

基于光场离化电流机制产生强太赫兹辐射的参数优化研究*

张铠云¹⁾ 杜海伟¹⁾ 陈民²⁾ 盛政明^{1)†}

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, 美国加州 94720)

(2012年1月14日收到; 2012年2月13日收到修改稿)

基于超短激光脉冲与气体作用通过光场离化电流产生太赫兹 (THz) 辐射的模型, 研究了用双色激光脉冲的方法产生强 THz 辐射的优化参数条件. 数值计算表明, 导致 THz 辐射产生的离化电流主要是由一阶电离过程产生的, 高阶离化对该电流产生的贡献很小. 通过调节基频光与倍频光的配比、相位差都能增大离化电流, 从而可以提高 THz 辐射振幅. 将激光波长拓展到中红外波段, 也有利于提高离化电流. 此外, 改变作用气体的种类也能改变离化电流. 在激光和密度参数相等的情况下, 在氦气中可以产生高于氮气中 2 倍左右的离化电流.

关键词: 太赫兹辐射, 离化电流, 双色激光脉冲

PACS: 07.57.Hm, 42.65.Re, 52.80.Tn

1 引言

太赫兹 (THz) 辐射是介于可见光和微波之间的特指频率在 0.1 至 10 THz 的电磁辐射. 凝聚态物质的声子频率、大分子的振动和转动频率在 THz 波段有很多特征指纹谱, 含有非常丰富的物理和化学信息. 与 X 射线相比, THz 辐射的光子能量很低, 因此对人体和生物等样品几乎没有损伤. 与其他电磁波段的辐射相比, 可以很容易地产生少周期甚至半周期的宽带 THz 脉冲, 可以开展时域频谱分析. 因此一般认为 THz 辐射在 THz 成像、材料探测、医疗、通讯、物质特性操控等领域具有广泛的潜在应用价值^[1,2]. 大量的应用都需要高功率的 THz 辐射源. 目前产生高功率 THz 源的方法包括借助传统电子加速器的同步辐射、渡越辐射、自由电子激光、相对论真空电子器件等^[3-7]. 另一方面, 随着强激光技术的发展, 人们提出了多种以超短激光脉冲来产生强 THz 辐射的方法. 其中一种是采用

相对论超短强激光产生的超短电子束, 通过渡越辐射、瞬态表面电流辐射、Smith-Purcell 效应等产生的辐射^[8-10]; 另一种方法是利用超短激光脉冲与气体或者低密度等离子体作用, 通过产生瞬态横向电流或者多波相互作用非线性等方式来产生 THz 辐射^[11,12]. 关于这种产生方式, 目前大量的工作是围绕强激光在空气中传输时产生的 THz 辐射. Cook 和 Hochstrasser^[13] 最早在实验上发现采用由基频光和倍频光组成的双色光在空气一起传播时会产生极强的 THz 辐射, 他们采用光整流的模型来解释这个实验. 随后有大量的实验工作证实这个现象^[14-16], 并且一个基于四波混频的理论也被提出了解释部分实验现象. 另一种方法是采用少周期激光脉冲与气体相互作用^[17,18], 相应产生的 THz 辐射与载波位相有关. Kress 等^[16] 用这种机制来测量少周期激光脉冲的载波相位.

与此同时, 人们发现光电离产生的瞬态电流模型可以解释上述双色激光脉冲的实验, 以及少周期激光脉冲产生的 THz 辐射现象^[17-19], 其中 Wu

* 国家自然科学基金 (批准号: 11075105, 11121504) 资助的课题.

† E-mail: zmscheng@sjtu.edu.cn

等^[18]提出了三步电离模型. 在该模型中激光首先将原子气体部分电离, 形成部分电离的等离子体; 其次电离产生的自由电子一开始的动量为零, 但由于它处在激光场中, 因此一旦激光传走后电子从激光场获得剩余的横向动量, 该动量大小与电离时所处的激光场大小有关; 第三, 所有电子的运动叠加后产生一定的瞬态横向电流, 在背景离子的作用下形成横向电子等离子体振荡, 类似一种电偶极振荡; 最后在等离子体边界以等离子体振荡频率辐射到真空中. 采用包含电离过程的粒子模拟方法证实了这个辐射模型. Chen 等^[20]在此基础上提出了一个激光场电离的离化电流以及由该电流产生辐射的模型, 该模型与粒子模拟符合较好. 对于用双色激光或少周期激光脉冲的方法产生 THz 辐射, 与实验相比理论和数值的研究相对来说还较少. 为了提高 THz 辐射的产生效率, 需要进一步研究包括气体靶 (特别是气体的种类) 以及激光的参数 (包括激光的强度、波长) 对 THz 辐射产生的影响, 以此提出优化的参数条件.

在本文中, 我们以文献 [20] 的离化电流模型为基础, 研究激光的强度、波长、气体的种类对双色激光场产生的离化电流的影响. 由于通过双色激光脉冲方式产生强 THz 辐射对激光参数的要求比较低, 在实验上比较容易实现, 因此本文的数值计算除了有助于加深对双色激光产生离化电流机制的认识, 对相关实验研究也具有一定的指导意义.

