

相对论飞秒激光与微结构靶相互作用增强太赫兹波产生的数值模拟研究

张骥*, 班晓娜, 田宝贤, 吕冲**, 王钊, 刘秋实, 张晓华, 赵保真***

中国原子能科学研究院核物理研究所, 北京 102413

摘要 为了增强相对论飞秒激光与固体靶相互作用下太赫兹波的产生,提出了前端锥形开口的纳米丝靶结构,并通过胞中粒子法(Particle-In-Cell)数值模拟,研究了该结构对太赫兹波产生的影响,还与普通结构的纳米丝靶所产生的太赫兹波结果进行了对比。结果显示,前端锥形开口的纳米丝靶结构能够明显增强太赫兹波的产生,在探测点位置得到了比普通纳米丝靶中的太赫兹波电场强 3 倍的结果。最后详细分析了不同靶型结构影响太赫兹波产生的物理因素,发现不同靶型结构通过影响入射激光的吸收与反射,进而影响靶后超热电子的能量与数目。上述研究结果将有助于推动强场太赫兹波领域的发展,为实验研究提供方案和数据支撑。

关键词 激光技术; 太赫兹波; 微结构靶; 飞秒激光; 胞中粒子法数值模拟; 激光等离子体

中图分类号 O536

文献标志码 A

doi: 10.3788/CJL202249.0614002

1 引言

太赫兹(THz)波处于电子学向光子学过渡的特殊频段,具有辐射剂量小、透射性好等特点。因此,太赫兹辐射源在凝聚态物理、生命科学研究^[1-3]、非线性 THz 光学^[4]和材料科学^[5-6]等前沿基础科学领域以及无损检测^[7]和 THz 波雷达探测^[8]等技术领域都具有重要的应用价值。目前,在以传统加速器作为驱动源产生太赫兹波的研究中,美国 SLAC 国家加速器实验室获得了脉冲能量超过 600 μJ 、峰值场强超过 10 MV/cm 的太赫兹脉冲^[9]。但是,它需要加速器或者储存环来加速超短相对论电子束,这就极大提高了建造及防护成本。

随着激光技术的快速发展,基于激光技术产生 THz 波的研究得到迅速发展,比较典型的方法有光学整流^[10-12]和光电导天线^[13]。光学整流的原理是当一束包含不同频率的宽带亚皮秒量级激光入射到非线性晶体中时,不同频率的光在非线性晶体介质中的差频会导致产生随时间变化的低频极化电场,

从而向外辐射 THz 波段的电磁波。在光学整流方法中,常用的晶体包括铌酸锂(LiNbO_3)和 4-(4-二甲基氨基苯乙炔基)甲基吡啶对甲苯磺酸盐(DAST)等,但是由于晶体内部存在声子吸收和材料损伤阈值限制等因素,入射激光能量较低,不能产生很强的 THz 波。光电导天线的原理是通过飞秒激光与半导体材料的相互作用,利用产生的瞬态电流辐射出 THz 波段的电磁波。这种方法对激光光源的要求不高,技术较为成熟,目前已经被应用于一些光谱仪中。但是,载流子寿命等条件的限制严重制约了 THz 波强度的提升。

近些年来,随着学科间的不断交叉融合,激光与等离子体相互作用的研究发展迅速,基于激光等离子体的电子加速^[14]、离子加速^[15-16]、X 射线^[17]、中子^[18]以及正电子^[19]产生等得到了广泛关注。此外,等离子体本身就是电离态,不存在击穿阈值,不会受到半导体、晶体等材料损伤阈值的限制。因此,研究人员开展了基于激光等离子体产生 THz 波的研究。研究人员利用毫焦量级的单色激光直接电离

收稿日期: 2021-06-28; 修回日期: 2021-07-22; 录用日期: 2021-08-03

基金项目: 国家自然科学基金(12005305)、国家稳定支持研究项目(WDJC-2019-02, BJ20002501)

通信作者: *zhangji@ciae.ac.cn; **lvchong@ciae.ac.cn; ***zhaobaozhen@ciae.ac.cn

空气,在实验中产生了 THz 波段的电磁波^[20]。但是,单色激光电离空气产生的 THz 波的强度和能量都很低。研究人员提出了利用 800 nm 基频光与 400 nm 倍频光的双色激光场电离空气成丝以增强 THz 波产生的方案,实验中 THz 波的能量转换效率比 800 nm 单色光条件下的能量转换效率增大了 3 个量级^[21],这极大促进了激光等离子体驱动 THz 波的发展。随后,研究人员提出在真空管道内充入不同种类气体^[22]、改变双色激光的频率比^[23]、利用三色激光场^[24]以及优化参数^[25-27]等方案来增强 THz 波的产生。但是,激光直接电离气体产生 THz 波的方案也存在一些不足。例如,等离子体的散焦和 THz 波被空气吸收等因素使得激光强度达到一定值时,产生的 THz 波呈现饱和,强度不再随激光强度的增加而提高。

