基于激光等离子体的太赫兹脉冲驱动电子偏转

王丹^{1,2}, 刘浩^{1,3,6}, 王为武⁴, 王天泽^{1,2}, 雷弘毅^{1,2}, 刘东晓⁴, 杨雷⁴, 卢峰⁴, 周凯南⁴, 周维民⁴, 谷渝秋^{4,6}, 廖国前¹, 张喆^{1,6}, 王瑄^{1,5}, 李玉同^{1,2,5,6*}

1. 中国科学院物理研究所, 北京凝聚态物理国家研究中心, 北京 100190;
2. 中国科学院大学物理科学学院, 北京 100049;
3. 上海交通大学物理与天文学院, 激光等离子体教育部重点实验室, 上海 200240;
4. 中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 等离子体物理重点实验室, 绵阳 621900;
5. 松山湖材料实验室, 东莞 523808;
6. 上海交通大学IFSA协同创新中心, 上海 200240

*联系人, E-mail: ytli@iphy.ac.cn

收稿日期: 2020-07-07; 接受日期: 2020-08-20; 网络出版日期: 2021-02-09

科学挑战计划(编号: TZ2016005)、国家自然科学基金(编号: 11827807, 61905007, 11520101003)和中国科学院战略先导专项(编号: XDB16010200, XDA25010000)资助项目

摘要 传统电子加速装置以射频场作为驱动场. 相比之下, 太赫兹辐射波长更短, 加速梯度更高, 是未来紧凑型电子加速装置的一种潜在驱动场. 此外, 太赫兹脉冲可以提供一個超快调制场用于压缩和测量电子脉宽. 近年来, 太赫兹场与电子的相互作用引起了广泛关注. 强激光与等离子体相互作用可同时产生大能量的太赫兹脉冲和大电量的超短电子束, 这一优势使其有望成为太赫兹场调控电子、太赫兹泵浦-电子探测的新型独特平台. 本文以一種可行的实验布局为例, 研究了激光等离子体产生的太赫兹脉冲对同向传播电子束的偏转作用. 通过计算模拟, 系统讨论了各参数对太赫兹场引起的电子偏转的影响, 发现太赫兹电场强度或脉宽增加会使偏转现象更为显著, 另外, 偏转现象与太赫兹波形有关. 初步的演示性实验定性验证了数值分析结果.

关键词 激光-等离子体相互作用, 太赫兹辐射, 电子偏转

PACS: 52.38.-r, 41.75.Lx, 61.80.Fe, 33.20.Bx, 52.59.-f

1 引言

经过了几十年的发展, 电子直线加速器、电子回旋加速器等装置已经可以稳定获得高能电子束, 应用于科研、生产、生活等诸多领域^[1-3]. 加速器的加速梯

度受制于介质的击穿阈值, 而击穿阈值与 $f^{\frac{1}{2}}\tau^{-\frac{1}{4}}$ 成正比^[4], 其中 f 为加速场的频率, τ 为脉宽. 传统加速器主要利用射频电磁场加速电子, 加速梯度只有几十MeV/m, 加速距离长. 为实现台面化、低成本、大能量和高电量的新型电子加速, 人们陆续提出了激光驱动介质加

引用格式: 王丹, 刘浩, 王为武, 等. 基于激光等离子体的太赫兹脉冲驱动电子偏转. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2021, 51: 054208
Wang D, Liu H, Wang W W, et al. Electron deflection driven by terahertz pulses from laser-plasma interactions (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2021, 51: 054208, doi: [10.1360/SSPMA-2020-0256](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2020-0256)

速^[5]、激光等离子体加速^[6]、太赫兹场加速^[4,7]等一系列方案. 激光驱动的介质加速器虽加速梯度较高, 但电子束电量低. 激光等离子体电子加速器虽加速梯度高, 但电子注入困难, 稳定性和可控性较差. 而太赫兹场驱动电子加速器具有毫米级的加速结构, 加速梯度可以达到几GeV/m, 再者, 毫米级结构的加工工艺较为成熟, 相对而言更具优势^[8].

