

文章编号: 1005-5630(2022)06-0052-08

DOI: 10.3969/j.issn.1005-5630.2022.006.008

双色激光场下太赫兹辐射能量的调控研究

龚先超, 高明强

(上海理工大学 光电信息与计算机工程学院, 上海 200093)

摘要: 提升太赫兹 (THz) 脉冲产生能量一直是近些年超快光学的研究热点之一。基于双色激光在空气中拉丝产生 THz 波的数值模型, 在隧穿电离范围内, 详细分析了双色激光场产生 THz 波的最佳参数组合以及其产生变化的物理机理, 用于得到最强的 THz 波辐射能量。双色激光场组合的电场具有不对称性, 其引起的快速振荡有利于电子的加速过程, 进而产生更大电子数密度以及在沿拉丝距离形成了更强的累积净电流。当电子密度和净电流增加时, 使得单点 THz 辐射更强, 拉丝各点辐射的 THz 波相干叠加, 于是在远场得到了更强的 THz 波能量。这些研究结果为不同激光产生条件下增强 THz 波辐射能量提供了详尽的参数分析及理论依据, 重点研究了不同寻常波长组合及不同相对相对对激光拉丝产生太赫兹波的影响, 对后续大幅增强 THz 辐射效率具有重要意义。

关键词: THz 波; 双色激光场; 电子密度; 波长

中图分类号: O 437 **文献标志码:** A

Study on the regulation of terahertz radiation energy in two-color laser field

GONG Xianchao, GAO Mingqiang

(School of Optical Electrical and Computer Engineering, University of Shanghai for Science and Technology Shanghai 200093, China)

Abstract: Increasing the energy of terahertz pulses has been one of the research hotspots of ultrafast optics in recent years. In this paper, based on the numerical model of terahertz wave generated by two-color laser plasma filament in air, in the range of tunneling ionization, we analyze in detail the optimal parameter combination of terahertz wave generated by two-color laser field and the physical mechanism of its change, so as to obtain the strongest terahertz wave radiation energy. We analyze its physical mechanism. The electric field of the combination of two-color laser fields is asymmetric, and the rapid oscillation enhances the acceleration process of electrons, resulting in larger electron number density and stronger cumulative net current along the plasma filament. When the electron density and net current increase, the single point terahertz radiation is stronger, and the terahertz waves radiated at each point of plasma filament are coherently superimposed, so a stronger terahertz wave energy is obtained in the far field. These research results

收稿日期: 2022-03-04

作者简介: 龚先超 (1997—), 男, 硕士研究生, 研究方向为太赫兹技术。Email: G10631319@163.com

通信作者: 高明强 (1980—), 男, 讲师, 研究方向为大数据仿真及 COCC 智能优化技术。Email: 18823496@qq.com

provide a detailed parameter analysis and theoretical basis for enhancing the radiation energy of THz wave under different laser generation conditions, and focus on the influence of unusual wavelength combination and different relative phases on the generation of terahertz wave by laser wire drawing, which is of great significance for greatly enhancing the radiation efficiency of THz in the future.

Keywords: terahertz wave; two color laser field; electron density; wavelength

引 言

太赫兹 (terahertz, THz) 波有着许多独特优势, 比如非电离性、透过性强、分辨率高等特点^[1], 在生物检测、安全检查、重金属探测、信息传输^[2-5]等领域都有着巨大的应用潜力, 所以研究开发更高强度的可调控的 THz 发射源就显得十分重要, 于是研究人员对 THz 技术进行了广泛而深入的研究。目前产生 THz 辐射的方法主要有光整流效应法^[6-7]、光电导天线法^[8-9]、空气等离子体法^[11-13]、电子加速器法^[10]等。相比于其他方法, 飞秒激光激发空气等离子体法产生的 THz 脉冲强度更高, 频谱更宽, 并且不会因介质损伤阈值而受限, 同时还可以有效降低在 THz 辐射长距离传播时的强介质吸收^[14-20]。目前, 空气等离子体产生 THz 波的研究在泵浦激光强度、激光相对相位、双色激光波长等方面取得了显著的进展。

本文基于双色激光在空气中拉丝产生 THz 波的数值模型, 在隧穿电离范围内, 详细分析了双色激光场产生 THz 波的最佳参数组合以及其产生变化的物理机理, 以用于得到最强的 THz 辐射能量。研究的物理机理是双色激光场组合的电场具有不对称性, 其引起的快速振荡有利于电子的加速过程, 进而产生更强电子数密度以及在沿拉丝距离上形成了更强的累积净电流。当电子密度和净电流增加时, 使得单点 THz 辐射更强, 拉丝各点辐射的 THz 波相干叠加, 于是在远场得到了更强的 THz 能量。