2 离化电流产生的理论模型

当超短激光脉冲与气体介质作用时, 首先使气体电离, 然后新产生的电子开始响应激光场. 与一般等离子体中的电子不同, 这些新产生的自由电子在激光脉冲通过以后可以保留一定的横向动量, 由此产生一个净横向电流. 假定激光传播方向是沿着 x 轴, 激光的偏振方向是沿着 y 轴, 按照文献 [18,20] 的模型, 其横向电流可以写成

$$j_y = \sum_{v_y} -en_{v_y}v_y, \quad (1)$$

其中 e 为电子电量, n_{v_y} 是速度为 v_y 的电子的密度. 电子密度 n_e 和电子的速度 v 遵循以下方程^[20]:

$$\frac{dn_e}{dt} = \sum_i \omega_i n_i - \beta_{\text{recom}} n_e^2 - \beta_{\text{attach}} n_e n_{\text{gas}}^2, \quad (2)$$

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{e}{m} \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c} \right) - v_e \mathbf{v}, \quad (3)$$

其中 n_i 和 ω_i 分别代表 i 阶离子的密度和电离率, n_{gas} 表示未电离的气体密度, $\beta_{\text{recom}} n_e^2$ 和 $\beta_{\text{attach}} n_e n_{\text{gas}}^2$ 代表了与气体分子再结合、附着的影响. 采用 Ammosov-Delone-Krainov (ADK) 隧穿离化模型来计算离化率^[21,22]

$$\omega_i = 6.6 \times 10^{16} \frac{Z^2}{n_{\text{eff}}^{4.5}} \times \left[10.87 \frac{Z^3 E_H}{n_{\text{eff}}^4 E_{\text{opt}}} \right]^{2n_{\text{eff}}-1.5} \times \exp \left[-\frac{2}{3} \frac{Z^3 E_H}{n_{\text{eff}}^3 E_{\text{opt}}} \right] (\text{s}^{-1}), \quad (4)$$

其中 $E_H = 5.14 \times 10^9 \text{ V/cm}$ 是氢原子的电场, E_{opt} 是激光脉冲的电场, Z 是电离的原子的带电量, $n_{\text{eff}} = Z/\sqrt{E_{\text{ion}}(\text{eV})/13.6}$ 是离子的有效的主量子数, E_{ion} 是以 eV 为单位的离化势能. 因为电子再结合、附着的时间远远大于电离化后产生 THz 辐射的时间^[20], 我们将其在理论模型中忽略. 在本文情况下电子-离子的碰撞频率 $v_e = 10^{12} \text{ s}^{-1}$, 碰撞时间远远大于最大的激光脉冲长度 150 fs. 另一方面我们只对第一个周期的 THz 辐射 (小于 200 fs) 感兴趣, 因为它是最强的. 所以碰撞效应可以被忽略. 由于我们处理的激光强度通常低于 10^{17} W/cm^2 , 因此可以忽略电子运动的非线性项 $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ ^[20]. 一旦得到离化电流, 可以由麦克斯韦方程计算产生的辐射. 按照 Chen 等^[20]的一维模型, 在远离电离区域产生的 THz 辐射的振幅正比于离化电流的振幅

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

其中 j_{y0} 和 l_0 ($\ll c/\omega_p$) 分别是离化电流振幅和离化电流层厚度, 辐射的频率是电子等离子体频率 ω_p , 其中 $\omega_p^2 = n_e e^2 / \epsilon_0 m$. 在以下的讨论中, 主要通过数值求解方程 (1)–(4) 来研究不同的激光参数和气体条件下通过双色激光脉冲产生的等离子体电流.

3 激光参数对 THz 产生的影响

假设双色激光脉冲的电场具有如下形式:

$$a(t) = a_1 \sin^2(\pi t/T) \sin(2\pi t + \phi_1) + a_2 \sin^2(\pi t/T) \sin(4\pi t + \phi_2), \quad (6)$$

其中 a_1 和 a_2 分别是归一化的基频和二次谐波的电场振幅, 它们都被归一化到 $m\omega c/e$, 其中 m, e, ω ,

c 分别为电子静止质量、电子电荷、入射基频激光频率以及真空中光速. a_1 和 a_2 与激光强度的关系是 $I = a^2 \times 1.37 \times 10^{18} (\mu\text{m}/\lambda)^2 \text{ W/cm}^2$, 这里 λ 是基频光的波长, 单位为 μm , T 是激光脉冲的脉宽, ϕ_1, ϕ_2 是基频光和倍频光的相位. 在计算中假设基频和倍频脉冲长度是 30 个周期, 基频光的波长是 $0.8 \mu\text{m}$, 所用气体为氦气或者氮气. 假定所用气体密度与长度的乘积足够小, 可以在电离模型中不考虑电离过程产生的能量损耗. 譬如将 1 cm

长度的密度为 $10^{18}/\text{cm}^3$ 的氮气层一阶电离 (电离能 14.5 eV), 所需能量是 2.32 J/cm^2 . 如果采用归一化的波长为 $0.8 \mu\text{m}$, 脉宽有 30 个光周期, 激光归一化电场振幅为 0.1 的激光脉冲, 电离上述氮气只需使用其中的 0.3% 的能量. 在下面的计算中假设基频和倍频脉冲宽度都是 30 个基频光周期.