近些年随着强太赫兹光源的发展, 太赫兹脉冲作为一种驱动场用于调控和加速电子成为可能, 备受研究者的青睐^[4,7-14]. 目前报道的太赫兹场与电子相互作用的演示实验中, 太赫兹脉冲一般是由晶体光整流方案或传统加速器产生的, 所用的太赫兹能量小于15 μJ . 为增加太赫兹场强, 常采用特殊结构的波导或亚波长缝孔结构^[4,7-10,13,14].

超短超强激光与等离子体相互作用是近些年发展起来的一种新型强太赫兹辐射源^[15,16]. 最近, 相对论皮秒强激光与金属薄膜靶作用实验中已演示了单脉冲能量高达55 mJ的超强太赫兹辐射^[17]. 除了大能量太赫兹脉冲外, 强激光等离子体也是一种台面化的电子加速器, 其中气体尾波场加速已经产生了能量4.2 GeV、电量6 pC的准单能电子束^[18]. 强激光与固体靶作用通常可以产生电量高达几十pC甚至nC、温度MeV的超热电子脉冲^[19,20]. 可见, 同时作为太赫兹辐射源和电子脉冲源, 激光等离子体为研究太赫兹场与电子相互作用提供了一个天然的独特平台.

在本文中, 我们将首次研究超短超强激光与固体靶相互作用产生的太赫兹脉冲与电子束相互作用, 主要分析不同参数下太赫兹场引起同向传播超热电子束的偏转情况, 并给出了初步的实验演示.

2 太赫兹场和电子束相互作用的布局设计

强激光脉冲聚焦于固体靶表面, 激光前沿会使靶电离成为等离子体. 激光与等离子体相互作用过程中, 由于离子质量远比电子大, 激光能量主要传递给电子, 产生超热电子. 大部分超热电子通常具有keV–MeV的能量^[21]. 对于金属薄膜靶, 前向运输的超热电子在穿越靶后表面-真空界面时可通过相干渡越辐射过程产生强太赫兹脉冲^[22]. 太赫兹脉冲与逃逸的超热电子束在时间上本征同步.

当太赫兹场与电子相互作用时, 电子受到洛伦兹

力的作用而加减速或者偏转.

$$\mathbf{F} = -e \cdot (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (1)$$

其中, $e=1.602 \times 10^{-19}$ C为单电子电量, $\mathbf{v}$ 为电子的速度, $\mathbf{E}$ 为太赫兹脉冲电场强度, $\mathbf{B}$ 为太赫兹脉冲磁感应强度, $\mathbf{B}$ 与 $\mathbf{E}$ 的大小关系为 $B = E/c$, $c=2.998 \times 10^8$ m/s为光速.

电子的加减速或偏转随太赫兹场-电子的相对位型而异, 如图1所示, 其基本位型有同向、反向和垂直三种. 在图1(a)所示的同向位型下, 电子和太赫兹脉冲沿+z方向运动, 电子所受电场力和磁场力方向相反; 在图1(b)所示的反向位型下, 电子所受电场力和磁场力方向相同. 上述两种情形中, 电子将在垂直于其运动方向上发生偏转. 在图1(c)所示的垂直位型下, 电子所受电场力方向与磁场力方向垂直, 电子同时出现偏转和加减速效应.

针对强激光与金属薄膜靶作用产生的靶后太赫兹辐射与逃逸电子束相互作用, 本文考虑实验上较易实现的一种布局, 如图2所示. 离轴抛物面镜(OAP1)收集薄膜靶面附近的太赫兹辐射, 经平面镜反射, 再通过带孔的离轴抛物面镜(OAP2)汇聚. 其中, OAP2的孔通道对准打靶点, 即选取激光前向特定直径的电子束与太赫兹脉冲同向作用. 按照前面的分析, 这种情形对应图1(a)所示同向位型, 电子束将发生横向偏转.