最近的研究显示,相对论强激光与固体靶相互作用被认为是产生超强 THz 波的一种新方法^[28-29],其原理主要是通过相干渡越辐射(Coherent Transition Radiation, CTR)或者相干衍射辐射(Coherent Diffraction Radiation, CDR)等产生超快超强 THz 波。为了提高激光-THz 波的能量转换效率,研究人员提出了很多方案并进行了详细研究,例如利用微等离子体波导(Micropasma Waveguide)^[30]和金属丝靶^[31]方案等。最近,研究人员利用铜纳米丝阵列靶增强 THz 波产生,研究结果表明,与平面铜靶相比,产生的 THz 波的能量提高了约 13.8 倍^[32]。

为了进一步提高激光-THz 波的能量转换效率,本文提出了靶前表面开口的锥形纳米丝靶(Conical Nanolayered Target, CNT)结构,并通过理论数值模拟,对其影响 THz 波产生的规律进行了详细的研究。结果发现,与平面纳米丝靶(Planar Nanolayered Target, PNT)相比,CNT 能够增强热

电子的产生,从而通过靶后的 CTR 进一步增强 THz 波的能量。

2 数值模拟及结果

2.1 激光和靶参数设置

为了验证两种不同微结构靶对 THz 波产生的影响,我们利用激光与等离子体相互作用的胞中粒子法(PIC)开源程序 EPOCH^[33]进行了数值模拟研究。EPOCH 是并行计算 PIC 开源程序,能够实现激光与等离子体相互作用过程(包含粒子碰撞、电离以及强场量子电动力学等物理过程)的多维(包括一维、二维和三维)数值模拟。两种不同微结构靶的二维平面图如图 1 所示。我们采用 EPOCH 程序的 2D3V(即二维空间分布,可输出 x, y, z 方向的三维速度和电磁场信息)数值模拟,二维数值模拟设置在 (x, y) 平面内,不包含 z 维度空间分布。我们采用的激光为沿着 y 方向的线偏振激光,这样的设置会激发电子沿着 y 方向在激光场内振荡,而不会导致电子沿着 z 方向振荡,所以通过 2D3V 的 PIC 数值模拟就能够模拟整个物理过程。在 (x, y) 平面内,模拟区域为 $80.0\lambda_0 \times 60.0\lambda_0$,一共划分了 8000×6000 个网格,其中 $\lambda_0 = 1.0 \mu\text{m}$ 为激光的波长。此外,两种靶型的材料都是由已经预电离为等离子体的铜离子和电子组成。PNT 结构如图 1(a)所示,纳米丝的长度为 $L_n = 4.0 \mu\text{m}$,沿着 x 轴放置于 $12.0\lambda_0 \leq x \leq 16.0\lambda_0$ 处,纳米丝的直径为 $D_n = 0.1 \mu\text{m}$,丝之间的距离为 $h_n = 0.4 \mu\text{m}$,其基底长度同样为 $L_s = 4.0 \mu\text{m}$,位于纳米丝靶后 $16.0\lambda_0 \leq x \leq 20.0\lambda_0$ 处。CNT 结构如图 1(b)所示,纳米丝以 x 轴为对称轴,结构中有一个锥形开口区域,在 $x = 12.0\lambda_0$ 处的张口区域为 $y \leq |2.3\lambda_0|$,其他靶参数设置均与 PNT 结构一致。

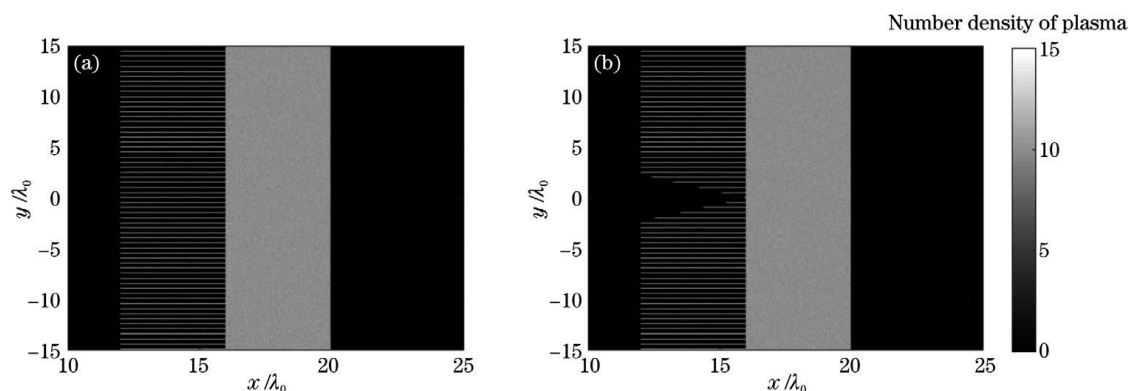


图 1 数值模拟中两种不同的靶结构。(a)PNT;(b)CNT

Fig. 1 Two different target structures used in numerical simulation. (a) PNT; (b) CNT

一束 p 偏振的相对论飞秒激光沿着 x 轴从左边界垂直入射,其峰值功率密度为 $I_0 = 3.5 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$,在 y 轴方向呈高斯空间分布且半峰全宽为 $l = 4.2 \mu\text{m}$,激光的时间轮廓分布为 $\sim \sin^2(\pi t/\tau_0)$,其中 $\tau_0 = 100 \text{ fs}$ 。此外, x 轴方向和 y 轴方向的场和粒子的边界均设置为吸收边界条件。