1 物理模型

随着激光强度的不断加强, 激光电场效应

逐渐增强, 大大超过电子所受原子核的库仑作用, 因此当高强度激光与原子或分子相互作用时, 会有一系列光学现象产生, 比如多光子电离 (MPI)、阈上电离 (ATI)、隧穿电离 (TI)、越垒电离 (OBTI) 以及高次谐波的产生 (HHG) 等。首先, 介绍一个很重要的绝热参数, 它用来确定电离的具体类型, 在 20 世纪 60 年代 Keldysh 在分析强激光场中原子的隧穿电离理论时引入了该参数, 所以称为 Keldysh 参数^[21]。它的具体数值表现为隧穿时间与外电场周期之比, 或电场频率与电子隧穿频率之比, 用 γ 表示。

当电子的隧穿时间大于激光周期时, 电子发生隧穿势垒的概率很小, 这时 Keldysh 参数 $\gamma > 1$, 主要的电离类型是多光子电离 (MPI); 当激光周期大于电子的隧穿时间时, 激光场强度很高但频率很低, 此时库仑势会扭曲, 势垒被压低, 电子会通过隧穿的方式越过势垒并发生电离, 即隧穿电离 (TI), 此时, Keldysh 参数 $\gamma < 1$; 当激光光强进一步增大, 势垒会进一步被压低, 并且变窄, 激光周期远远大于电子的隧穿时间, 电子可以直接越过势垒而成为自由电子, 即越垒电离 (OTBI), 此时 Keldysh 参数 $\gamma \ll 1$ ^[21]。

探求不同激光脉冲能量激发空气等离子体产生 THz 波的变化, 通过理论计算, 对于脉冲半高全宽 FWHM = 30 fs 的激光, 多光子电离和隧穿电离的临界值大约在 10 μJ 左右, 此时 $\gamma \approx 1$ 。当继续增大激光脉冲能量, 发现 γ 值越来越小, 当激光脉冲能量为 30 μJ 时, $\gamma = 0.61$, 可视作隧穿电离。用 ADK 理论^[22-24]处理原子的隧穿电离问题, 该模型可表示为

$$W_{\text{ADK}}(t) = \frac{\alpha_{\text{ADK}}}{[\widehat{E}_l(t)]^{2n-1}} \exp\left[-\frac{\beta_{\text{ADK}}}{\widehat{E}_l(t)}\right] \quad (1)$$

式中: $\widehat{E}_l(t) = |E_l(t)/E_a|$ 代表原子单位的电场, $E_a =$

$\kappa^3 m^2 e^5 / \hbar^4 \approx 5.14 \cdot 10^{11} \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$; $\alpha_{\text{ADK}} = \omega_{\text{ion}} |C_n|^2 \cdot (4\sqrt{2}r_a^{3/2})^{2n-1}$, $\omega_{\text{ion}} = U_{\text{ion}}/\hbar$, $r_a = U_{\text{ion}}/U_a$ 为电离势能, $U_a = \kappa^2 m e^4 / \hbar^2 \approx 27.2114 \text{ eV}$, $|C_n|^2 = 2^{2n} \{n\Gamma(n)\Gamma(n+1)\}^{-1}$; $\beta_{\text{ADK}} = (4\sqrt{2}/3)r_a^{3/2}$ 。

将激光激发空气产生的拉丝描述为轴对称的几何形状, 并基于二维模型来简化结果。首先引入了一个圆柱坐标系, 其中 z 轴是激光光束的传播轴, r 轴是径向坐标, 坐标原点对应于拉丝的几何中点。

假设双色激光是线偏振的且相互平行, 模拟两个激光场, 对应于基频场以及倍频激光场。假设激光场为高斯短脉冲, 相干叠加的双色激光电场表示为

$$\begin{aligned} E_1(t) &= E_1 \exp\left(-\frac{t^2}{T_1^2}\right) \cos(\omega t) + \\ E_2 \exp\left(-\frac{t^2}{T_2^2}\right) &\cos(2\omega t' + \theta_2) \end{aligned} \quad (2)$$