图 1 给出了在光脉冲作用下, 在气体中给定位置的离化电流产生过程, 其中 $a_1 = 0.07, a_2 = 0.01, T = 30, \phi_1 = \phi_2 = 0, \tau$ 为基频光的周期, 所用气体

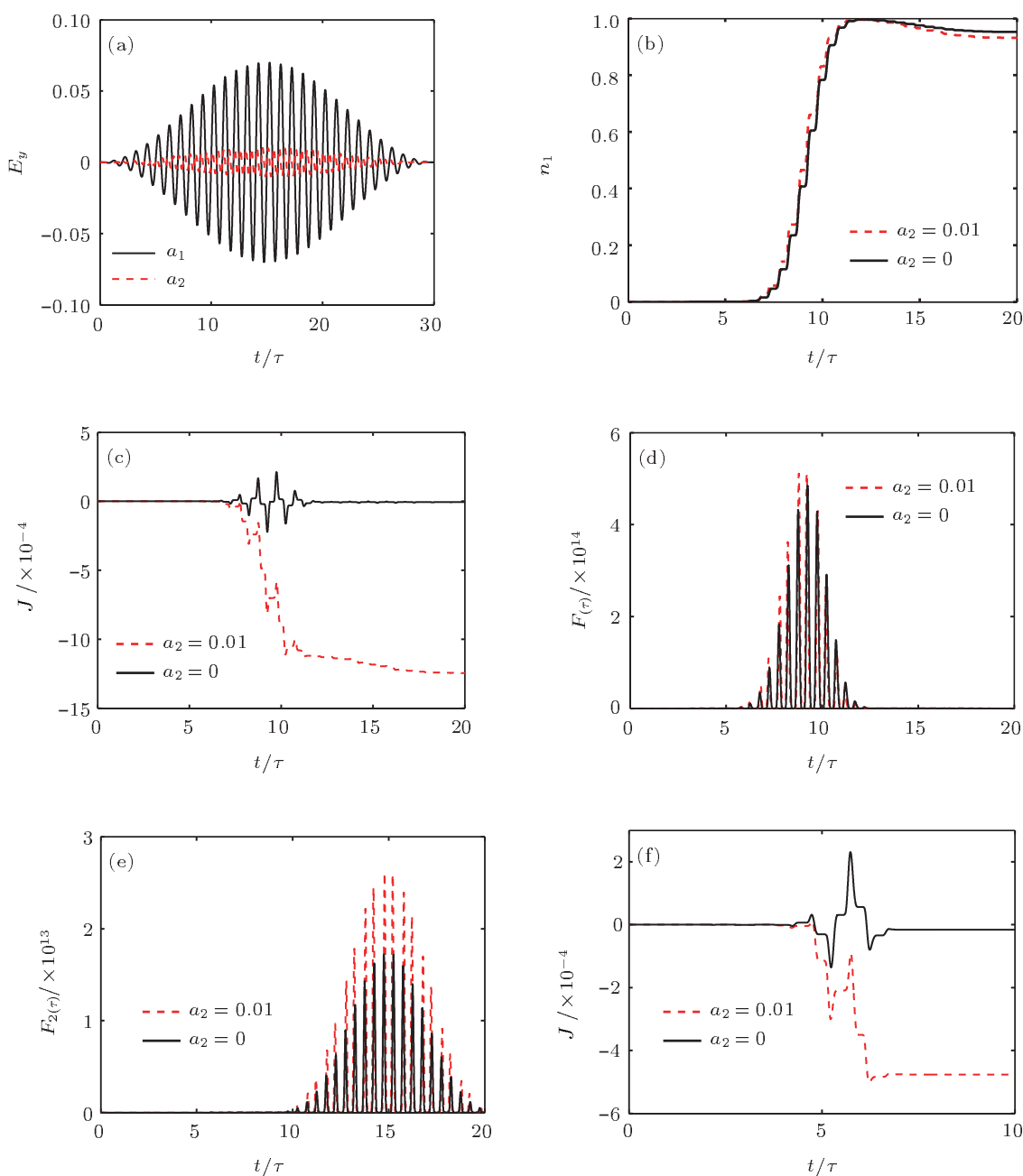


图 1 (a) 双色激光脉冲的电场分布; (b) 氦气中的一阶离化密度; (c) 氦气中总的离化电流; (d) 氦气中一阶电离率; (e) 氦气中二阶电离率; (f) 双色光在氦气中产生的总离化电流. 激光脉宽为 30 个基频激光周期, 基频激光波长为 $0.8 \mu\text{m}$

为氦气. 上述激光对应的强度 $I\lambda^2 = 6.7 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$. 图 1(a) 为双色激光电场 E_y 的时间包络, 这里 E_y 归一化到 $m_e\omega c/e$, 图 1(b) 表示一阶电离离子的密度 n_1 随时间的变化曲线, n_1 归一化到初始气体密度 n_0 . 图 1 表明在激光脉冲到达峰值之前, 所有原子已经全部一阶电离. 随着激光强度的进一步提高, 二阶电离出现, 相应的一阶离子密度开始减小. 如果令倍频激光的振幅 $a_2 = 0$, 一阶电离密度有不大的变化. 图 1(c) 表示离化电流 J 随时间的变化曲线, 离化电流 J 归一化 en_0c . 当倍频激光的振幅 $a_2 = 0$ 时, 在完成一阶电离后, 离化电流最后变为零; 但是当倍频激光的振幅 $a_2 = 0.01$ 时, 离化电流随着一阶电离过程的发展而不断增加. 当一阶电离过程完成后电离电流几乎不再增加.