2.2 数值模拟结果

为了比较 PNT 和 CNT 两种靶型对 THz 波产生的影响,数值模拟了在不同时刻产生的 THz 波的电场 E_y 的二维空间分布,如图 2 所示。首先,图 2(a)、(b)给出了两种靶型在 $t = 35T_0$ 时的电场 E_y 的空间分布和强度,可以看到,在两种靶型的靶后都已经开始产生 THz 波,其中 T_0 为激光的周期。但与 PNT 相比,CNT 产生的 THz 波强度更强。随着时间的增加,当 $t = 55T_0$ 时,两种靶型下 E_y 的空间分布和强度如图 2(c)、(d)所示,可以看到,在靶后均产生了呈一定角度并以 x 轴为对称轴分布的辐射 THz 波。对于单电子模型,穿过靶后表面辐射的 THz 波能量分布^[34]可以表示为

$$\frac{d^2\epsilon}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2 c} |S(\beta, \varphi, \phi)|^2, \quad (1)$$

式中: ϵ 为 THz 波的能量; ω 为 THz 波的频率; Ω 为

空间立体角; e 为电子的电荷; c 为真空中的光速; β 为电子归一化的速度; φ 为电子的注入方向; ϕ 为观测的方向; $S(\beta, \varphi, \phi)$ 的表达式^[34]为

$$S(\beta, \varphi, \phi) = \frac{\beta \cos \varphi (\sin \phi - \beta \sin \varphi)}{(1 - \beta \sin \phi \sin \varphi)^2 - (\beta \cos \phi \cos \varphi)^2} \quad (2)$$

从(1)、(2)式可知,THz 波的辐射角度与电子的速度(即能量)紧密相关:当电子速度较低时,THz 波主要沿着靶后表面辐射,即近似垂直于靶后法线方向;而当电子速度较大时,THz 波的辐射会更接近于沿着靶后法线方向。另一方面,CNT 依然比 PNT 能够辐射更强的 THz 波电场 E_y ,这就说明了 CNT 能够明显增强 THz 波的产生。此外,超热电子也会在靶后表面激发沿着 x 方向的静电场,其电场强度通常在 TV/m 量级,会起到加速质子的作用,即靶后法向鞘层加速(Target Normal Sheath Acceleration, TNSA)机制。同时,靶后产生的 THz 波沿着 x 方向运动,且是横波,所以它的电场方向应该沿 y 或者 z 方向。但是,不管是 PNT 靶还是 CNT 靶,在整个过程中, z 方向的电场强度为 0。因此,本文产生的是线偏振的 THz 波。

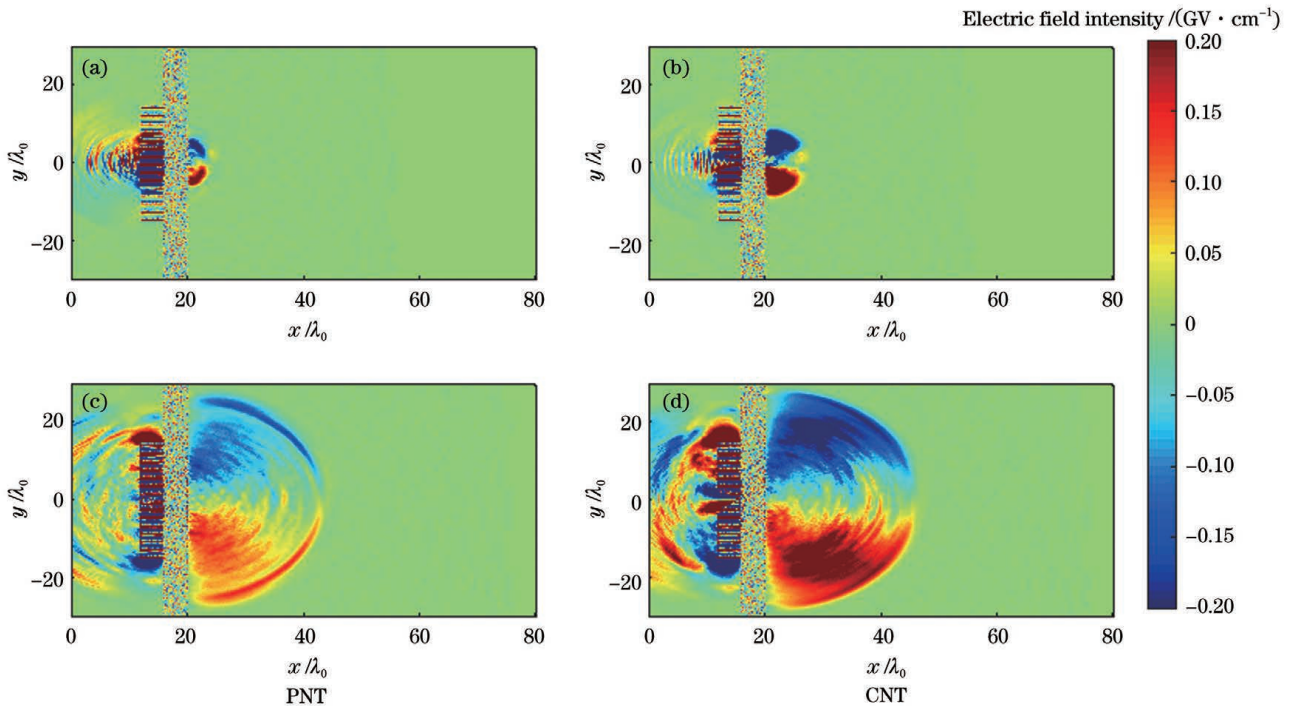


图 2 不同时刻 THz 波电场的二维空间分布。(a)(b) $t = 35T_0$; (c)(d) $t = 55T_0$ 。

Fig. 2 Two-dimensional spatial distributions of THz wave electric field at different moments. (a)(b) $t = 35T_0$; (c)(d) $t = 55T_0$ 。