图1 (网络版彩图)太赫兹脉冲-电子相互作用位型示意图. 太赫兹脉冲传播方向与电子运动方向: (a) 相同; (b) 反向; (c) 垂直

Figure 1 (Color online) Terahertz pulse-electron interaction configuration. The terahertz pulse propagates (a) in the same direction with, (b) oppositely to, and (c) perpendicularly to the electron beam, respectively.

图 2 (网络版彩图)太赫兹脉冲与电子束的产生与作用布局. 激光作用于固体薄膜靶, 由OAP1(焦距 f_1)收集太赫兹辐射, 传播距离 d 后再通过OAP2(焦距 f_2)汇聚; 同时, 前向逃逸电子束通过OAP2的限制孔后, 与太赫兹脉冲相遇

Figure 2 (Color online) Layout for the generation and interaction of the terahertz pulse and the electron beam. In intense laser-foil interactions, the generated terahertz radiation is collected by OAP1 (focal length f_1), and focused by OAP2 (focal length f_2) after propagating over d , while the forward escaping electron beam meets the terahertz pulse after passing through the restriction hole in OAP2.

考虑到太赫兹脉冲和超热电子发射几乎同时产生, 定义该时刻为时间零点. 由于不同能量的电子之间存在速度色散, 随着传播距离的增加, 电子束逐渐展宽为具有能量负啁啾的电子脉冲序列: 时间上高能电子在前、低能电子在后. 因此, 有限脉宽的太赫兹脉冲只与特定能量段的电子相遇并相互作用. 其中, 在OAP2焦点位置附近与太赫兹脉冲作用的电子将发生大幅度偏转, 其电子能量主要由离轴抛物面镜(OAP1, OAP2)的焦距(f_1 , f_2)和打靶点到OAP2的距离 d 等几何参数决定, 相应的电子速度可由式(2)估算:

$$v = \frac{d+f_2}{2f_1+d+f_2}c. \quad (2)$$

3 数值模拟与分析

为了研究图2布局中太赫兹场与电子束的相互作

用, 我们进行了数值仿真. 除特殊说明外, 模拟中采用几何参数 $f_1=100$ mm, $f_2=150$ mm和 $d=300$ mm, OAP2限孔直径 $\Phi=1$ mm. 一团能量介于100 keV–1 MeV且在该能量区间以及限孔直径范围内数密度均匀分布的电子脉冲在 $t=0$ 时刻从靶后表面准直前向出射. 我们未考虑电子之间的库仑排斥力. 太赫兹辐射则在 $t_1 = \frac{d+2f_1}{c}$ 时刻从OAP2处出现并开始汇聚, 时间和空间上呈高斯光束分布, 焦点处束腰尺寸1.9 mm. 于焦点后方90 mm处记录电子束斑分布, 并统计直径1 mm截面内的电子能谱信息.

在上述参数设置下, 我们首先仿真了脉宽 $\tau=2.65$ ps, 焦点处场强大小 $E_0=300$ kV/cm的准单周期太赫兹脉冲情形, 结果如图3所示. 根据电子束斑和能谱来判断, 特定能量段的电子在太赫兹场的作用下发生了明显偏转. 如图3(b)和(c)所示的空间分布, 能量 >400 keV的电子未与太赫兹场作用, 数密度分布保持不变, 而 ≤ 400 keV电子中特定能量段电子受到了太赫兹场的偏转作用, 使电子束斑出现了明显的拖尾现象. 这里定义拖尾距离(Tailing Distance)为沿水平轴线上, ≤ 400 keV的电子计数下降到 >400 keV的电子计数所形成矩形分布的平台值为5%时, 所对应的位置到 >400 keV的电子束斑边缘的距离. 图3(d)为直径1 mm范围内的电子能谱. 可见, 当有太赫兹脉冲作用时, 电子能谱上出现了两处明显的下降, 表明这些电子在太赫兹场作用下发生了明显的偏转. 其中较小而尖锐的负峰出现在127 keV, 该能量值的电子在OAP反射面附近受到太赫兹场作用. 图3(e)展示了该能量电子所经历太赫兹电场的情形. 当这部分电子到达OAP2所处平面时, 太赫兹脉冲前沿电场为负的部分已经离开, 使得该能量电子没有受到这部分负场的偏转作用, 并且该能量的电子又经过了较长的飞行时间, 受到正电场偏转的效果更加显著, 使得大量电子偏出原束斑范围而形成负峰. 图3(d)曲线中第二处的谷紧随127 keV的负峰开始出现, 涉及电子能量范围广. 这些电子受到完整的太赫兹瞬场的影响, 但由于相遇时太赫兹场汇聚程度以及偏转后电子飞行时间不同, 其偏转程度并不相同. 受到最大偏转的电子能量在式(2)确定的电子能量附近. 在此, 取电子计数下降到无太赫兹脉冲作用下的 $1/e$ 部分所对应能谱的范围, 称其为跨度(Span), 能量值落在这段区间的电子与太赫兹脉冲在OAP2的焦点附近一个瑞利长