图 1(d) 和 (e) 分别表示一阶和二阶离化率 F_1, F_2 随时间的变化曲线, 可以看出二阶离化只有在 $a_1 > 0.05$ 时才比较大. 一阶离化过程发生在 7—12 个激光周期之间, 对应图 1(c). 离化电流的产生也主要在这段时间, 二阶电离过程对离化电流的贡献极小. 图 1(f) 给出了双色或者单色激光与氦气作用产生的离化电流随时间变化, 其他参数与图 1(c) 相同. 与图 1(c) 对应的氦气情况类似, 只有当 $a_2 = 0.01$ 时产生了较强的离化电流, 而当 $a_2 = 0$, 产生的电流几乎为零. 并且只有一阶离化过程可以产生离化电流, 在较高场区域产生二阶离化电流相互抵消, 可以被忽略. 一旦产生该电流, 就可以在等离子体气体界面以一定的频率辐射出去. 下面研究激光参数对离化电流产生的影响, 特别是产生更强离化电流的条件, 以便为实验上产生更强的 THz 辐射提供参考.

3.1 双色光相位差对 THz 产生的影响

上面的计算假定双色激光的初始相位都为 0. 在实验中, 由于等离子体和空气都是色散介质, 不同频率的激光在离化的空气中传输时, 其相对相位会随传播距离发生变化. 所以在下面的研究中, 我们考虑基频光与倍频光的相位差对离化电流产生的影响. 图 2 给出了随相位差变化产生的离化电流变化. 在计算中令 $\phi_1 = 0$, 将倍频光相位 ϕ_2 在 0° — 360° 之间变化. 由图 2 可以看出, 离化电流在相位差为 $\phi = \phi_2 - \phi_1 = 0^\circ$ 或 180° 左右时最大 (符号相反), 在 90° 或 270° 附近时最小. 在后者

条件下, 电子一阶离化过程与单一激光类似, 即在正负电场中呈现对称性, 产生的电流被相互抵消. 由于采用的激光脉宽 $T = 30$, 双色激光的载波位相本身对上述计算影响不大, 即采用不同的 ϕ_1 值, 得到的结果没有变化. 上述计算与文献 [23] 的粒子模拟结果也是一致的.

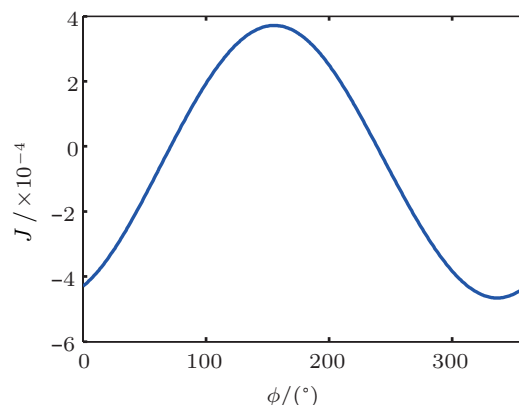


图 2 离化电流随双色激光脉冲位相差的变化, 其中双色光的电场峰值为 $a_1 = 0.07, a_2 = 0.01$, 基频激光波长 $0.8 \mu\text{m}$

3.2 入射激光振幅对 THz 辐射的影响

为了提高 THz 的辐射功率和强度, 人们自然会考虑采用更高的入射激光强度. 在过去几年里, 一些研究发现在不同能量下 THz 辐射具有不同的定标关系. 在一定的范围内, 在较低入射激光能量下 THz 辐射的振幅正比于入射激光能量的三次方, 在较高入射能量下 THz 振幅正比于入射激光能量, 在两者之间是正比于激光能量的平方^[14]. 我们在更宽的激光强度范围研究了基频和倍频光振幅对 THz 辐射产生的影响. 图 3 表示固定基频光或倍频光的振幅、得到的峰值离化电流 J_{max} 随倍频光振幅 a_2 或基频光振幅 a_1 的变化. 如图 3(a) 所示, 固定 $a_2 = 0.01$, 对于逐渐增大的 a_1 , 得到的峰值离化电流先快速增大到最大值, 随后出现饱和, 并随着基频激光振幅的增大而缓慢减小. 如果固定 $a_1 = 0.07$ 但改变 a_2 , 图 3(b) 表明离化电流初始时与 a_2 呈正比关系, 然后曲线变平缓, 出现饱和现象. 上述图 3(a) 和 (b) 表明, 在相同激光条件下, 采用氦气与氦气可以得到不同的离化电流, 并且在相同的电离密度下, 在氦气中得到的最大离化电流为在氦气中的两倍左右. 这是因为它们的核外电子电离所需要的能量不同. 氦气的第一电离能是 14.5 eV , 氦气的第一电离能是 24.6 eV . 由于离化

电流主要是由一阶电离过程造成的, 而离化产生的自由电子的速度与产生离化时所处的电场大小有关. 因此在相同的密度条件下, 最大离化电流几乎正比于第一电离能的值.

