

# 少周期激光脉冲与气体作用产生的 离化电流和 THz 波辐射\*

杜海伟<sup>1)</sup> 陈民<sup>2)</sup> 张凯云<sup>1)</sup> 盛政明<sup>1)†</sup> 张杰<sup>1)</sup>

1) (上海交通大学物理系, 激光等离子体教育部重点实验室, 上海 200240)

2) (劳伦斯伯克利国家实验室, 伯克利, 加利福尼亚 94720 美国)

(2011 年 12 月 1 日收到; 2012 年 2 月 21 日收到修改稿)

本文通过理论和数值模拟, 研究少周期激光脉冲电离气体原子产生的离化电流以及相应的 THz 波辐射. 研究表明, 少周期激光脉冲电离气体后能产生较大的离化电流, 因而可以产生较强的 THz 辐射. 不同的少周期激光脉冲相位导致电离出的电子初始速度和电离起始时刻不同, 从而产生的离化电流有所不同, 辐射的 THz 波随激光脉冲的相位成周期性变化. 该理论得到一维 PIC 数值模拟的验证. 对于给定的激光脉冲相位, 离化电流和 THz 辐射振幅并没有随入射激光振幅的增加而单调增加, 而是存在一些极值点. 与均匀分布气体相比, 当气体分布具有一定梯度时, 辐射表现相似的规律, 但频谱会发生一定的变化.

**关键词:** 离化电流, THz 辐射, PIC 模拟

**PACS:** 42.50.Hz, 42.65.Re, 84.40.-x

## 1 引言

产生具有不同频谱、脉宽、强度等特性的太赫兹 (THz) 辐射, 是其获得广泛应用的关键. 目前产生 THz 辐射的种类包括基于超短电子束的方法、光电导和光整流方法、激光等离子体方法等. 其中激光电离气体产生 THz 波辐射的研究在上个世纪 90 年代就有人研究<sup>[1]</sup>. 过去几年的实验和理论研究表明<sup>[2-7]</sup>, 利用少周期强激光脉冲、双色强激光场与气体作用是产生强 THz 辐射的有效途径. 对于其物理机理解释, 四波混频理论<sup>[2,6,8,9]</sup> 和离化电流模型<sup>[10-13]</sup> 是目前较为流行的两种模型. 按照离化电流模型, 气体被电离后成为等离子体, 其密度由气体密度和气体原子的离化阶数决定. 在一定条件下, 气体被电离后同时产生一个与激光偏振方向相同的横向电流. 当等离子体密度在一定范围时,

等离子体本征频率位于 THz 波段, 该离化电流以等离子体频率辐射电磁波, 即 THz 波. 通过激光电离气体, 可以以较小的光强 ( $\sim 5.5 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ ) 得到场强高达几十 MV/cm 的 THz 波. 在以前的工作中, 我们采用包含光场电离的一维粒子模拟 (PIC) KLAP 1D, 并结合光离电流模型, 研究了由基频光及其倍频光组成的双色激光场通过离化电流产生 THz 波辐射的规律和机理<sup>[13]</sup>. 在 KLAP 1D 程序中加入了基于 ADK 模型的激光场电离原子的过程<sup>[14]</sup>, 从而可以自恰地研究光场电离过程产生的 THz 辐射. 研究表明, 基频光和倍频光的相位差以及二者场强比值不同, 产生的离化电流会有明显的不同, 使得辐射是相位差和场强比值的函数<sup>[13]</sup>, 其变化规律与报道的实验上观察到的现象相符合<sup>[5]</sup>.

本文主要通过理论分析和数值模拟, 研究少周期激光脉冲电离气体原子产生 THz 波辐射的特性.

\* 国家自然科学基金 (批准号: 10935002, 11075105) 和国家重点基础研究发展计划 (973 计划) (批准号: 2009GB105002) 资助的课题.

† E-mail: zmscheng@sjtu.edu.cn

当脉宽为几十飞秒的激光脉冲电离气体时,电场的对称性使得电离出的电子在电场中速度相反,因而难以形成大的离化电流,其载波相位对离化电流产生影响较小.对于少周期激光脉冲,相位的不同直接导致离化率、电子速度有很大不同.电子在光场中离化并被光场加速,因此可以产生较大的横向净电流,这种离化电流在等离子体和气体(真空)边界辐射出 THz 波.

