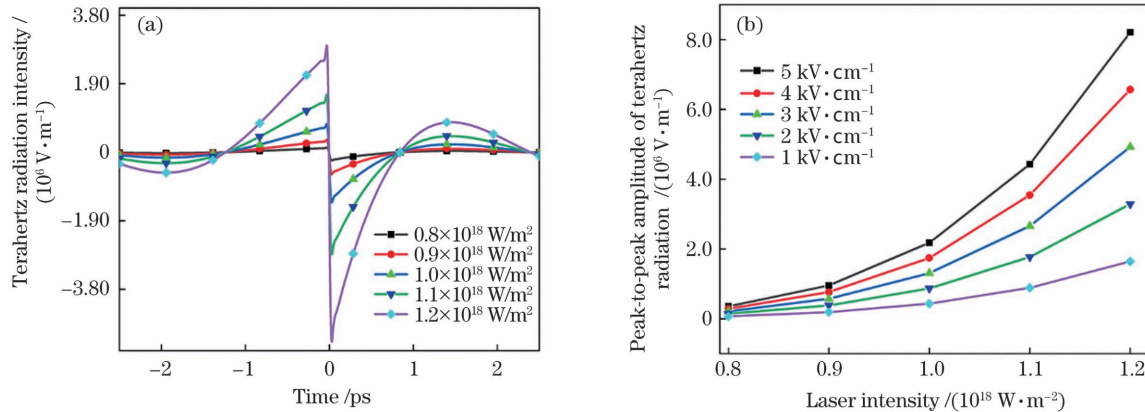


图 1 不同激光强度下飞秒激光等离子体的太赫兹辐射波形以及太赫兹辐射波形的峰-峰值。(a) 太赫兹辐射波形; (b) 太赫兹辐射波形峰-峰值与激光强度的依赖关系

Fig. 1 THz waveforms from femtosecond laser ionized Ar-gas plasma and THz wave peak-to-peak amplitude for different laser intensities. (a) THz waveforms; (b) dependence of THz wave peak-to-peak amplitude on laser intensity

3 结果和讨论

在模拟计算中, 先假设其他参数保持不变, 单独研究外加电场 E_{DC} 的强弱和极性和对飞秒激光气体光丝产生太赫兹辐射的影响。假定入射激光场为一个高斯型线偏振光束, 有

$$E_{\text{laser}}(t) = E_0 \cdot e^{-\frac{t^2}{T^2}} \times \cos(\omega t + \varphi_{\text{CEP}}), \quad (7)$$

式中: 脉冲宽度 $T = 50 \text{ fs}$; 激光初始相位 $\varphi_{\text{CEP}} = 0$ 。其强度 $I = 1 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, 对应电场振幅 E_0 由 $I = (c \times \epsilon_0 \times E_0^2) / 2$ 得出; 中心波长 $\lambda = 800 \text{ nm}$ (由角频率 $\omega = 2\pi c / \lambda$ 和真空光速 $c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$ 得出), 那么总电场 $E(t) = E_{\text{laser}} + E_{\text{DC}} \cos \theta$, 其中 θ 是激光场的偏振方向与外加电场 E_{DC} 方向的夹角。当 $\theta = 0$ 时, 即激光场的偏振方向与外加电场方向一致时, 外加电场 E_{DC} 为正向电场, 而当 $\theta = \pi$ 时, 外加电场为负向电场。

在太赫兹辐射中, 激光泵浦也会影响其辐射特性, 随着激光强度的增强, THz 辐射增强, 如图 1(a) 所示, 其中外加电场强度为 5.0 kV/cm 。不同电场下 THz 辐射峰-峰值与激光强度的依赖关系如图 1(b) 所示。为了对比不同外加直流电场下的

在数值模拟中, 首先将给定的入射电场 $E_{\text{laser}}(t)$ 代入式(4)中得到电离率 $w(E_{\text{laser}})$, 再利用龙格库塔算法, 数值求解方程(5)、(6)联立的常微分方程组, 就可得到电流 J_e 。然后, 对 J_e 差分可得电流的时间导数 $dJ_e(t)/dt$, 并对其进行傅里叶变换。最后选取合适的 THz 频段 (本文选取 $0.35 \sim 3.00 \text{ THz}$), 然后进行傅里叶逆变换, 即可得到 THz 辐射的时域波形, 如图 1(a) 所示。