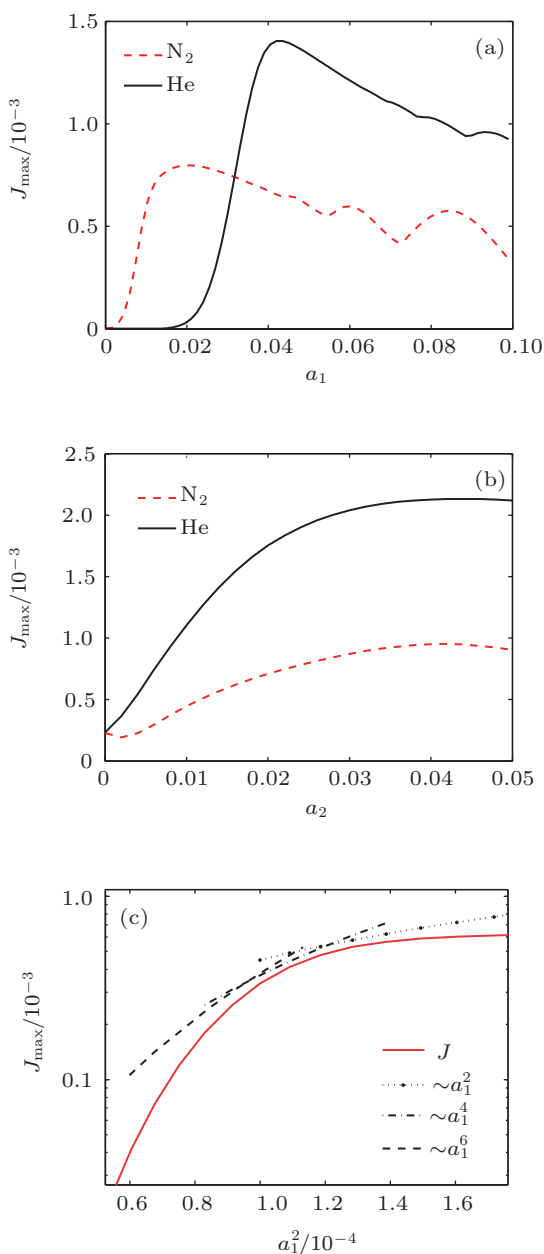


图3 (a) 固定倍频光振幅 $a_2 = 0.01$ 时, 离化电流随基频光振幅的变化; (b) 固定基频光振幅 $a_1 = 0.07$ 时, 离化电流与倍频光振幅的关系; (c) 当倍频光与基频光振幅满足 $a_2 = 0.45a_1$ 时离化电流随 a_1 的平方的变化, 所用气体为氮气, 离化电流 J_{\max} 归一化到 en_0c

在另一组研究中, 我们同时改变基频光和倍频光的振幅, $a_2 = 0.45a_1$, 即假定入射激光穿过倍频

晶体后约有 10% 的倍频光转换效率. 图 3(c) 给出了离化电流随激光振幅平方的变化曲线, 它表明在不同光强下, 离化电流随入射激光能量不存在单一的定标关系. 在较低的激光能量下, 离化电流与入射能量的高阶幂指数成正比, 在较高的能量下, 它过渡到与入射激光能量的一次方成正比, 并在最后随入射能量进一步增加趋向饱和.

3.3 入射激光波长对 THz 产生的影响

在实验室通常采用 $0.8 \mu\text{m}$ 激光来产生 THz 辐射. 随着中红外激光技术的发展, 人们已经在实验室产生波长达到几个 μm 的高功率超短激光脉冲, 有报道用这种激光与气体作用可以产生更高阶的气体高次谐波等 [24–27]. 与此同时, 人们提出用中红外激光与半导体作用产生 THz 辐射 [28,29]. 本文用光场离化电流模型研究激光波长对 THz 辐射产生的影响. 图 4 表示离化电流随入射激光波长的变化曲线. 其中图 4(a), (c), (e) 是固定入射激光的脉宽为相应波长 30 个激光周期的情况, 图 4(b), (d), (f) 是固定入射激光脉宽为对应 $1 \mu\text{m}$ 波长的 30 个周期的情况. 结果表明, 对于给定的激光电场振幅 (即固定的 $I\lambda^2$ 值), 随着激光波长的增大, 离化电流的振幅普遍增大, 并且基本上随激光波长呈线性关系. 当保持脉宽绝对值不变时, 图 4(b), (d), (f) 表明离化电流随波长变化还伴随有一定的振荡. 这体现出在固定激光脉宽下双色激光场产生的离化电流与激光场整体分布的依赖关系. 当基频光与倍频光的配比不同时, 线性或振荡程度不同.

图 5 比较了 $a_1 = 0.07$, 激光波长为 $3 \mu\text{m}$ 和 $1 \mu\text{m}$ 的情况下, 离化电流随倍频光强度变化的关系曲线. 由图 5 可知, 波长 $3 \mu\text{m}$ 时离化电流最大值比在波长为 $1 \mu\text{m}$ 的情况下提高了一倍多. 当 $a_2 > 0.04$ 后, 离化电流都出现了饱和现象, 与前面的结果类似. 另外, 近期文献 [27] 报道了采用粒子模拟方法研究在单一中红外激光脉冲作用下 THz 辐射的产生, 表明 THz 辐射振幅随光强的变化也呈现振荡变化, 并且在光强达到一定幅度出现饱和的现象, 与本文图 4 和图 5 具有一定的相似性.