式中: E_1 和 E_2 分别为基频电场和倍频电场的振幅; T_1 和 T_2 分别为基频电场和倍频电场的脉宽; ω 和 2ω 分别为基频脉冲和倍频脉冲的中心波长所对应的角频率; θ_2 为基频电场与倍频电场的相对相位。激光空气等离子体的产生过程可用 ADK 模型描述, 时刻 t 产生的电子密度 $N_e(t)$ 的数值可表述为

$$dN_e(t) = W_{\text{ADK}}(t) [N_g - N_e(t)] dt \quad (3)$$

式中 N_g 为气体介质密度, 气体分子被电离后, 电子的整体运动在外部激光场的驱动下形成瞬态电流 $J(t)$, 同时引起 THz 辐射, $J(t)$ 可表述为

$$\frac{dJ(t)}{dt} = \frac{e}{m_e} N_e(t) E_1(t) - \nu_e J(t) \quad (4)$$

式中: ν_e 为电子碰撞频率; e 为元电荷; m_e 为电子质量; 瞬态电流 $J(t)$ 与 THz 辐射的关系为 $E_{\text{THz}} \propto dJ/dt$, 对 dJ/dt 进行傅里叶变换及滤波以获得 THz 辐射的频域谱, 再次进行逆傅里叶变换可获得 THz 辐射的时域波形。

在远场得到的 THz 辐射信号可视为光纤各点处产生的瞬态电流辐射出 THz 信号的相干叠加, 忽略光纤各点产生的瞬态电流之间的相互影响。实际上, 沿光纤各点产生的 THz 辐射并不相同, 主要原因是激光沿光纤向前传输时, 双色

激光场之间的相对相位会改变, 可描述为

$$\theta_2(z) = \theta_2(z_0) + k_\omega \int_{z_0}^z [n_\omega(z') - n_{2\omega}(z')] dz' \quad (5)$$

式中: k_ω 为 ω 的波数; n_ω 、 $n_{2\omega}$ 分别为 ω 、 2ω 的折射率。因此, 计算远场中的总 THz 辐射能量, 还要考虑光纤各点产生 THz 波的差异, 另外, 还要考虑各点辐射 THz 波的相对相位及其在光纤内传输的衰减效应。假设 THz 波在光纤内部从 $P_0(z_0, r_0)$ 传播至 $P_1(z_1, r_1)$, 其相位的变化可表述为

$$\begin{aligned} \varphi(\omega_{\text{THz}}, p_1) &= \varphi(\omega_{\text{THz}}, p_0) + \\ &\int_{z_0}^{z_1} \frac{k_{\text{THz}} n_{\text{THz}}(\omega_{\text{THz}}, z, r)}{\cos \phi} dz \end{aligned} \quad (6)$$

式中: k_{THz} 为 THz 波的波数; $n_{\text{THz}}(\omega_{\text{THz}}, z, r) = \sqrt{1 - \omega_p^2(z, r) / \omega_{\text{THz}}^2}$ 为 THz 波在光纤中的折射率; $\omega_p = \sqrt{e^2 N_e / m_e \epsilon_0}$ 为等离子体频率, 此处假设光纤中电子密度分布为 $N_e(r) \sim \cos^2(\pi r / 2r_p)$, r_p 为光纤半径。式(6)中 $\cos \phi$ 的产生是因为 THz 波的波矢不平行于 z 轴, 而是以一个角度 ϕ 传播。

通过计算损耗因子来考虑 THz 信号的衰减, 它适用于等离子体频率以上的所有频率, $\omega_{\text{THz}} > \omega_p$ ^[15]。等离子体中高于等离子体频率的波的特征衰减距离为 $L_a(\omega_{\text{THz}}, z, r) \approx 2c(\omega_{\text{THz}}^2 + \nu_e^2) / (\omega_p^2 \nu_e)$ 。 $D'(z) = D(z) \cos \phi$ 为近轴传播距离 $D(z)$ 在光轴上的投影, 因等离子体的屏蔽效应, THz 波无法传播振荡频率高于自身频率的等离子体。THz 波^[15] 在光纤内部的衰减可描述为

$$K(\omega_{\text{THz}}, z) = \begin{cases} \exp\left[\int_0^{D'(z)} -\frac{D'(z)-z}{L_a(\omega_{\text{THz}}, z, r) \cos \phi} dz\right], & \omega_{\text{THz}} \geq \omega_p \\ 0, & \omega_{\text{THz}} < \omega_p \end{cases} \quad (7)$$

综上所述, 远场 THz $E_{\text{THz}}^{\text{Far}}$ 可描述为

$$E_{\text{THz}}^{\text{Far}}(\omega_{\text{THz}}) = \int^{\text{filament}} E_{\text{THz}}(\omega_{\text{THz}}, z) K(\omega_{\text{THz}}, z) \times \exp[j\varphi(\omega_{\text{THz}}, z)] dz \quad (8)$$