为了进一步证明图 2 中的电场 E_y 为 THz 波电场以及定量说明 CNT 增强 THz 波产生的效果,我们

给出了两种靶型下经过空间 $(34\lambda_0, 17\lambda_0)$ 点的 THz 波电场 E_y 的时域谱,如图 3(a)所示。PNT 中的电场

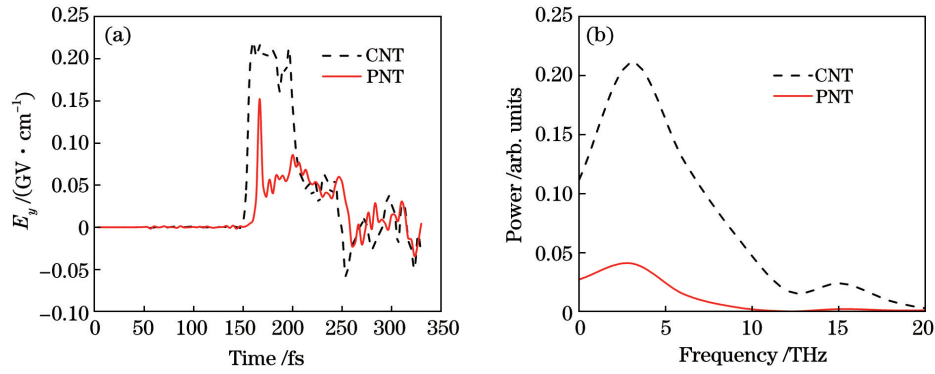


图 3 两种靶型下经过空间 $(34\lambda_0, 17\lambda_0)$ 点的 THz 波电场。(a)时域波形;(b)频域谱

Fig. 3 THz wave electric field passing through point $(34\lambda_0, 17\lambda_0)$ for two target structures. (a) Time-domain waveforms; (b) frequency-domain spectra

E_y 最高仅仅约为 0.07 GV/cm, 如图 3(a) 中的实线所示; 而 CNT 中的电场 E_y 最高可达到 0.22 GV/cm 左右, 如图 3(a) 中的虚线所示, 比 PNT 中的电场强度提高了 3 倍以上。此外, 图 3(a) 中随时间变化的电场对应的频域谱如图 3(b) 所示, 可以看到, 所产生的电场处于 THz 波段, 中心频率约为 3.0 THz。所产生的 THz 波频率最大可达到 150 THz 以上 (在图 3 中未显示), 这也证明了激光与等离子体相互作用产生的 THz 波具有带宽很宽的特点。另外, 通过对图 3(b) 中两条曲线的面积进行积分, 可以得到, 在 CNT 中产生的 THz 波的功率比 PNT 中提高了约 5.7 倍。因此, 以上结果能够定量证明 CNT 可以明显增强 THz 波的产生。

3 增强 THz 波的物理机理分析

第 1 节已经证明了 CNT 能够增强 THz 的产

生。由于产生 THz 波的原理主要是 CTR, 因此靶后电子的密度、能量等参数是影响 THz 波产生的根源。

图 4 给出了不同时刻两种靶型下电子数密度的二维空间分布。从图 4(a)、(b) 中能够观察到, 当 $t=35T_0$ 时, 靶前产生的超热电子已经穿越到达靶后, 但是 CNT 中靶后的超热电子数目更多, 并且在靶后运动的距离更长。随着时间的增加, 当 $t=55T_0$ 时, 比较图 4(c)、(d) 中两种靶型后的超热电子分布, 一方面能够观察到 CNT 靶后膨胀出的超热电子相对于 PNT 更加稠密, 另一方面 CNT 中的电子已经运动到 $x > 40\lambda_0$ 区域, 运动距离明显大于 PNT。以上两点说明通过 CNT 能够在靶后产生数目更多、能量更大的超热电子, 从而在靶后增强 THz 波的产生。