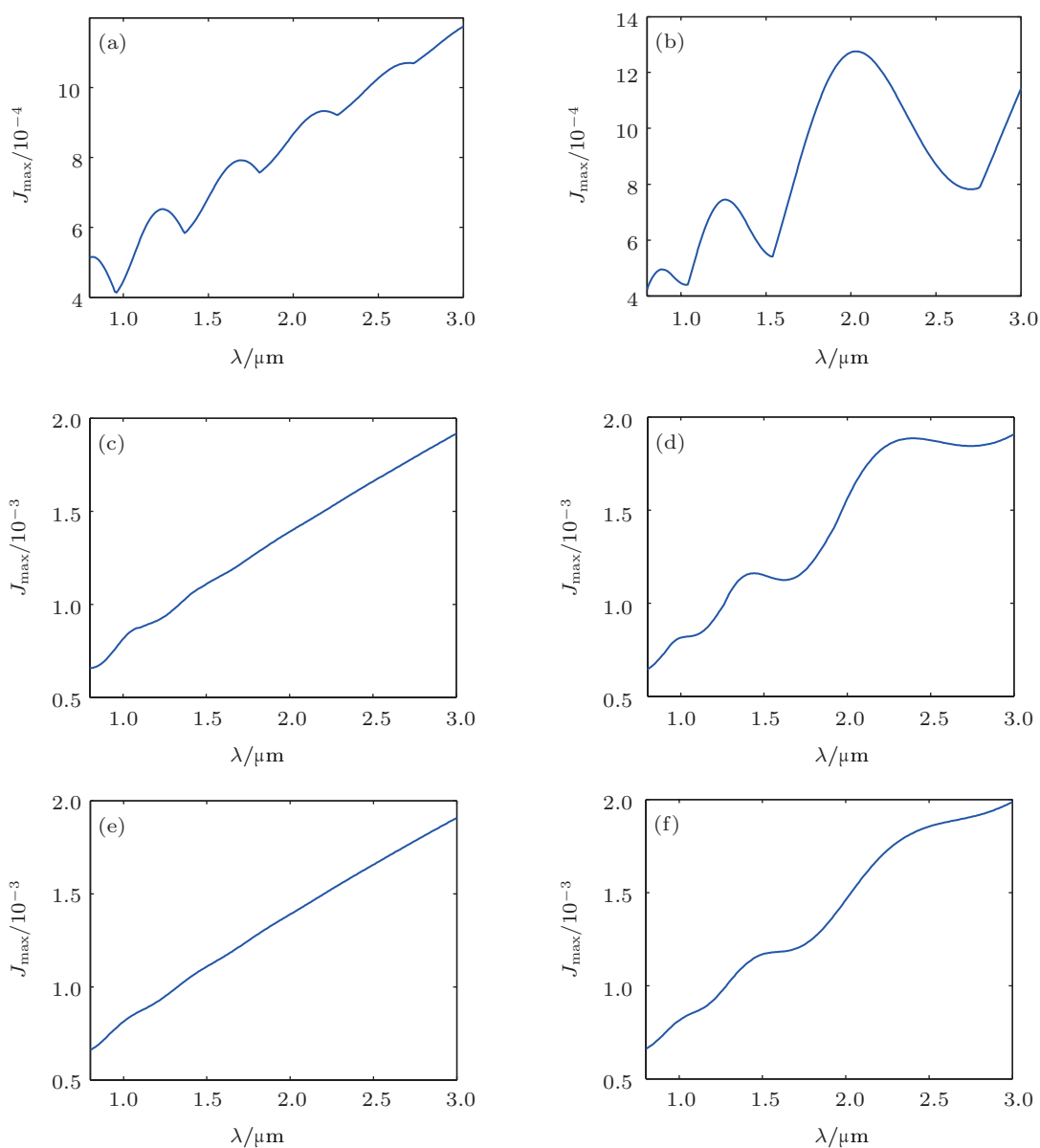


图4 离化电流随激光波长的变化情况 (a), (c), (e) 固定入射激光的脉宽为 30 个相应波长的激光周期, 相应激光振幅峰值为 (a) $a_1 = 0.07, a_2 = 0.01$, (c) $a_1 = 0.06, a_2 = 0.02$, (e) $a_1 = 0.04, a_2 = 0.04$; (b), (d), (f) 固定入射激光脉宽为对应 $1 \mu\text{m}$ 波长的 30 个周期, 相应激光振幅峰值为 (b) $a_1 = 0.07, a_2 = 0.01$, (d) $a_1 = 0.06, a_2 = 0.02$, (f) $a_1 = 0.04, a_2 = 0.04$

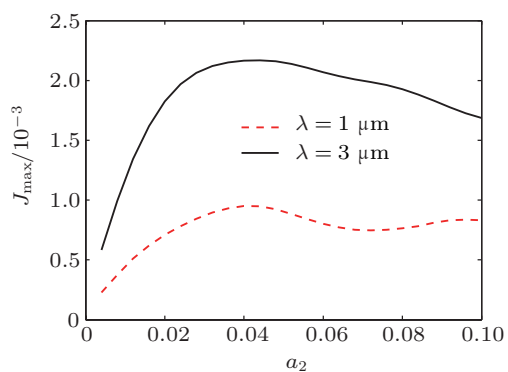


图5 波长为 $3 \mu\text{m}$ 与 $1 \mu\text{m}$ 的情况下离化电流与倍频光振幅变化关系的比较, 其中 $a_1 = 0.07$

3.4 直流偏置电场对 THz 辐射产生的影响

除了采用双色激光以及少周期激光与气体作用产生 THz 辐射外, 也有很多实验报道用一个外加直流偏置电压来提高 THz 辐射的振幅 [30-32]. 很多实验表明, 产生的 THz 辐射电场振幅与外加电压成正比 [33], 与通过光电导开关产生 THz 辐射类似 [34]. Wang 等 [35] 通过粒子模拟研究了外加直接电场作用于一个等离子体薄层时, 在等离子体与真空界面产生的电磁辐射, 该辐射的频率与电子等离子体频率相当. 下面我们采用与前面同样的模型, 探