THz 辐射性质, 在下面的分析中我们将入射激光场的光强取为固定值 $I = 1.0 \times 10^{18} \text{ W/m}^2$ 。

在以上设定的初始条件下, 通过引入并改变外加电场 E_{DC} 的数值, 研究太赫兹波形随直流电场的变化, 如图 2 所示。当没有外加电场 ($E_{\text{DC}} = 0$) 时, 准单周期的 THz 脉冲强度很小 [图 2(a) 插图]。而当引入外加电场 ($E_{\text{DC}} = 1.0 \text{ kV/cm}$) 时, 可以看到 THz 脉冲幅值显著增加 (约增加 11 个量级)。在外加电场 E_{DC} 从 1.0 kV/cm 进一步增加到 5.0 kV/cm 的过程中, THz 信号幅值进一步增加。除了强度增加以外, 太赫兹波形不随外加电场 E_{DC} 改变, 也就是其载波包络相位恒定。同理, 如果我们切换外加电场的方向, 即上述的正向电场变为负向电场 [图 2(b)], 研究发现, 除了 THz 载波极性反转 (波形 π 相位跳转) 之外, 其他趋势与图 2(a) 一样。这个电场方向切换引起的太赫兹波形的极性反转, 与实验结果 [20] 相符。

为了更好地描述这个 THz 脉冲幅值随外加电场 E_{DC} 的变化规律, 我们首先定义一个太赫兹波形的峰-峰值表征脉冲幅值大小, 即靠近脉冲中心处的波峰和波谷的差值。然后从零开始逐步增加 E_{DC} , 研究 THz 脉冲幅值峰-峰的变化。研究发现, 随着

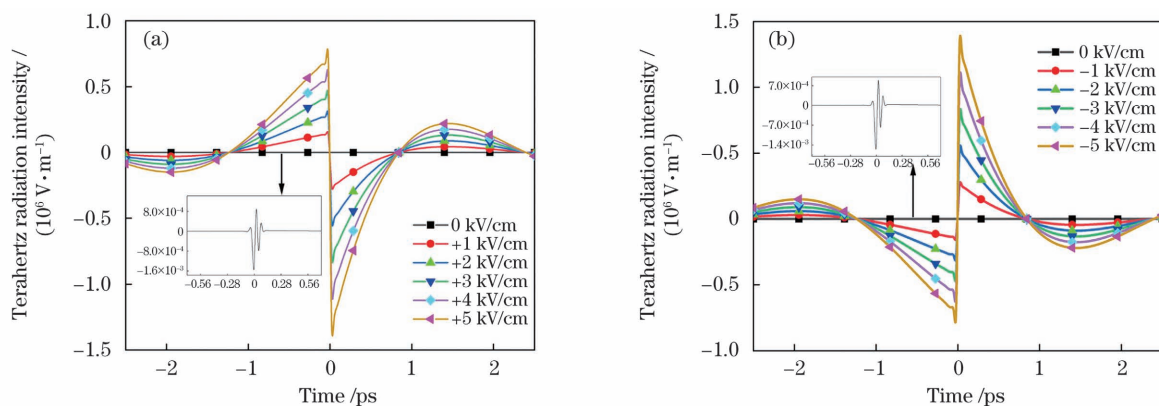


图 2 不同外加直流电场下飞秒激光氩气等离子体的太赫兹辐射波形, 插图为未加电场的太赫兹辐射波形。(a) 正向电场; (b) 负向电场

Fig. 2 THz waveforms from femtosecond laser ionized Ar-gas plasma under different E_{DC} and THz waveform without E_{DC} shown in inset. (a) Positive electric field; (b) negative electric field

外加电场 E_{DC} 的增大, 峰-峰值增大, 而且这个增大与外场的增大呈线性依赖关系, 如图 3 所示。同理,

当切换外加电场方向(从正向变为负向), 线性依赖关系不变。

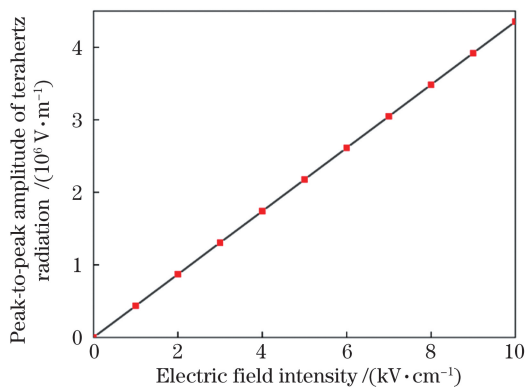


图 3 THz 辐射波形峰-峰值与外加电场的线性依赖关系

Fig. 3 Linear dependence of THz wave peak-to-peak amplitude on external electric field