## 2 离化电流及其 THz 波辐射模型

对于飞秒激光脉冲,脉冲脉宽为几个到几十个飞秒,通常远小于电子、离子的复合时间和粒子碰撞时间.因此通过光场电离产生的电子密度可表示为

$$\frac{dn_e(t)}{dt} = w(t)n_a(t), \quad (1)$$

其中  $w$  为离化概率,  $n_a$  为气体原子的密度.初始时  $n_a = n_0$ , 即原始气体原子密度.发生电离时一个原子产生一个电子和一个离子.通过二阶离化和高阶离化,产生更多电子.这里以 He 为例,其电离包括一阶电离和二阶电离.有多个模型来描述激光场对原子作用产生的电离.一般认为在弱相对论条件下,原子的离化主要发生隧道电离,比较常用的是 ADK 电离模型<sup>[10]</sup>.该理论能较好的描述稀有气体原子在强激光中的离化<sup>[15-17]</sup>.原子的离化概率为

$$w = 6.6 \times 10^{16} \frac{Z^2}{n^{9/2}} \left( 10.87 \times \frac{Z^3 E_H}{n^4 E_1} \right)^{2n-3/2} \times \exp \left( -\frac{2Z^3 E_H}{3n^3 E_1} \right) (\text{s}^{-1}), \quad (2)$$

式中  $Z$  是电离时和电子作用的等效电荷数,  $E_H = 5.14 \times 10^9 \text{ V/cm}$  为原子内部的电场强度,  $E_1$  是激光场强,  $n = Z/\sqrt{E_0(\text{eV})/13.6}$  为离子的有效主量子数,其中  $E_0$  是原子的离化能.假定电子在  $t_0$  时由原子(或离子)释放,其初始速度与原子的初速度相当,可以忽略.受激光场后续作用,电子横向动量满足

$$\mathbf{P}_\perp - e\mathbf{A}_\perp/c = -e\mathbf{A}_\perp(t_0)/c, \quad (3)$$

式中  $\mathbf{A}_\perp$  为激光横向矢势.激光脉冲经过之后,电子得到横向速度:  $\mathbf{V}_\perp = -e\mathbf{A}_\perp(t_0)/\gamma mc$ ,  $\gamma$  为相对

论因子.因此气体原子电离后得到的离化电流为

$$\mathbf{J}_\perp(t) = \int \frac{e^2 \mathbf{A}_\perp}{mc\gamma} dn_e, \quad (4)$$

$\perp$  表示横向方向.对于具体的激光场,上述方程可进行数值求解.对于原子的高阶电离,需要将对应方程(1),(4)的高阶电离产生的电子密度和电流分别进行求和,以获得总的电子密度及其形成的电流.

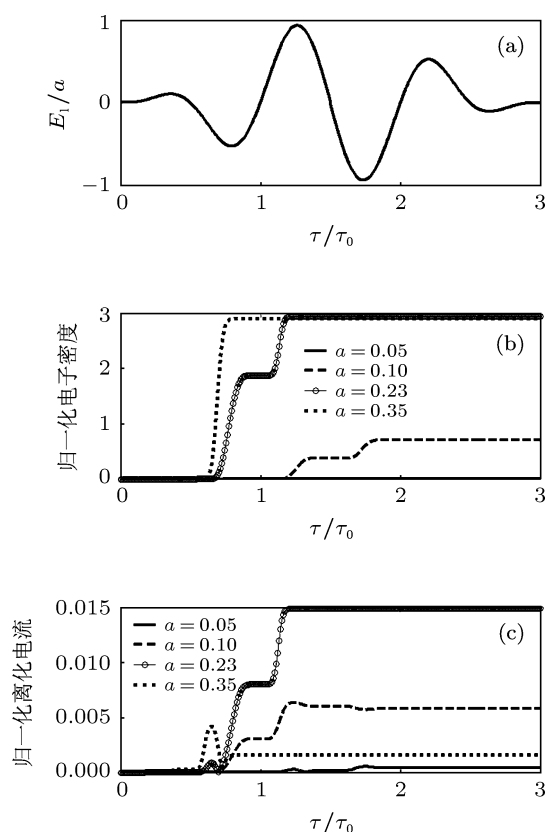


图1 激光脉冲形状(a)以及不同激光振幅下产生的通过光电离产生的电子密度(b)和离化电流(c).这里激光脉冲为  $\tau = 3\tau_0$ , 载波相位  $\varphi_0 = 0^\circ$