2 仿真结果与讨论

首先, 研究了双色场下不同激光光源波长

对 THz 波产生过程的调控作用, 其中分别改变两束泵浦光的波长及激光脉冲能量。在隧穿电离机制占主导的范围内, 以双色激光拉丝($\omega+2\omega$)为例, 不同双色激光脉冲能量比、拉丝长度及半径等因素对仿真结果有影响, 在此设初始双色激光脉冲能量为 10 μJ , 其中基频脉冲 λ_1 与倍频脉冲 λ_2 的能量比固定为 0.4, 拉丝长度为 12 mm, 拉丝半径为 100 μm , 环境初始气体密度 $N_g=1\times 10^{16}\text{ cm}^{-3}$, 对基频光波长进行调制。当激光脉冲能量为 14 μJ 时, THz 辐射总能量随泵浦光波长变化的模拟计算结果如图 1 所示, 双色激光场下, 基频泵浦光波长从 800 nm 逐渐增加到 3000 nm, 倍频光从 400 nm 逐步增加, 并小于基频泵浦光, 保持泵浦光能量比不变, 当两束光比值接近 2:1 时, 可以得到较强的 THz 辐射能量。该结果直接证明了双色激光场中更长波长可以增强 THz 辐射能量。

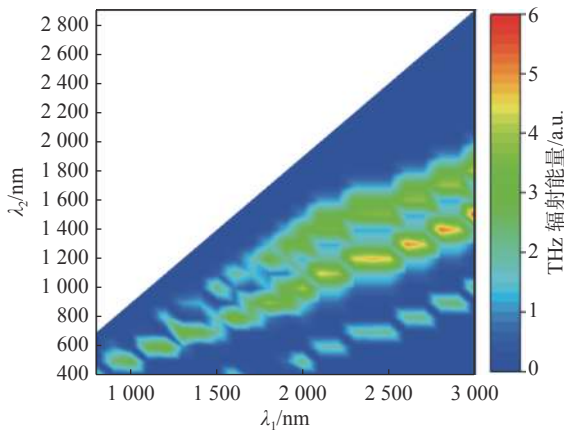


图 1 双色激光场生 THz 辐射能量随双色激光波长的变化

Fig. 1 Variation of terahertz energy generated by two-color laser field with two-color laser wavelength

激光电场快速振荡时, 被电离的气体介质会释放电子, 电子在后续激光场的驱动下会加速运动, 在这个过程中电子整体运动形成瞬态电流, 辐射出 THz 波。当激光脉冲宽度不变时, 随着激光波长的增加, 气体介质完全电离所需要的激光周期数变少, 尤其是当激光波长相当长时, 气体介质能够在激光场半个周期内完全发生电离。电子在激光场中整体的加速时间也会增加, 电子在相同时间内获得的动能也随之增加, 从而形成了强净电流并辐射出强 THz 波。

接着, 分析了单色激光场、不同波长多色光

场的电场及光电流情况。当激光波长增加时, 电离产生的电子密度随之增加。此时, 在拉丝中传播的双色激光之间的相对相位会变化地更快, 进而影响初始拉丝中瞬态电流分布情况。初始时瞬态电流峰值位于拉丝中部。随着波长增加, 该峰值逐步向拉丝前端移动, 整体的 THz 辐射强度增加。图 2 分别展示了单色场 ω 为 2000 nm、1000 nm 时, 双色激光场 800 nm、400 nm 和 2000 nm、1000 nm 时的激光电场 E , 电子密度 N_e , 瞬态光电流 J 及 THz 空间分布。

从图 2(a) 可以看到, 单色场 2000 nm 和 1000 nm 电场呈现明显对称性, 而双色场 2000 nm、1000 nm 电场呈现一定的非对称性, 并且比双色场 800 nm、400 nm 时的不对称性更强。在电子密度方面, 单色场电离产生电子的密度小于双色场, 其中双色场 2000 nm、1000 nm 得到最强的电子密度。如图 2(b)、(c), 分析了沿拉丝距离累积光电流及拉丝瞬态最强光电流情况, 发现其中双色场 2000 nm、1000 nm 与 800 nm、400 nm 相比, 2000 nm、1000 nm 的波长组合产生了更强的瞬态电流及累积光电流。在这种更强的不规则振荡电场作用下, 自由电子的整体漂移速度更大。同时, 在激光脉冲峰值处产生了更大的电子密度, 激增的自由电子定向累积增加, 最终形成非零电子电流浪涌, 电流激增越大, THz 辐射就越强。另外, 本文的理论模型及结论在隧穿电离范围内对于其他双色场波长同样适用。