我们知道, 隧穿电离诱发的光电子在外场驱动下形成定向光电流 J_e , THz 辐射由 J_e 的变化决定。从式(6)可以看出, J_e 主要受电子碰撞率 γ_e , 电子密度 N_e 以及总电场 $E(t)$ 三个因素决定。

首先, 由于外加电场 E_{DC} 的值远远小于激光场的幅值, 因此在氩气发生隧穿电离产生光电子的过程中, 外加电场的贡献可忽略不计, 即激光场 E_{laser} 在光电子产生和气体等离子体形成过程中起决定作用。

其次, 当光电子产生之后, 该电子会在激光场 E_{laser} 和外加电场 E_{DC} 的共同作用下加速运动, 形成光电流。为了区分二者的作用, 我们可以把式(6)右侧的总电场 $E(t)$ 人为地替换为 E_{DC} , 通过对比替换前后的太赫兹脉冲的变化来区分激光场 E_{laser} 和外加电场 E_{DC} 的作用。如图 4(a) 所示, 替换前后的太赫兹脉冲波形没有变化, 表明等离子体产生之后的静电加速起主导作用。

光电子产生主要源于激光场的作用, 当激光场作用完成后, 电子密度 $N_e(t)$ 不再变化, 因此将总电场 $E(t)$ 人为地替换为 E_{DC} 并忽略电子碰撞率 γ_e , 由式(6)很容易得到近零低频辐射 $\sim \partial J_e(t) / \partial t = \frac{q_e^2}{m_e} N_e E_{DC} \sim E_{DC}$ 。由此可见, 外加电场 E_{DC} 直接决定了辐射强度, 这也就解释了随着外加静电场幅值的增大, 太赫兹辐射强度呈线性增大的原因。

最后, 我们还通过改变 θ ($\theta = 0^\circ \sim 90^\circ$), 并结合偏振片, 对等离子体形成之后的外加电场的主导作用给出另一佐证。在 THz 辐射探测器前放置偏振片, 控制 THz 辐射的偏振方向, 考虑偏振片两种放置情况。第一种情况是偏振片偏振方向与外加电场方向一致, 当外加电场旋转时, 偏振片也随着旋转。该情况下探测到的太赫兹脉冲峰-峰值恒定不变 [图 4(b)], 这说明探测到的 THz 辐射偏振与外加

电场方向是一致的,并随着外加电场旋转。第二种情况是偏振片偏振方向保持与激光偏振方向一致,旋转外加电场,偏振片不动。这种情况下探测到的太赫兹脉冲峰-峰值减小[图 4(b)],对其下降曲线进行模拟,其符合 $\cos \theta$ 函数分布规律。这是因为

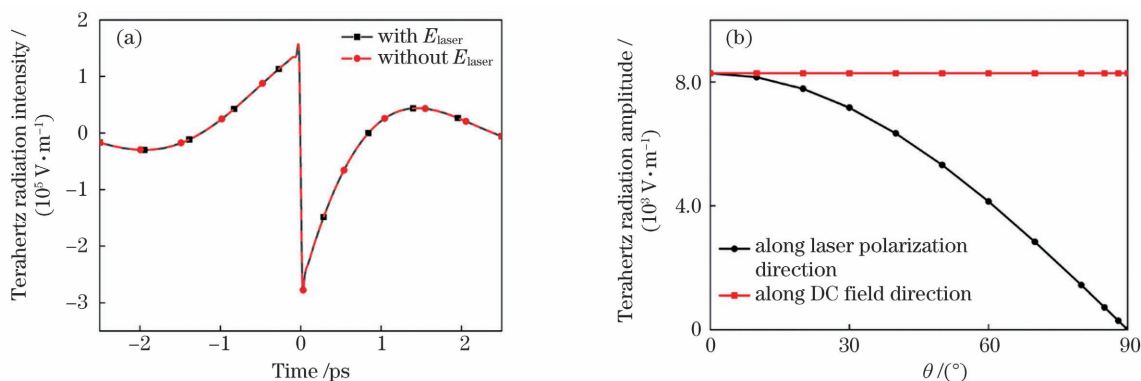


图 4 $E_{\text{DC}} = 1.0 \text{ kV/cm}$ 时的太赫兹波形和峰-峰值的角度依赖性。(a)电子加速阶段有无激光场的太赫兹波形;(b)THz 波的振幅随 θ 的变化