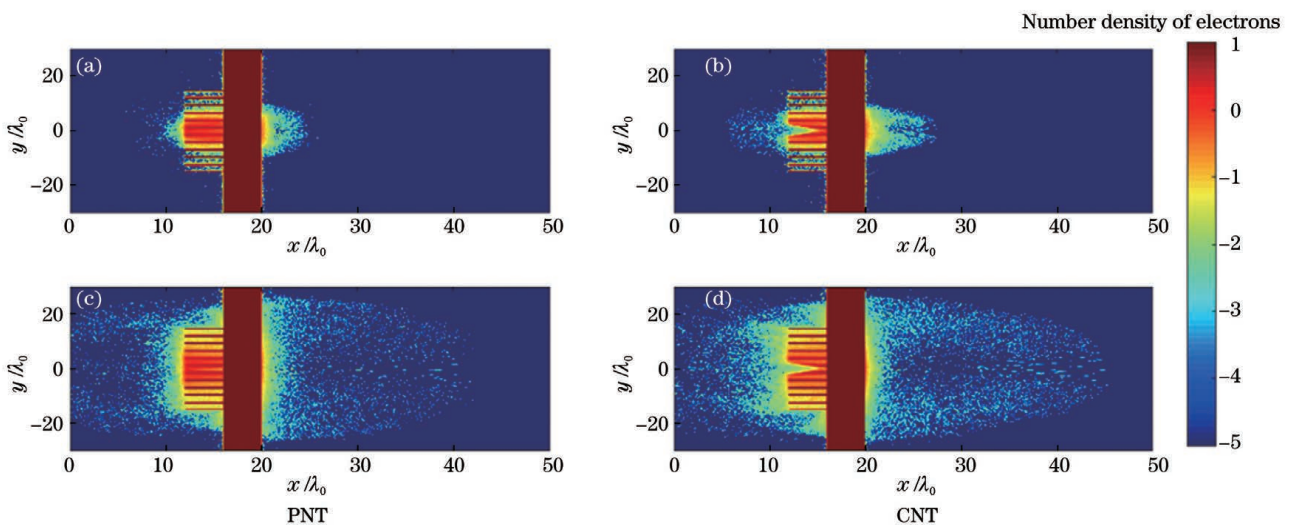


图 4 不同时刻不同靶型中电子数密度的二维空间分布。(a)(b) $t=35T_0$; (c)(d) $t=55T_0$

Fig. 4 Two-dimensional distributions of electron number density for different target structures at different moments.

(a)(b) $t=35T_0$; (c)(d) $t=55T_0$

为了进一步定量证明 CNT 增强超热电子产生的效果,我们分别给出了不同时刻两种靶型下靶后的超热电子能谱分布,如图 5 所示,其中 E 为电子的能量, $f(E)$ 为电子数目随能量变化的分布函数。由于激光的入射脉冲宽度为 $\tau_0 = 100$ fs,因此图 5(a)对应于图 4 中的较早时刻的超热电子能谱分布,可以看到, CNT 中电子的截止能量为

4.7 MeV 左右,而 PNT 中约为 2.4 MeV,并且从曲线面积可以看到, CNT 中靶后超热电子的数目要远多于 PNT。而当 $t = 55 T_0$ 时,入射激光脉冲早已经结束。此时我们依然能够观察到,不管是超热电子的截止能量还是数目, CNT 中都明显高于 PNT 中,因此在整个过程中, CNT 辐射 THz 波都高于 PNT,其能产生更高强度的 THz 波。

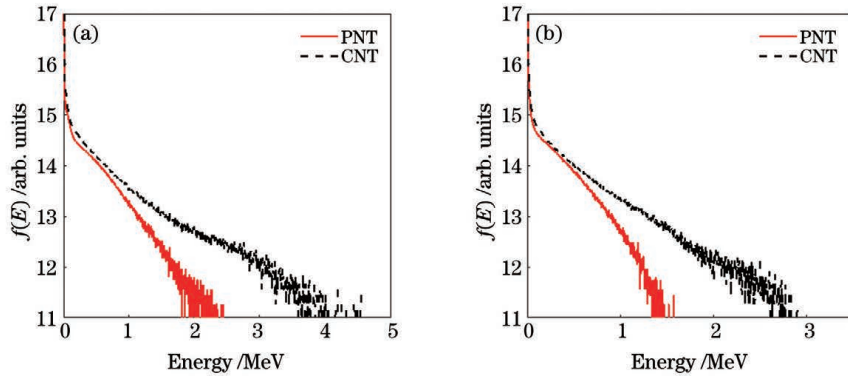


图 5 不同时刻靶后超热电子的能谱分布。(a) $t = 35 T_0$; (b) $t = 55 T_0$ 。

Fig. 5 Energy spectral distributions of hot electrons behind target at different moments. (a) $t = 35 T_0$; (b) $t = 55 T_0$ 。

超热电子来源于激光与靶前表面的相互作用,超热电子数目越多,能量越高,就证明激光与等离子体之间的能量耦合效率越高。文献[35]也曾报道了前端的锥形开口结构对热电子产生的影响,但是未

进一步研究其对 THz 波产生的影响。因此,为了进一步说明 CNT 对增强超热电子产生的影响,我们研究了两种靶型中激光在靶前的运动状态,如图 6 所示。首先,比较 PNT 和 CNT 中反射的激光电场