此外, 如图 2(d), 在 THz 能量空间分布方面, 双色场的能量分布明显强于单色场, 并且随着波长的增加, THz 辐射所分布的区域在不断增大, 并且相同位置处产生的 THz 辐射的能量更强, 整体的 THz 辐射强度更大。另外, 由于等离子体衰减和沿灯丝各点辐射的 THz 波的远场相干叠加, 导致 THz 波在传播一定距离后(20~35 mm), 整体 THz 辐射呈现正向锥形空间分布。这是因为介质色散的存在, 不同频率的光波在色散介质中传播时, 这些光波的相对相位会随着传播距离的增加而不断变化, 所以必须考虑光源之间相对相位差对 THz 波产生的影响。在多色激光场形成的激光等离子体中, 由于光波各自的折射率不同, 传播速度的差异使它们之间的相对相位不断增大。

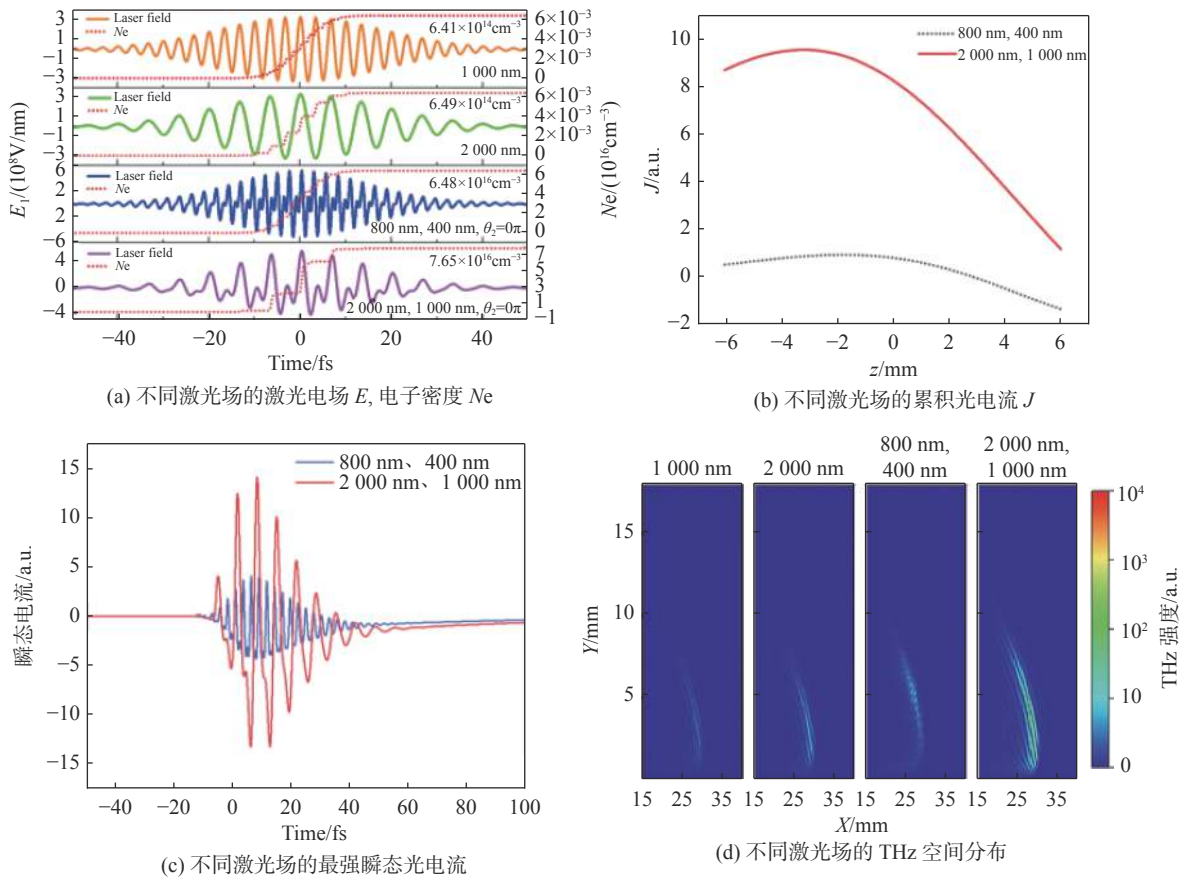


图 2 不同激光场的激光电场 E , 电子密度 N_e 时, 累积光电流 J 、最强瞬态光电流及 THz 空间分布

Fig. 2 Laser electric field E and electron density N_e , accumulation trend of transient photocurrent J along the filament, transient photocurrent at the maximum, spatial distribution of far-field energy of terahertz radiation generated when laser field is changed