Fig. 4 THz waveforms and angle dependence of peak-to-peak amplitude when $E_{\text{DC}} = 1.0 \text{ kV/cm}$. (a) THz waveforms with or without laser field at acceleration stage; (b) THz wave peak-to-peak amplitude versus θ

模拟中激光产生光丝辐射太赫兹分为两个过程:第一个过程是等离子体的形成过程,在这个过程中激光占主导作用,氩气发生隧穿电离,产生等离子体;第二个过程是电子在场作用下加速形成光电流的过程,当存在外加电场时,存在一个临界外电场强度 E_{cr} ,当电场强度大于 E_{cr} 时,外电场诱导产生的 THz 辐射强度大于激光等离子体辐射的 THz 强度,此时外加直流电场占主导作用,反之当外电场强度低于 E_{cr} 时,激光占主导作用,如图 5 所示。

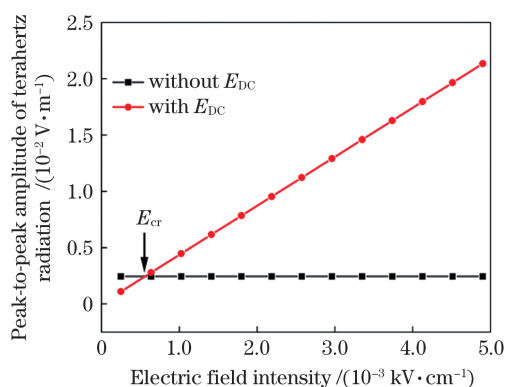


图 5 外加电场作用前后激光等离子体辐射太赫兹波形的峰-峰值

Fig. 5 THz wave peak-to-peak amplitude of laser plasma radiation before and after applied electric field

另外需要说明的是,本文虽然选用氩气来研究外加电场下的太赫兹辐射,但通过改变式(4)中气体的第一电离能 E_1 ,即可实现不同气体产生太赫兹辐

射,本文中的处理方法和相关结论也适用于其他气体,如空气等。

4 结 论

基于光电流模型,研究了静电场作用下飞秒激光气体微等离子体产生的太赫兹辐射。通过数值模拟和理论分析,研究了静电场对太赫兹辐射的影响。随着外加静电场幅值的增大,太赫兹辐射强度呈线性增大。另外,当所加载的外加电场极性相反时,辐射的太赫兹波形整体反转;而当外加电场与线偏振激发激光的偏振方向有夹角时,THz 辐射的偏振方向完全由外加电场方向决定。理论分析表明,这种线性依赖、极性反转以及夹角依赖均源于电子等离子体产生之后静电加速的主导作用。基于光电流模型的数值模拟和理论分析的结论与相关实验结果^[20]一致,从而也证实了光电流模型在解释飞秒光丝低频太赫兹辐射的产生和调控方面的有效性。研究结论将有助于人们认识和利用静电场调控飞秒激光气体微等离子体的太赫兹辐射过程。

参 考 文 献

- [1] 韩张华, 孙开礼, 蔡阳健. 微纳光学结构与太赫兹辐射产生技术的研究进展[J]. 光学学报, 2021, 41(8): 0823017.
Han Z H, Sun K L, Cai Y J. Research progress of micro-nano optical structure and terahertz radiation