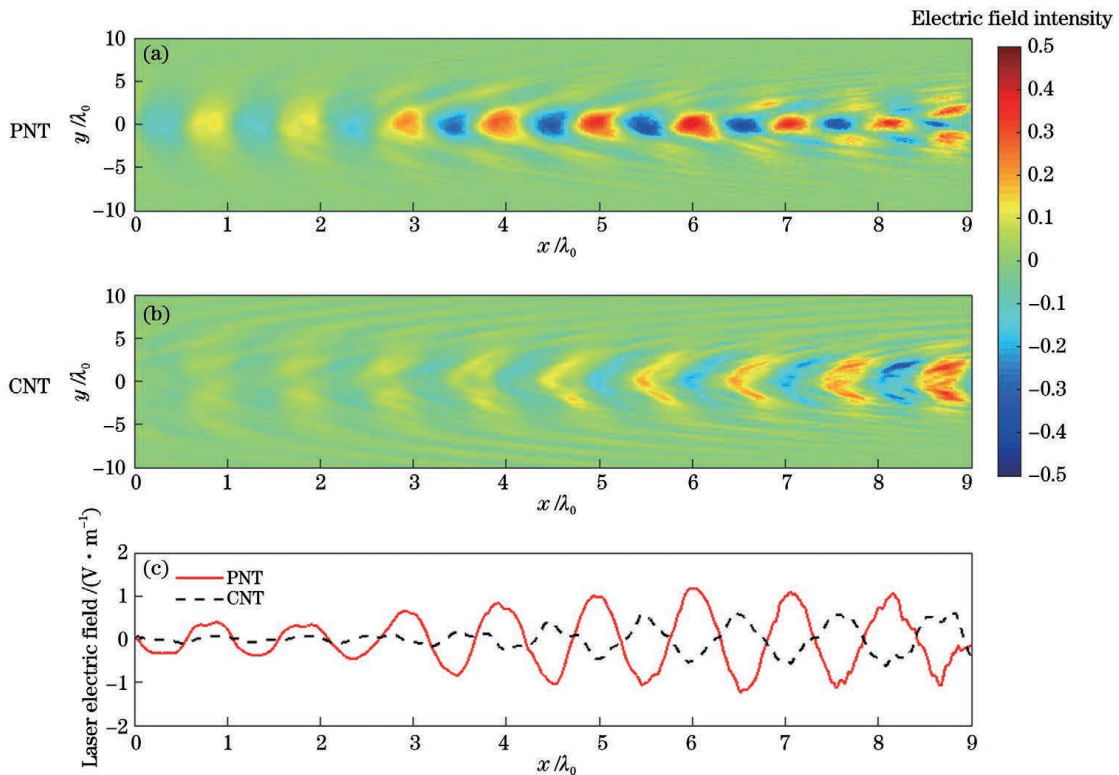


图 6 激光在靶前的运动状态。(a)(b)靶前反射的激光电场的二维空间分布;(c)反射的激光电场沿 x 轴的一维分布
Fig. 6 Motion state of laser in front of target. (a)(b) Two-dimensional spatial distributions of reflected laser in front of target; (c) one-dimensional distribution of reflected laser

的二维空间分布,分别如图 6(a)、(b)所示。可以看到,PNT 中反射激光的强度明显高于 CNT,这说明前端的锥形开口能够明显改变激光的吸收与反射等状态。同样,为了定量说明不同的前端结构对激光运动状态的影响,我们给出了同一时刻 PNT 和 CNT 中反射的激光电场沿 x 轴的一维分布,如图 6(c)所示。其中,虚线为 CNT,实线为 PNT。通过比较两条曲线能够得到:PNT 中反射的电场 E_y 的强度约为 1.4×10^{12} V/m,而 CNT 中的强度约为 0.6×10^{12} V/m,减小了 50% 以上。因此,CNT 中有更多的激光被等离子体吸收,并且转换为超热电子传输到靶后,从而增强了 THz 波的产生。

4 结 论

利用 PIC 数值模拟程序研究了 PNT 和 CNT 两种靶型对 THz 波产生的影响,发现 PNT 和 CNT 都能够在靶后辐射中产生带宽很宽的 THz 波。与 PNT 相比,CNT 能够明显增强 THz 波的产生,经过空间($34\lambda_0$, $17\lambda_0$)点的 THz 波电场 E_y 的强度增大了 3 倍以上。对 CNT 增强太赫兹波的原因进行了详细的分析:主要是 CNT 中的前端锥形开口结构能够明显减弱激光的反射,进而提高激光与等离子体之间的能量耦合效率,在靶后能产生截止能量更高、数目更多的超热电子,从而在靶后能够辐射更强的 THz 波。研究结果将有助于推动强场 THz 波领域研究的发展,为实验研究提供了参考。