下面我们针对少周期入射激光脉冲作用下的电离电流进行计算.假定入射激光是线偏振的,激光脉冲的电场为  $E_1 = a \sin^2(\tau/\tau_0) \sin(\omega_0\tau + \varphi_0)$ , 其中  $\tau = t - x/c$ ,  $\tau_0, \omega_0, \varphi_0$  分别是传播坐标,激光脉宽(归一化到入射光振荡周期  $2\pi/\omega_0$ ),载波频率,以及载波位相,  $a$  是归一化到  $m\omega_0 c/e$  的激光振幅,它与激光强度的关系是  $I = a^2 \times 1.37 \times 10^{18} (\mu\text{m}/\lambda)^2 \text{ W/cm}^2$ .利用离化电流模型,可以得到电子密度和离化电流随激光脉冲传播的产生过程.图1给出了不同入射激光振幅下产生的电子密度和离化电流随时间的变化.在模拟中我们采用  $a = 0.05, 0.1, 0.23$  和  $0.35$ , 脉冲宽度  $\tau_0 = 3$ , 载波位相  $\varphi_0 = 0^\circ$ .虽然激光脉冲是线性增加,并且

电子密度在光强足够大时全部电离, 但是其离化电流并不是线性增加. 图 2 给出离化电流随激光振幅的变化. 载波位相取  $\varphi_0 = 0^\circ$  和  $90^\circ$ , 在  $\varphi_0$  取其他值时, 具有类似的趋势. 可以看出, 在一开始随着激光振幅增大, 离化电流也增大. 对于  $\varphi_0 = 0^\circ$ , 当振幅大到  $a > 0.1$ , 离化电流开始减小. 在  $a = 0.23$  附近, 离化电流趋向于零. 随着  $a$  继续增大, 离化电流又开始上升. 这些变化归因于电离出来的电子具有不同的横向初速度. 譬如 He 气在电场达到一定阈值时产生部分一阶电离, 并产生一定方向的离化电流. 当电场改变方向, 同时场强达到更大值时, 产生一部分一阶电离、并同时产生部分二阶电离. 此时产生的离化电流与之前产生的离化电流方向相反, 由此可能产生相消的结果. 这可以解释为何在  $a = 0.23$  附近, 离化电流趋向于零. 对于  $\varphi_0 = 90^\circ$ , 离化电流峰值以及离化电流为最小值对应的电场值, 与  $\varphi_0 = 0^\circ$  相比也是不一样的.

在获得了离化电流后, 从麦克斯韦方程可以得到相应的波动方程, 这在文献 [12] 中已有详细推导. 波动方程左侧出现的电流项, 是整个辐射的来源, 由于离化的非连续性和电子横向速度远小于光速  $c$ , 采用一维近似, 可以对波动方程进行化简得到电场的解为

$$E(t, x) \approx -\frac{J_{y0}l_0}{c\epsilon_0\sqrt{\omega_p t}} \cos\left(\omega_p t - \frac{\pi}{4}\right), \quad (5)$$

式中  $J_{y0}$  为离化电流,  $l_0$  为气体纵向分布长度,  $\omega_p^2 = n_e e^2 / m\epsilon_0$  是等离子本征频率. 取适当的气体原子和合适的密度, 则得到的等离子频率会位于 THz 频段, 从而离化电流可以辐射出 THz 波. 从上述方程可以看出, 辐射的 THz 振幅正比于离化电流. 离化电流的大小直接决定了辐射的电磁波振幅的大小, 因此需要采用合适的激光参数条件来得到较大的离化电流. 考虑到在 ADK 离化模型中, 不同的原子有不同的离化势能, 在相同激光场内其离化率有很大不同, 因此原子种类对这种辐射也有影响. 选取合适的气体原子能够以较小的光强得到较强的辐射. 另一方面, 对于均匀分布的一段气体, 离化电流产生的辐射主要出现在气体与真空界面附近, 边界对该辐射有重要影响, 气体长度对辐射影响较小. 这一点在后面的 PIC 模拟结果中得到验证. 而不均匀分布的气体, 其产生的辐射可能不仅仅是由于在气体真空界面附近的电流. 取决于密度分布的形式, 在不均匀等离子体中, 甚至在远离这个界面

的离化电流也可能辐射到真空中. 在下面我们将通过带光场离化的 PIC 程序模拟光场离化电流产生的 THz 辐射.