- generation technology[J]. *Acta Optica Sinica*, 2021, 41(8): 0823017.
- [2] 霍红, 延凤平, 王伟, 等. 基于超材料的太赫兹高灵敏度传感器的设计[J]. *中国激光*, 2020, 47(8): 0814004.
Huo H, Yan F P, Wang W, et al. Terahertz high-sensitivity sensor design based on metamaterial[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(8): 0814004.
- [3] 张献生, 常天英, 崔洪亮, 等. 天然橡胶热氧老化的太赫兹介电谱研究[J]. *中国激光*, 2020, 47(12): 1214001.
Zhang X S, Chang T Y, Cui H L, et al. Terahertz dielectric spectra for thermal oxygen aging of natural rubber[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(12): 1214001.
- [4] 王月, 李琦. 基于噪声估计的太赫兹图像自适应迭代去噪[J]. *中国激光*, 2020, 47(8): 0814001.
Wang Y, Li Q. Adaptive iterative denoising of terahertz image based on noise estimation[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(8): 0814001.
- [5] 万文坚, 黎华, 曹俊诚. 太赫兹量子级联激光器研究进展[J]. *中国激光*, 2020, 47(7): 0701009.
Wan W J, Li H, Cao J C. Research progress on terahertz quantum cascade lasers[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(7): 0701009.
- [6] 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.
- [7] 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.
- [8] 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.
- [9] Braun A, Korn G, Liu X, et al. Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air[J]. *Optics Letters*, 1995, 20(1): 73-75.
- [10] Chin S L, Chen Y, Kosareva O, et al. What is a filament? [J]. *Laser Physics*, 2008, 18(8): 962-964.
- [11] 张旋, 王铁军, 郭豪, 等. 脉宽依赖的飞秒激光成丝钳制光强的研究[J]. *中国激光*, 2019, 46(9): 0901005.
Zhang X, Wang T J, Guo H, et al. Pulse-duration-dependent clamping intensity in femtosecond laser filament[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2019, 46(9): 0901005.
- [12] Cook D J, Hochstrasser R M. Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air[J]. *Optics Letters*, 2000, 25(16): 1210-1212.
- [13] 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.
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.
- [14] 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.
- [15] 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.
- [16] 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.
- [17] Liu Y, Liu S J, Houard A, et al. Terahertz radiation from a longitudinal electric field biased femtosecond filament in air[J]. *Chinese Physics Letters*, 2020, 37(6): 065201.
- [18] 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.
- [19] Amico C D, Houard A, Akturk S, et al. Forward THz radiation emission by femtosecond filamentation in gases: theory and experiment[J]. *New Journal of Physics*, 2008, 10(1): 013015.
- [20] 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.
- [21] Feng S J, Dong L Q, Tan Y, et al. Observation on the competition mechanism of terahertz wave generation from filament in bias electric field[J]. *Optics Communications*, 2020, 473: 125917.
- [22] 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.
- [23] 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.
- [24] Andreeva V A, Kosareva O G, Panov N A, et al. Ultrabroad terahertz spectrum generation from an air-

- based filament plasma [J]. *Physical Review Letters*, 2016, 116(6): 063902.
- [25] Wang H G, Bai Y, Wu E H, et al. Terahertz necklace beams generated from two-color vortex-laser-induced air plasma [J]. *Physical Review A*, 2018, 98: 013857.
- [26] Kim K Y, Glowonia 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.
- [27] Keldysh L. Ionization in the field of a strong electromagnetic wave [J]. *Sov. Phys. JETP*, 1965, 20(5): 1307-1314.
- [28] Guo C, Li M, Nibarger J P, et al. Single and double ionization of diatomic molecules in strong laser fields [J]. *Physical Review A*, 1998, 58 (6): R4271-R4274.
- [29] Wen H D, Lindenberg A M. Coherent terahertz polarization control through manipulation of electron trajectories [J]. *Physical Review Letters*, 2009, 103 (2): 023902.
- [30] Chen M, Pukhov A, Peng X Y, et al. Theoretical analysis and simulations of strong terahertz radiation from the interaction of ultrashort laser pulses with gases [J]. *Physical Review E, Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, 2008, 78(4): 046406.
- [31] Bergé L, Skupin S, Köhler C, et al. 3D numerical simulations of THz generation by two-color laser filaments [J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110 (7): 073901.
- [32] Kim K Y. Generation of coherent terahertz radiation in ultrafast laser-gas interactions [J]. *Physics of Plasmas*, 2009, 16(5): 056706.