参 考 文 献

- [1] Siegel P H. Terahertz technology in biology and medicine[J]. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 2004, 52(10): 2438-2447.
- [2] Pickwell E, Wallace V P. Biomedical applications of terahertz technology[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2006, 39(17): R301-R310.
- [3] Globus T R, Woolard D L, Khromova T, et al. THz-spectroscopy of biological molecules[J]. Journal of Biological Physics, 2003, 29(2/3): 89-100.
- [4] 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.
- [5] Kampfrath T, Tanaka K, Nelson K A. Resonant and nonresonant control over matter and light by intense terahertz transients[J]. Nature Photonics, 2013, 7(9): 680-690.
- [6] Matsunaga R, Shimano R. Nonequilibrium BCS state dynamics induced by intense terahertz pulses in a superconducting NbN film[J]. Physical Review Letters, 2012, 109(18): 187002.
- [7] Shen J L, Zhang C L. Terahertz nondestructive imaging technology and its application[J]. Nondestructive Testing Technology, 2005, 27(3): 146-147.
沈京玲, 张存林. 太赫兹波无损检测新技术及其应用 [J]. 无损检测, 2005, 27(3): 146-147.
- [8] Zheng X, Liu C. Recent development of THz technology and its application in radar and communication system [J]. Journal of Microwaves, 2010, 26(6): 1-6.
郑新, 刘超. 太赫兹技术的发展及在雷达和通讯系统中的应用 [J]. 微波学报, 2010, 26(6): 1-6.
- [9] Wu Z, Fisher A S, Goodfellow J, et al. Intense terahertz pulses from SLAC electron beams using coherent transition radiation [J]. The Review of Scientific Instruments, 2013, 84(2): 022701.
- [10] Hirori H, Doi A, Blanchard F, et al. Single-cycle terahertz pulses with amplitudes exceeding 1 MV/cm generated by optical rectification in LiNbO₃ [J]. Applied Physics Letters, 2011, 98(9): 091106.
- [11] Shalaby M, Hauri C P. Demonstration of a low-frequency three-dimensional terahertz bullet with extreme brightness[J]. Nature Communications, 2015, 6: 5976.
- [12] Vicario C, Jazbinsek M, Ovchinnikov A V, et al. High efficiency THz generation in DSTMS, DAST and OH₁ pumped by Cr: forsterite laser [J]. Optics Express, 2015, 23(4): 4573-4580.
- [13] Weling A S, Hu B B, Froberg N M, et al. Generation of tunable narrow-band THz radiation from large aperture photoconducting antennas [J]. Applied Physics Letters, 1994, 64(2): 137-139.
- [14] Tajima T, Dawson J M. Laser electron accelerator [J]. Physical Review Letters, 1979, 43(4): 267.
- [15] Lv C, Zhao B Z, Wan F, et al. Effect of the electron heating transition on the proton acceleration in a strongly magnetized plasma [J]. Physics of Plasmas, 2019, 26(10): 103101.
- [16] Lv C, Meng X H, Wang Z, et al. Enhanced proton acceleration via the leaky light-sail regime by laser interaction with nanofoils in strongly magnetized plasmas [J]. Physics of Plasmas, 2020, 27(6): 063107.
- [17] Hajima R, Fujiwara M. Narrow-band GeV photons generated from an X-ray free-electron laser oscillator [J]. Physical Review Accelerators and Beams, 2016, 19(2): 020702.
- [18] Lu H Y, Liu J S, Wang C, et al. Efficient fusion

- neutron generation from heteronuclear clusters in intense femtosecond laser fields[J]. *Physical Review A*, 2009, 80(5): 051201.
- [19] Hui C, Fiuza F, Link A, et al. Scaling the yield of laser-driven electron-positron jets to laboratory astrophysical applications[J]. *Physical Review Letters*, 2015, 114(21): 215001.
- [20] 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.
- [21] Cook D J, Hochstrasser R M. Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air [J]. *Optics Letters*, 2000, 25(16): 1210-1212.
- [22] Kim K Y, Taylor A J, Glowacki J H, et al. Coherent control of terahertz supercontinuum generation in ultrafast laser-gas interactions[J]. *Nature Photonics*, 2008, 2(10): 605-609.
- [23] 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.
- [24] Ma D N, Dong L Q, Zhang M H, et al. Enhancement of terahertz waves from two-color laser-field induced air plasma excited using a third-color femtosecond laser [J]. *Optics Express*, 2020, 28(14): 20598-20608.
- [25] Tian Y, Guo S L, Zeng Y S, et al. High-field terahertz sources and matter manipulation (invited) [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2020, 49(11): 1149001. 田野, 郭丝霖, 曾雨珊, 等. 强场太赫兹光源及其物质调控研究(特邀)[J]. *光子学报*, 2020, 49(11): 1149001.
- [26] Wang J X, Yu Z Q, Hu J B, et al. Effect of pulse separation induced by dual-wavelength wave plate on terahertz waves radiation from two-color field [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2021, 48(3): 0314002. 王建鑫, 余志强, 胡俊波, 等. 双波长波片导致的脉冲分离对双色场辐射太赫兹波的影响[J]. *中国激光*, 2021, 48(3): 0314002.
- [27] Feng S J, Dong L Q, Ma D N, et al. Terahertz waves generated through plasma under linear electrodes[J]. *Acta Optica Sinica*, 2020, 40(10): 1030001. 冯世嘉, 董立泉, 马丹妮, 等. 线状电极作用下等离子体产生太赫兹波的研究[J]. *光学学报*, 2020, 40(10): 1030001.
- [28] Liao G Q, Li Y T, Li C, et al. Intense terahertz radiation from relativistic laser-plasma interactions [J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2017, 59(1): 014039.
- [29] Liao G Q, Li Y T. Review of intense terahertz radiation from relativistic laser-produced plasmas[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2019, 47(6): 3002-3008.
- [30] Yi L Q, Fülöp T. Coherent diffraction radiation of relativistic terahertz pulses from a laser-driven microplasma waveguide[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123(9): 094801.
- [31] Zeng Y, Zhou C, Song L, et al. Guiding and emission of millijoule single-cycle THz pulse from laser-driven wire-like targets [J]. *Optics Express*, 2020, 28(10): 15258-15267.
- [32] Mondal S, Wei Q, Ding W J, et al. Aligned copper nanorod arrays for highly efficient generation of intense ultra-broadband THz pulses [J]. *Scientific Reports*, 2017, 7: 40058.
- [33] Arber T D, Bennett K, Brady C S, et al. Contemporary particle-in-cell approach to laser-plasma modelling[J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2015, 57(11): 113001.
- [34] Zhang S Y, Yu J Q, Shou Y R, et al. Terahertz radiation enhanced by target ablation during the interaction of high intensity laser pulse and micron-thickness metal foil[J]. *Physics of Plasmas*, 2020, 27(2): 023101.
- [35] Yu J Q, Zhou W M, Cao L H, et al. Enhancement in coupling efficiency from laser to forward hot electrons by conical nanolayered targets[J]. *Applied Physics Letters*, 2012, 100(20): 204101.