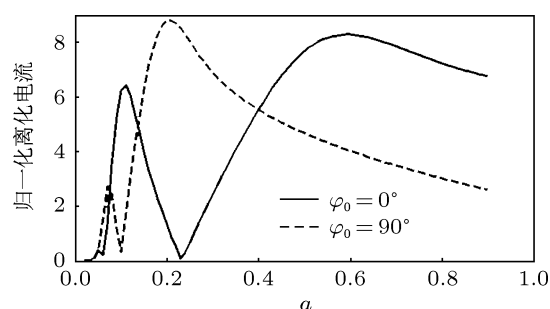


图 2 离化电流随少周期激光脉冲振幅的变化, 载波相位分别为  $0^\circ$  和  $90^\circ$

### 3 等离子体密度与激光脉冲参数对 THz 辐射的影响

#### 3.1 等离子体密度分布对 THz 辐射的影响

采用一维粒子模拟 K LAP 1D 对上述过程进行数值模拟. 这里采用 He 气, 密度为  $0.0005n_c$ , 其中  $n_c = 4\pi^2 m\epsilon_0 c^2 / (\lambda^2 e^2)$  为对应入射激光的等离子体临界密度, 其中  $\lambda$  为入射激光波长. 如果激光波长  $\lambda = 1 \mu\text{m}$ , 上述气体密度在完全二阶电离后对应的电子等离子体频率是  $f = 9.5 \text{ THz}$ . 气体分布有两种情况: 一种为长度为  $20\lambda$  的均匀分布气体, 一种是长度为  $20\lambda$  的有梯度分布的非均匀气体, 梯度长度为  $30\lambda$ , 如图 3 所示. 入射的激光脉冲是线偏振的, 激光脉冲的电场形式与上一节给出的形式一样, 而且 PIC 模拟中也采用与上一节计算相同的 3 个激光周期.

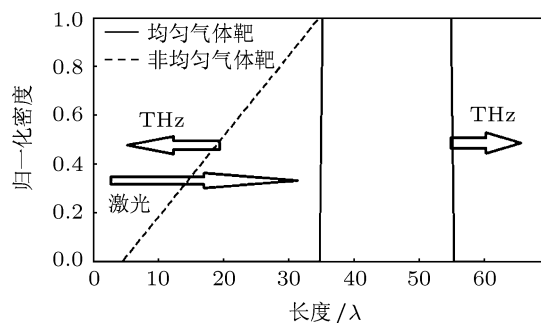


图 3 气体靶密度分布示意图 (其中一种是密度均匀分布的气体, 另一种是密度梯形分布的气体)

离化电流产生的 THz 辐射, 在真空与气体界面两侧可以观测到前向辐射和后向辐射. 在 PIC 模

拟中激光振幅  $a = 0.2$ , 载波位相取  $\varphi_0 = 0^\circ$ . 得到的结果如图 4 和图 5. 图 4 为向前传播的激光脉冲 (a) 和前向辐射产生的 THz 波时域图 (b) 及对应的 THz 波频谱图 (c). 在前向辐射中激光脉冲和 THz 脉冲混和在一起, 由于激光场强远大于 THz 场强, 在图 4(a) 中, 激光场把 THz 场淹没并难以看出 THz 时域波形. 图 4(b) 是选取激光脉冲之后的时间窗口得到的 THz 波时域波形的一部分. 由于二者频率分别位于光频段和 THz 频段, 因此从频谱曲线可得到 THz 的频域图. 经过频谱变换, 得到的 THz 频谱如图 4(c) 所示. 从中可以看出其频谱的峰值位置在 10 THz 附近, 接近等离子体振荡频率. 但辐射具有很宽的频谱, 可以延伸到 60 THz. 模拟发现当光强为  $\sim 5.5 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$  时可以得到场强高达几十 MV/cm 的 THz 波.