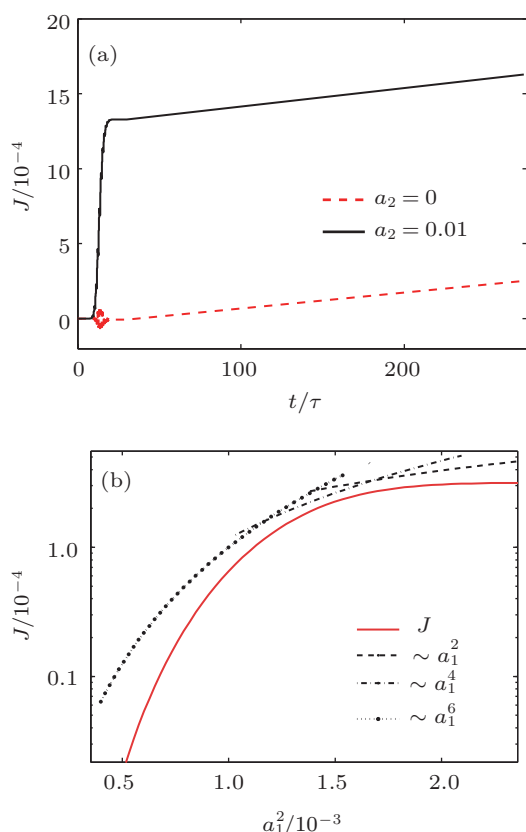


图 6 (a) 在氦气中加 30 kV 的偏置电压, 同时在振幅为 $a_1 = 0.04$ 的基频激光作用下, 离化电流随时间的演化; (b) 在氦气中加 30 kV 偏置电压, 同时在单一基频激光作用下 ($a_2 = 0$), 离化电流随基频激光振幅 a_1 平方的变化关系

论在激光场与外加直流电场同时作用下的等离子体电流产生. 图 6(a) 给出了振幅为 $a_1 = 0.04$ 的基频激光作用于氦气, 同时在外加 30 kV 的偏置电压下, 产生的离化电流随时间的演化. 如果没有倍频激光场存在, 产生的电流主要是由光场离化产生的自由电子在外加偏置场的作用下产生. 该电流随着作用时间的增大而增大, 直到粒子间的碰撞效应阻止其进一步增大. 如果存在倍频激光场, 离化电流包含两部分, 一部分是双色光作用产生, 另一部分是外加偏置场作用下产生. 图 6(a) 给出的是外加偏

置场的方向与双色激光场的方向一致, 并且产生的电流是同向的情况. 如果两者产生的电流方向相反, 总电流是两者相减. 在这种情况下, 偏置电场起减弱 THz 辐射产生的作用. 另一种情况是外加偏置场的方向与双色激光场的方向垂直, 这种情况可以导致椭圆偏振 THz 辐射的产生.

图 6(b) 给出了在氦气中加 30 kV 偏置电压, 同时在单一基频激光作用下 ($a_2 = 0$ 时) 离化电流随基频激光振幅 a_1 平方的变化关系. 在这种情况下, 光离化产生的自由电子数量直接决定了产生的离化电流大小. 从中可以看出, 在入射激光能量较低时, THz 波的振幅正比于入射激光能量的三次方, 在入射激光能量较高时 THz 振幅趋向于饱和. 这里需要指出的是, 在本模型计算中只考虑了通过隧穿离化过程产生的自由电子. 如果考虑到其他多光子离化过程, 在低入射激光能量区的电流值会比图 6(b) 给出的结果有所提高.

4 结论

本文以光场离化电流模型为基础, 研究了激光的相位、振幅、波长、气体的种类对双色激光场产生的离化电流的影响. 该电流的值直接决定了产生的 THz 辐射的强弱. 当双色激光的相位差为 0° 或 180° 时, 离化电流达到最大, 相应的 THz 辐射振幅也最大. 随着入射激光振幅的提高, 离化电流随激光强度的变化经历了从正比于激光强度的高阶幂指数到趋向于饱和的转换. 在较大的激光强度下, 采用具有较高电离能的气体原子可以产生更高的离化电流. 数值模拟也发现在同样的归一化激光电场条件下 (即同样的 $I\lambda^2$ 值条件下), 离化电离与入射激光波长近似成正比关系. 此外, 如果双色激光脉冲与外加偏置电场同时作用于气体靶, 产生的 THz 辐射不仅与该偏置电场的大小有关, 也与其方向有关.

- | | |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| [1] Ferguson B, Zhang X C 2002 <i>Nature Mater.</i> 1 26 | Schade U, Wüstefeld G 2003 <i>Phys. Rev. Lett.</i> 90 094801 |
| [2] Chen H T, Padilla W J, Zide J M O, Gossard A C, Taylor A J, Averitt R D 2006 <i>Nature</i> 444 597 | [5] Sung C, Tochitsky S Y, Reiche S, Rosenzweig J B, Pellegrini C, Joshi C 2006 <i>Phys. Rev. ST Accel. Beams</i> 9 120703 |
| [3] Carr G L, Martin M C, McKinney W R, Jordan K, Neil G R, Williams G P 2002 <i>Nature</i> 420 153 | [6] Hu M, Zhang Y X, Yan Y, Zhong R B, Liu S G 2009 <i>Chin. Phys. B</i> 18 3877 |
| [4] Abo-Bakr M, Feikes J, Holladack K, Kuske P, Peatman W B, | [7] Liu S G, Yuan X S, Liu D W, Yan Y, Zhang Y X, Li H F, Zhong R |