这导致瞬态电流的分布发生变化, 并且当相对相位增大到一定程度时, 拉丝各个位置产生的 THz 波相位会发生变化, 影响 THz 波之间的相干叠加, 从而影响远场 THz 总的辐射能量。

以泵浦光波长组合为 2000 nm、1000 nm, 能量比值取 0.4 为例, 分析 THz 脉冲能量随多色光场之间相位差变化情况。如图 3 所示, 双色场情况下, 当 θ_2 从 0 到 2π 变化时, THz 波能量呈现周期性变化, 同一相对相位, 两束光不同能量比变化规律与上文相同, 并出现了两个峰值。在 $\theta_2=0.6\pi$ 及 $\theta_2=1.6\pi$ 时得到最大值, $\theta_2=0.7\pi$ 及 $\theta_2=1.2\pi$ 时得到次大值, 在 $\theta_2=0.1\pi$ 时得到最小值。

接下来, 分析了双色场不同相位差时的激光电场 E , 电子密度 N_e , 瞬态光电流 J 及 THz 能量远场空间分布, 选取 THz 能量最强时相对相位 $\theta_2=0.6\pi$ 及最弱时相对相位 $\theta_2=1.1\pi$ 分析。

图 4(a) 为双色场不同相位差时的激光电场及电子密度变化, 可见, 相对相位 $\theta_2=0.6\pi$ 与 $\theta_2=1.1\pi$ 相比, 激光电场非对称性更强, 电场振荡更加剧烈, 并且所产生的电子密度更大。图 4(b)、(c)

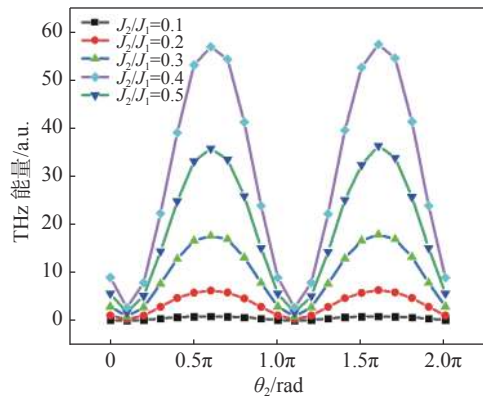


图 3 太赫兹能量随双色激光场相对相位 θ_2 的变化
Fig. 3 The change of terahertz energy with the relative phase of two-color laser field

为不同相位时累积光电流随光丝的变化及最强瞬态光电流, 可见, 在累积净电流和点源的瞬时最强光电流方面, $\theta_2 = 0.6\pi$ 时的明显强于 $\theta_2 = 1.1\pi$, 相对相位 θ_2 会改变激光电场的对称性, 引起的快速振荡有利于电子的加速过程, 进而产生更强电子数密度以及在沿拉丝距离形成了更强的累积净电流。当电子密度和净电流增加时, 使得单点 THz 辐射更强, 拉丝各点辐射的 THz 波相干

叠加, 于是在远场得到了更强的 THz 波能量。因此, 多色激光拉丝的初始相对相对对拉丝的 THz 辐射能量与 THz 强度空间分布有重要影响。图 4(d) 为双色场不同相位差时的 THz 能量远场空间分布。可见, $\theta_2 = 0.6\pi$ 与 $\theta_2 = 1.1\pi$ 时相比, THz 的分布区域在不断增大, 同时相同位置处产生的 THz 辐射的能量也在增加, 整体 THz 辐射强度增强。