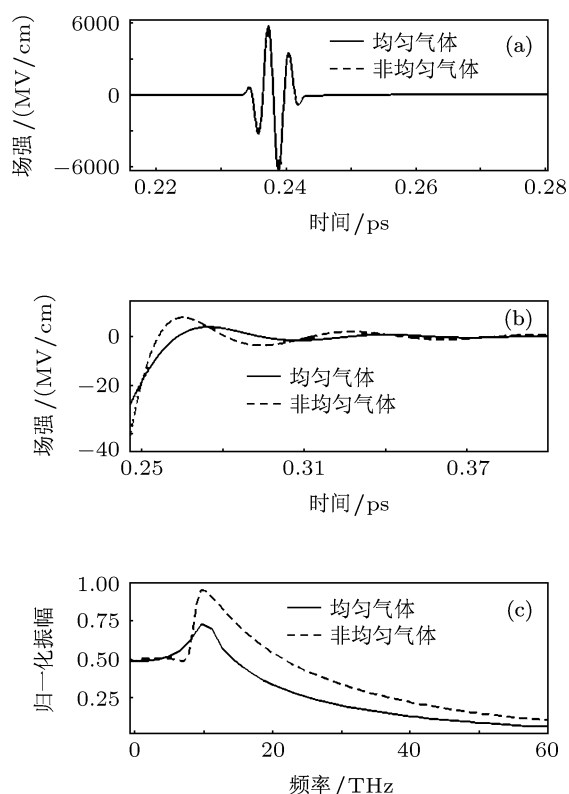


图 4 激光与均匀气体和非均匀气体靶作用产生的前向辐射的 THz 波形图 (a) 为穿过等离子体后的激光脉冲, 激光穿过在均匀分布气体和非均匀分布气体后二者几乎是一致的, 因此二者很难分辨出来; (b) 为把激光脉冲时间窗口变长, 在激光脉冲之后得到的 THz 波脉冲的一部分; (c) 为与 (b) 对应的 THz 波频谱

对于后向 THz 辐射, THz 脉冲和激光脉冲方向不同, 因此 PIC 模拟可得到 THz 时域波形. 图 5 为后向辐射的 THz 波的时域波形图 (a) 和频谱图 (b). 可以看出后向辐射与前向辐射虽然在峰值场强上

相当, 但在波形、频谱上都有很大不同. 离化电流主要在等离子体的边界上产生, 而激光脉冲在通过等离子体前后时光场发生微小变化, 因此导致产生的离化电流不同, 因而前向和后向辐射的 THz 脉冲有所不同, 并且它们的频谱有所差异. 均匀密度分布气体和非均匀密度分布气体产生的辐射也有不同, 这是因为在非均匀气体中, 密度梯度分布使得离化电流不同, 因而辐射略有不同. 在气体有一定梯度分布的情况下, 离化电流的产生受到电子不均匀分布的影响, 在不同位置产生的离化电流都可以从等离子体内辐射 THz 波到真空中去, 辐射的 THz 波会有较多的振荡, 因而辐射的脉宽较长, 其频域图也更光滑; 同时非均匀分布气体的电子数目没有均匀分布气体的电子数目多, 离化电流较小, 因而产生的辐射振幅较小.

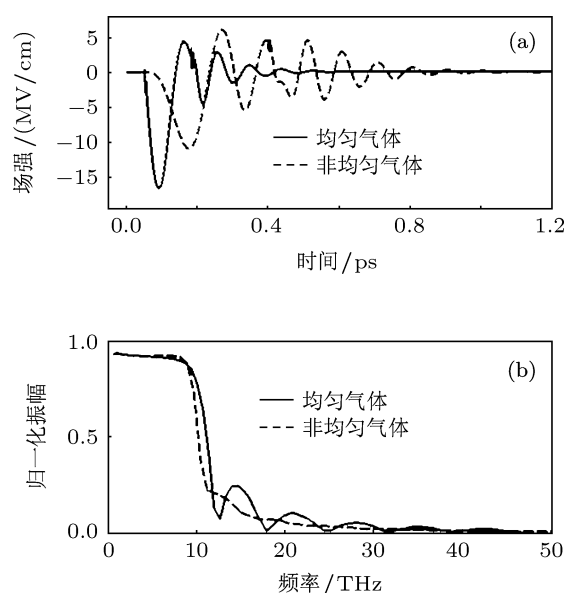


图 5 在激光脉冲入射到气体靶后产生的后向辐射 THz 波的时域图和频域图 (入射激光条件与图 4 相同) (a) 为时域波形; (b) 为频谱分布

### 3.2 激光脉冲参数对 THz 辐射的影响

在下面我们将通过 PIC 模拟, 结合第 2 节的电流模型, 研究少周期激光脉冲的强度和相位对 THz 辐射的影响. 首先通过 PIC 模拟, 研究辐射随激光场强的变化. 如图 6 所示, 辐射的 THz 波场强并不是随着场强的增加而单调增加, 而是出现两个峰值. 按照第 2 节的模拟, 电子从原子中被电离出来后的横向动量取决于其在少周期激光脉冲中的加速, 依赖激光场大小和它被释放的时刻, 因此得到的净电