Terahertz Radiation Enhancement from Femtosecond Laser Ionized Gas Micro-Plasma Under Static Electric Field

Wang Yihai¹, Long Juan², Liu Chengpu^{2*}, Wang Tiejun^{2,3*}, Gao Xin^{1***}

¹ College of Physics, Guizhou University, Guiyang 550025, Guizhou, China;

² State Key Laboratory of High Field Laser Physics and CAS Center for Excellence in Ultra-Intense Laser Science, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;

³ Center of Materials Science and Optoelectronics Engineering, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

Abstract

Objective Terahertz (THz) radiation has attracted significant attention and gained wide applications in biology, imaging, sensing, and communications due to its unique characteristics. Femtosecond laser filamentation is one of the important approaches to obtain THz pulses with ultra-broad bandwidth and high electric field. With the rapid development of femtosecond laser technology, plasma based THz generation by a femtosecond laser has been well studied, in which two theoretical models are generally adopted for understanding the physical mechanism of THz radiation generation, namely the photocurrent model and the four wave mixing model, respectively. By applying an external direct-current (DC) electric field to the laser-induced plasmas filament, the enhancement of THz radiation by several orders of magnitude has been reported. However, the physical mechanism of laser-induced THz emission enhancement under the aid of an external DC electric field remains unclear because of the complicated laser-plasmas interaction process. In this paper, based on the photocurrent model, we analyze and numerically investigate the performance of THz radiation from a direct-current electric field biased single-color femtosecond laser ionized gas micro-plasma. The results show that the photocurrent model is effective in interpreting the THz generation of DC-biased laser-induced gas plasmas.

Methods The photocurrent model attributes the THz radiation to a quasi-DC electron current produced by electron motion in the laser field. In this work, the THz generation from an 800 nm femtosecond laser-induced plasma in Ar-gas is investigated. First, we calculate the ionization rate of Ar-gas interacting with a laser by using the ADK formula, and the density of ionized electron can be obtained by an equation [Eq. (5)]. Second, the initial velocities of the ionized electrons are assumed to be zero, which are then accelerated by field. By making use of Newton's second law, the transient velocity of electron motion is derived. If the electron density and velocity are given, the

electron current is then obtained. Finally, the time derivative of electron current leads to THz radiation. The effects of laser field and applied DC electric field on THz generation have also been studied in detail.

Results and Discussions The THz radiation from femtosecond laser ionized Ar-gas plasma with an external DC electric field perpendicular to the filament direction is numerically simulated. With the increase of pump laser intensity, the amplitude of THz radiation is enhanced [Fig. 1(a)]. Furthermore, the THz signals are also amplified by applying the external DC electric field. The dependence of THz peak-to-peak amplitude on laser intensity under different external DC electric fields is revealed in Fig. 1(b). In contrast, the generated THz pulse from femtosecond laser ionized Ar-gas plasma without the DC electric field is extremely weak as shown in the inset in Fig. 2. The THz radiation can be enhanced by several orders of magnitude when applying an external static electric field on the plasma (Fig. 2). The peak-to-peak amplitude of the THz emission from a DC-biased filament is linearly proportional to the external electric field amplitude under the same laser intensity, which agrees well with the experimental observation [Fig. 3(a)]. Besides, the polarity of the THz waveform is reversed if reversing the polarity of the DC electric field. In order to examine whether the laser or the external DC electric field dominantly contributes to THz radiation, we artificially replace the total field with only the DC electric field in Eq. (6) and one can find that the THz waveforms before and after replacement barely change [Fig. 4(a)], which indicates that the DC electric field plays a dominant role in the generation of THz radiation. The critical value of the external DC electric field has also been determined [Fig. 3(b)]. Finally, when the direction of the applied DC electric field has an angle with the polarization direction of the incident linearly polarized 800 nm laser, the polarization direction of THz emission is completely determined by the applied DC electric field direction [Fig. 4(b)].

Conclusions We have extended the photocurrent model on THz radiation generation from an external DC electric field biased and single-color femtosecond laser induced Ar-gas micro-plasma. The properties of THz radiation under different conditions have been analyzed. The simulation results show that the THz radiation from laser-induced plasma can be significantly enhanced by the introduction of an external DC electric field, which is linearly dependent on DC field. Furthermore, the THz polarization direction follows the direction of the external DC field. The electrons ionized and accelerated by both the laser field and the external DC electric field result in THz radiation, in which the external DC electric field has a dominant contribution. The theoretical and numerical investigations help us deeply understand the THz radiation generation process from DC electric field biased and femtosecond laser ionized gas plasma.

Key words laser optics; ultrafast laser; laser filamentation; terahertz radiation; static electric field; numerical simulation