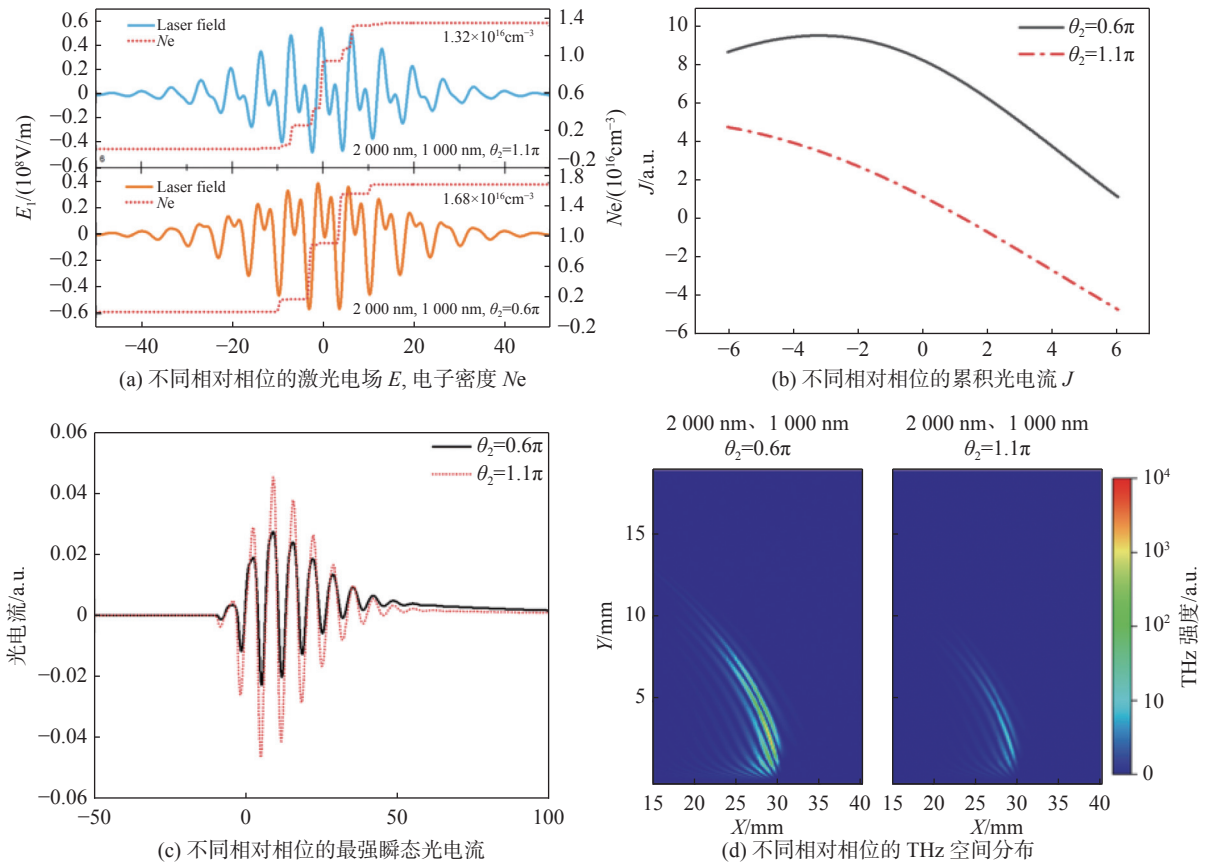


图 4 不同相对相位的激光电场 E , 电子密度 N_e , 累积光电流 J 、最强瞬态光电流及 THz 空间分布

Fig. 4 laser electric field E and electron density N_e , accumulation trend of transient photocurrent J along the filament, transient photocurrent at the maximum, spatial distribution of far-field energy of terahertz radiation generated when θ_2 is changed

如图 4(b) 所示, 当 $\theta_2 = 1.1\pi$ 时, 双色激光沿拉丝产生的累积净电流数值由正值向负值变化, 拉丝中部的光电流为零, 拉丝两端的电流幅值较为接近, 但符号相反, 光电流的正负关系着 THz 波的相位, 符号相反代表着相位相反, 因此, 拉丝各点源所辐射的 THz 波在远场会出现一定程度的相干相消, 导致远场 THz 辐射能量下降。而当 $\theta_2 = 0.6\pi$ 时, 双色激光拉丝的净电流先增强后减弱, 拉丝中部最强, 且拉丝各点源的瞬时电流符号为正, 而且相较于其他相对相位而言, 此

时拉丝整体净电流强度较高, 导致拉丝各点源的 THz 辐射在远场叠加时相干性较好, 并且整体强度最高, 因此可获得最高的 THz 辐射能量。

3 结 论

本文基于双色激光在空气中拉丝产生 THz 波的数值模型, 详细分析了不同参数双色激光场产生 THz 波的变化以及其产生变化的物理机理, 双色激光场组合的电场具有不对称性, 其引

起的快速振荡有利于电子的加速过程,进而产生更强电子数密度以及在沿拉丝距离形成了更强的累积净电流。当电子密度和净电流增加时,使得单点 THz 辐射更强,拉丝各点辐射的 THz 波相干叠加,于是在远场得到了更强的 THz 波能量。这些研究结果为不同激光产生条件下增强 THz 波辐射能量提供了详尽的参数分析及理论依据,重点研究了不同寻常波长组合及不同相对相位对激光拉丝产生太赫兹波的影响,对后续大幅增强 THz 辐射效率具有重要意义。