流不再是激光场的单调函数,从而导致 THz 辐射不是激光的单调函数. 这个结果定性上与图 2 类似. 但是图 6 并没有出现与图 2 那样的离化电流接近为零的情况,因此离化模型给出的离化电流与 PIC 模拟给出的 THz 辐射振幅不能定量对应起来,特别是在激光振幅比较大时,两者的偏差比较大. 其确切的原因目前并不清楚. 需要指出的是在第 2 节的电流模型是不自恰的模型,在计算中并没有引入离化产生的自由电子对激光传播的影响,以及激光的传播过程对离化电流形成的影响,并且没有考虑在激光较强的时候激光磁场分量引起的横向电流的改变以及激光有质动力对离化电流的影响.

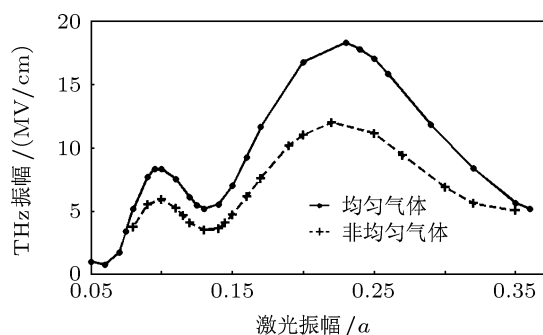


图 6 在密度为  $n = 0.0005n_c$  的 He 气体中, 改变入射激光场振幅, 得到 THz 波振幅与激光场振幅的关系 (入射激光的相位取  $0^\circ$ )

前面基于 PIC 的数值模拟验证了少周期脉冲激光与气体作用产生的 THz 波辐射. 少周期激光脉冲所携带的相位信息, 使得 THz 辐射成为相位的周期性函数. 下面我们具体探讨其载波位相与 THz 辐射振幅的关系. 图 7 是辐射的 THz 波场强与激光相位的关系. PIC 模拟和光电流模型理论都表明, THz 辐射以及光电离电流是载波位相的周期性函数. 用 PIC 模拟均匀分布和非均匀分布的气体在相同光强下变化相似, 并且与光电流模型符合较好. 对于不同强度的入射激光 ( $a = 0.1, a = 0.2$ ), 离化电流大小不同, 辐射的 THz 波也有不同, 因而二者

曲线存在微小差异.

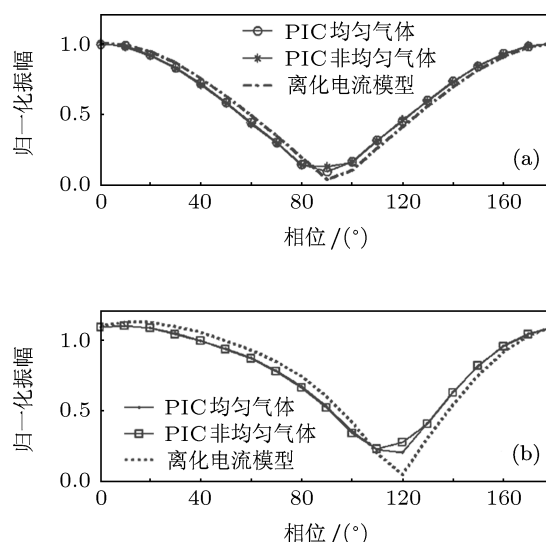


图 7 均匀分布的气体和 非均匀分布的气体在不同的激光场强下, 辐射场强与脉冲相位的周期性关系. 图中对 PIC 模拟的结果和离化电流模型的结果进行比较, 并分别选择了两种激光场强 (a) 0.1; (b) 0.2 (其他参数和图 2 所用相同)

## 4 结论

激光对气体原子的离化, 可以产生微观离化电流, 这种离化电流可以辐射 THz 波. 当激光脉冲为少周期脉冲时会产生较大的净电流, 从而可以辐射很强的 THz 脉冲. 通过离化电流的理论模型和一维 PIC 模拟, 发现 THz 辐射与激光场强成非单调关系. 同时离化电流的理论模型发现该电流是激光脉冲相位的周期函数, 这得到一维 PIC 模拟的验证. 上述研究表明, 离化电流模型能够定性描述激光场与气体等离子体作用产生的 THz 辐射, 而定量描述需要借助自恰的 PIC 模拟. 对该离化电流机理的研究表明, 采用光强为  $\sim 5.5 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$  的少周期激光脉冲可以得到场强在几十 MV/cm 量级的 THz 波脉冲.