Simulation of Enhanced Terahertz Wave Generation by Interaction Between Relativistic Femtosecond Laser and Microstructure Targets

Zhang Ji[†], Ban Xiaona, Tian Baoxian, Lü Chong^{**}, Wang Zhao, Liu Qiushi,
Zhang Xiaohua, Zhao Baozhen^{***}

Department of Nuclear Physics, China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China

Abstract

Objective Terahertz wave is in the special frequency band for transition from electronics to photonics, which has the characteristics of small radiation dose and good transmission. Therefore, the terahertz radiation source has a very important application in the fields of condensed matter physics, life science research, nonlinear terahertz optics, and materials science as well as the nuclear technological fields such as nondestructive testing and terahertz wave radar detection. With the rapid development of laser technologies, the research on the interaction between laser and plasma develops rapidly. Because of the plasma being ionized, there is no breakdown threshold. Thus, it does not need to be limited by the damage threshold of materials such as semiconductors and crystals. In recent years, many researchers at home and abroad have carried out the research on terahertz wave generation based on laser plasma interaction. Recently, the National Institute of Science of Canada has used a copper nanowire array target to enhance terahertz wave generation, and the research results show that the energy of terahertz wave generation is about 13.8 times higher than that of the planar copper target. In this work, to further enhance terahertz wave generation by the interaction between a relativistic femtosecond laser and a solid target, the structure of the nanowire target with a conical opening at the front end is proposed. The results show that the front-end conical opening nanowire target can significantly enhance terahertz wave generation, and the electric field of the terahertz wave is increased by three times compared with that of the ordinary nanowire target. The above results may contribute to the development of terahertz wave generation via laser-plasma interaction.

Methods Our research method combines numerical simulation with theoretical analysis in this work. In order to verify the influence of two different microstructure targets on THz wave generation, we set up two types of targets: conical nano-layered target (CNT) and planar nano-layered target (PNT) (Fig. 1). For the simulation, we use the open particle-in-cell (PIC) source program EPOCH, which is usually used to simulate the problems of the interaction between laser and plasma. In the (x, y) plane, the simulation area is $80 \mu\text{m} \times 60 \mu\text{m}$, which is divided into 8000×6000 grids and the wavelength of the laser is $1 \mu\text{m}$. A p-polarized relativistic femtosecond laser is incident perpendicularly from the left boundary along the x -axis, and both the field and particle boundaries of the x -axis and y -axis are set as the absorbing boundary conditions.

Results and Discussions In order to compare the effects of the PNT and CNT targets on THz wave generation, the two-dimensional spatial distributions of THz wave electric field generated at different moments are given by the particle-in-cell numerical simulation (Fig. 2). It can be found that the THz wave intensity generated in the CNT is stronger than that in the PNT. At the same time, we also plot both the time domain waveforms and the frequency domain spectra of the THz wave with two different kinds of targets (Fig. 3), which can quantitatively prove that the CNT can enhance THz wave generation. The physical reason why CNT can enhance THz wave is as follows: the hot electrons generated by the CNT can have a larger number and its corresponding energy is higher (Figs. 4 and 5), thus enhance THz wave generation at behind of the target. This is because that the absorption and reflection of an incident laser are mainly influenced by different target structures (Fig. 6), which can be seen that the intensity of the reflected laser in the PNT is significantly higher than that in the CNT. This indicates that the front-end conical opening nanowire target can significantly change the state of laser absorption and reflection, which makes the energy and number of hot electrons behind the target influenced.

Conclusions In this paper, the influences of both the PNT and CNT on the THz wave generation are studied by the PIC numerical simulation. It is found that both PNT and CNT can generate THz waves with a broad bandwidth at the behind of the target. It is found that the front-end conical opening nanowire target can significantly enhance terahertz wave generation, and the terahertz wave electric field is increased by three times compared with that of the ordinary

nanowire target. The reason why the CNT can enhance THz waves is analyzed in detail. The main reason is that the front-end conical opening structure of the CNT can significantly reduce the reflection of lasers, and thus improve the energy coupling efficiency between the laser and plasma. This makes a much higher cut-off energy and a larger number of hot electrons generated behind the target, which makes it radiate strong THz wave behind the target. The above results may contribute to the development of terahertz wave generation via laser-plasma interaction.

Key words laser technique; terahertz wave; microstructure target; femtosecond laser; particle-in-cell simulation; laser plasma