参考文献:

- [1] MÖLLER L, FEDERICI J, SINYUKOV A, et al. Data encoding on terahertz signals for communication and sensing[J]. *Optics Letters*, 2008, 33(4): 393 – 395.
- [2] CROWE T W, GLOBUS T, WOOLARD D L, et al. Terahertz sources and detectors and their application to biological sensing[J]. *Philosophical Transactions of the Royal Society A:Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 2004, 362(1815): 365 – 377.
- [3] XUAN G, GHOSH S, KIM S, et al. Terahertz sensing of materials[J]. *International Journal of High Speed Electronics and Systems*, 2007, 17(1): 121 – 126.
- [4] MITTLEMAN D M, JACOBSEN R H, NEELAMANI R, et al. Gas sensing using terahertz time-domain spectroscopy[J]. *Applied Physics B*, 1998, 67(3): 379 – 390.
- [5] HASSANI A, DUPUIS A, SKOROBOGATIY M. Surface-plasmon-resonance-like fiber-based sensor at terahertz frequencies[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2008, 25(10): 1771 – 1775.
- [6] HEBLING J, YEH K L, HOFFMANN M C, et al. High-power THz generation, THz nonlinear optics, and THz nonlinear spectroscopy[J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2008, 14(2): 345 – 353.
- [7] LEE Y S, MEADE T, PERLIN V, et al. Generation of narrow-band terahertz radiation via optical rectification of femtosecond pulses in periodically poled lithium niobate[J]. *Applied Physics Letters*, 2000, 76(18): 2505 – 2507.
- [8] SMITH P R, AUSTON D H, NUSS M C. Subpicosecond photoconducting dipole antennas[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1988, 24(2): 255 – 260.
- [9] BERRY C W, HASHEMI M R, JARRAHI M. Generation of high power pulsed terahertz radiation using a plasmonic photoconductive emitter array with logarithmic spiral antennas[J]. *Applied Physics Letters*, 2014, 104(8): 081122.
- [10] GOPAL A, HERZER S, SCHMIDT A, et al. Observation of gigawatt-class THz pulses from a compact laser-driven particle accelerator[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 111(7): 074802.
- [11] 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.
- [12] 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.
- [13] KIM K Y, TAYLOR A J, GLOWNIA J H, et al. Coherent control of terahertz supercontinuum generation in ultrafast laser–gas interactions[J]. *Nature Photonics*, 2008, 2(10): 605 – 609.
- [14] ROSKOS H, THOMSON M, KREB M, et al. Broadband THz emission from gas plasmas induced by femtosecond optical pulses: from fundamentals to applications[J]. *Laser & Photonics Review*, 2007, 1(4): 349 – 368.
- [15] D'AMICO C, HOUARD A, FRANCO M, et al. Conical forward THz emission from femtosecond-laser-beam filamentation in air[J]. *Physical Review Letters*, 2007, 98(23): 235002.
- [16] 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.
- [17] WANG W M, LI Y T, SHENG Z M, et al. Terahertz radiation by two-color lasers due to the field ionization of gases[J]. *Physical Review e*, 2013, 87(3): 033108.
- [18] KOSTIN V A, LARYUSHIN I D, SILAEV A A, et al. Ionization-induced multiwave mixing: terahertz generation with two-color laser pulses of various frequency ratios[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 117(3): 035003.
- [19] WANG W M, SHENG Z M, LI Y T, et al. Terahertz emission driven by two-color laser pulses at various frequency ratios[J]. *Physical Review A*, 2017, 96(2): 023844.

- [20] ZHANG L L, WANG W M, WU T, et al. Observation of terahertz radiation via the two-color laser scheme with uncommon frequency ratios[J]. *Physical Review Letters*, 2017, 119(23): 235001.
- [21] KELDYSH L V. Ionization in the field of a strong electromagnetic wave[J]. *Zh Eksperim i Teor Fiz*, 1964, 47: 1945 – 1957.
- [22] PENETRANTE B M, BARDSLEY J N. Residual energy in plasmas produced by intense subpicosecond lasers[J]. *Physical Review A*, 1991, 43(6): 3100 – 3113.
- [23] RAE S, BURNETT K. Detailed simulations of plasma-induced spectral blueshifting[J]. *Physical Review A*, 1992, 46(2): 1084 – 1090.
- [24] CORKUM P B. Plasma perspective on strong field multiphoton ionization[J]. *Physical Review Letters*, 1993, 71(13): 1994 – 1997.

(编辑: 张 磊)