[1] Hamster H, Sullivan A, Gordon A 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 2725  
 [2] Cook D J, Hochstrasser R M 2000 *Opt. Lett.* **25** 1210  
 [3] Bartel T, Gaal P, Reimann K, Woerner M, Elsasesser T 2005 *Opt. Lett.* **30** 2805  
 [4] Amico C D, Houard A, Franco M, Prade B, Mysyrowicz A 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 235002  
 [5] Kress M, Loffler T, Eden S, Thomson M, Roskos H 2005 *Opt. Lett.*

**29** 1120  
 [6] Wang W M, Sheng Z M, Wu H C, Chen M, Li C, Zhang J, Mima K 2008 *Opt. Express* **16** 16999  
 [7] Hu Q L, Liu S B, Li W 2008 *Chin. Phys. B* **17** 1050  
 [8] Houard A, Liu Y, Prade A, Mysyrowicz A 2008 *Opt. Lett.* **33** 1195  
 [9] Xie X, Dai J M, Zhang X C 2008 *Phys. Rev. Lett.* **96** 075005  
 [10] Wu H C, Meyer-ter-Vehn J, Sheng Z M 2008 *New J. Phys.* **10**

- 043001
- [11] Kim K, Glowina J, Taylor A G, Rodriguez 2007 *Opt. Express* **16** 4577
- [12] Chen M, Pukhov A, Peng X Y, Willi O 2008 *Phys. Rev. E* **78** 046406
- [13] Du H W, Chen M, Sheng Z M, Zhang J 2011 *Laser Part. Beams* **29** 447
- [14] Chen M, Sheng Z M, Zhang J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 0337 (in Chinese) [陈民, 盛政明, 张杰 2006 物理学报 **55** 0337]
- [15] Penetrante B, Bardsley J 1991 *Phys. Rev. E* **43** 3100
- [16] Walsh T, Ilkov F, Decker J, Chin S L 1994 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **27** 3767
- [17] Augst S, Strickland D, Meyerhofer D, Chen S L, Eberly J 1989 *Phys. Rev. Lett.* **63** 2212

## Ionization currents and terahertz emission from the interaction of few-cycle laser pulses with gas targets\*

Du Hai-Wei<sup>1)</sup> Chen Min<sup>2)</sup> Zhang Kai-Yun<sup>1)</sup> Sheng Zheng-Ming<sup>1)†</sup> Zhang Jie<sup>1)</sup>

1) (*Key Laboratory for Laser Plasmas (Ministry of Education) and Department of Physics, Shanghai Jiaotong University, Shanghai 200240, China*)

2) (*Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, CA 94720, USA*)

(Received 1 December 2011; revised manuscript received 21 February 2012)

### Abstract

Based on a theoretical model and numerical simulations, the ionization currents and subsequent terahertz (THz) emission induced by the interaction of a few-cycle laser pulses with He gas targets are studied. It is shown that owing to the large transverse current generated by field ionization with few-cycle laser pulses, strong THz emission can be generated. The change of the carrier phase of the few-cycle laser pulses leads to the variation of the ionization currents. Correspondingly, the THz emission amplitude shows the characteristic as a periodic function of the carrier phase, which is also confirmed by one-dimensional particle-in-cell simulations. For a given carrier phase, the THz emission amplitude is not proportional to the laser amplitude. It shows at least two peaks at certain laser amplitudes. When the gas density profile is not uniform, the emission amplitude has a similar dependence on laser amplitude and carrier envelope phase, but the THz pulse duration and spectrum are quite different.

**Keywords:** ionization current, THz emission, particle-in-cell simulation

**PACS:** 42.50.Hz, 42.65.Re, 84.40.-x

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10935002, 11075105), and the National Basic Research Program of China (Grant No. 2009GB105002).

† E-mail: zmsheng@sjtu.edu.cn