- B 2007 *Phys. Plasmas* **14** 103114
- [8] Leemans W P, Geddes C G R, Faure J, Tóth C, Tilborg J V, Schroeder C B, Esarey E, Fubiani G, Auerbach D, Marcellis B, Carnahan M A, Kaindl R A, Byrd J, Martin M C 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 074802
- [9] Li C, Zhou M L, Ding W J, Du F, Liu F, Li Y T, Wang W M, Sheng Z M, Ma J L, Chen L M, Lu X, Dong Q L, Wang Z H, Lou Z, Shi S C, Wei Z Y, Zhang J 2011 *Phys. Rev. E* **84** 036405
- [10] Jin Z, Chen Z L, Zhuo H B, Kon A, Nakatsutsumi M, Wang H B, Zhang B H, Gu Y Q, Wu Y C, Zhu B, Wang L, Yu M Y, Sheng Z M, Kodama R 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 265003
- [11] Wu H C, Sheng Z M, Zhang J 2008 *Phys. Rev. E* **77** 046405
- [12] Sprangle P, Penano J R, Hafizi B, Kapetanacos C A 2004 *Phys. Rev. E* **69** 066415
- [13] Cook D J, Hochstrasser R M 2000 *Opt. Lett.* **25** 1210
- [14] Thomson M D, Kress M, Loeffler T, Roskos H G 2007 *Laser Photon. Rev.* **1** 349
- [15] Zhang Y, Chen Y, Marceau C, Liu W, Sun Z D, Xu S, Théberge F, Châteauneuf M, Dubois J, Chin S L 2008 *Opt. Express* **16** 15483
- [16] Kress M, Löffler T, Thomson M D, Dörner R, Gimpel H, Zrost K, Ergler T, Moshhammer R, Morgner U, Ullrich J, Roskos H G 2006 *Nat. Phys.* **2** 327
- [17] Kim K Y, Glowonia J H, Taylor A J, Rodriguez G 2007 *Opt. Express* **15** 4577
- [18] Wu H C, Meyer-terVehn J, Sheng Z M 2008 *New J. Phys.* **10** 043001
- [19] Zhou Z Y, Zhang D W, Zhao Z X, Yuan J M 2009 *Phys. Rev. A* **79** 063413
- [20] Chen M, Pukhov A, Peng X Y, Willi O 2008 *Phys. Rev. E* **78** 046406
- [21] Penetrante B M, Bardsley J N 1991 *Phys. Rev. A* **43** 3100
- [22] Kemp A J, Pfund R E W, Meyer-ter-Vehn J 2004 *Phys. Plasmas* **11** 5648
- [23] Du H W, Chen M, Sheng Z M, Zhang J 2011 *Laser Part. Beams* **29** 447
- [24] Frolov M V, Manakov N L, Sarantseva T S, Emelin M Y, Ryabikin M Y, Starace A F 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 243901
- [25] Gingras G, Tripathi A, Witzel B 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 173001
- [26] Quan W, Lin Z, Wu M, Kang H, Liu H, Liu X, Chen J, Liu J, He X T, Chen S G, Xiong H, Guo L, Xu H, Fu Y, Cheng Y, Xu Z Z 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 093001
- [27] Wang W M, Kawata S, Sheng Z M, Li Y T, Chen L M, Qian L J, Zhang J 2011 *Opt. Lett.* **14** 2608
- [28] Sun H Q, Zhao G Z, Zhang C L, Yang G Z 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 790 (in Chinese) [孙红起, 赵国忠, 张存林, 杨国桢 2008 物理学报 **57** 790]
- [29] Qi C C, Ouyang Z B 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 090704 (in Chinese) [祁春超, 欧阳征标 2011 物理学报 **60** 090704]
- [30] Löffler T, Jacob F, Roskos H G 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 453
- [31] Houard A, Liu Y, Prade B, Tikhonchuk V T, Mysyrowicz A 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 255006
- [32] Sun W F, Zhou Y S, Wang X K, Zhang Y 2008 *Opt. Express* **16** 16573
- [33] Chen Y, Wang T, Marceau C, Théberge F, Châteauneuf M, Dubois J, Kosareva O, Chin S L 2009 *Appl. Phys. Lett.* **95** 101101
- [34] Jia W L, Shi W, Ji W L, Ma D M 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 3845 (in Chinese) [贾婉丽, 施卫, 纪卫莉, 马德明 2007 物理学报 **56** 3845]
- [35] Wang W M, Sheng Z M, Dong X G, Du H W, Li Y T, Zhang J 2010 *J. Appl. Phys.* **107** 023113

Studies on the optimization of terahertz emission based on the field ionization current model*

Zhang Kai-Yun¹⁾ Du Hai-Wei¹⁾ Chen Min²⁾ Sheng Zheng-Ming^{1)†}

1) (*Key Laboratory of Laser Plasma of the Education Ministry, Department of Physics, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China*)

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

(Received 14 January 2012; revised manuscript received 13 February 2012)

Abstract

Based on the theoretical model of field ionization current for terahertz (THz) emission in laser-gas interaction, the parameter optimization for strong THz emission via the two-color laser scheme is explored. It is found from numerical calculation that the ionization current is due mainly to the first-order ionization process and the contribution from high-order ionization is ignorable. In order to produce stronger THz emission, the ionization current can be enhanced by adjusting the amplitude ratio between the fundamental and its second harmonic laser pulses as well as their relative phase difference. The ionization current can also be increased by use of laser pulses at mid-infrared and by changing the gas species. Under the same laser pulse and gas density conditions, the ionization current from the Helium gas is almost twice that from the Neon gas.

Keywords: terahertz emission, ionization currents, two-color laser pulses

PACS: 07.57.Hm, 42.65.Re, 52.80.Tn

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11075105, 11121504).

† E-mail: zmsheng@sjtu.edu.cn