图 3 (网络版彩图)脉宽2.65 ps、电场强度300 kV/cm的太赫兹脉冲作用下的模拟结果。(a) 模拟采用的太赫兹脉冲的波形; (b) ≤ 400 keV(上)和 >400 keV(下)电子束斑分布; (c) 水平轴线方向上 ≤ 400 keV(实线)和 >400 keV(虚线)的电子空间分布; (d) 有(实线)无(虚线)太赫兹场作用下的电子能谱; (e) 电子束轴线上127, 162和197 keV的电子经历的电场强度

Figure 3 (Color online) Simulation results for the terahertz pulse with a 2.65-ps duration and a 300-kV/cm electric field. (a) Waveform for the terahertz pulse used in simulation; (b) spot profile for electrons with energy ≤ 400 keV (upper) and >400 keV (lower); (c) distribution profile for electrons with energy ≤ 400 keV (solid) and >400 keV (dashed) along the horizontal axis; (d) electron energy spectrum with (solid) and without (dashed) the THz interactions; (e) electric field experienced by the 127-keV, 162-keV and 197-keV electrons along the beam axis.

度范围内相遇。

电子的偏转量取决于洛伦兹力的时间积分 $\Delta p = \int F dt$ 的横向分量, 与太赫兹场强、脉宽和波形等密切相关。图4(a)展示了电子束斑中拖尾距离和电子能谱凹陷的跨度随太赫兹脉冲场强的关系。拖尾距离随太赫兹场强增强而近线性增加; 跨度先随太赫兹场强而增加, 而后基本不再变化, 形成平台。平台的出现是因为当太赫兹场强达到一定值后, 与之作用的大部分电子偏离考察区域。图4(b)显示300 kV/cm的太赫兹场强下改变准单周期太赫兹脉宽的情况。此时, 拖尾距离与跨度均随太赫兹脉宽增加而增加。同样由于偏转作用达到一定程度后, 大部分电子偏离考察区域, 谷的跨度出现了平台。

太赫兹波形细节也会影响对电子的作用。若人为去除太赫兹脉冲前沿负场分量, 结果如图5所示。相比图3的情形, 电子束斑分布的拖尾距离更远, 电子能谱负峰强度更大, 跨度更大, 这主要是由负场分量的减少使得净的洛伦兹力时间积分的横向分量更大。

上述模拟中, 太赫兹脉冲主要与百keV能量的电子作用。由式(2)可知, 当 f_1 较小, $d+f_2$ 较大时, 受到作用

而偏转的电子速度较大。故可通过调节以上三个几何参数, 对所需偏转电子的电子能量进行选择。以1 MeV高能电子为例, 其速度为 $0.9411c$, 几何参数可采用 $f_1=50$ mm, $f_2=150$ mm和 $d=1448$ mm。

4 实验演示

为了定性验证上述分析, 我们在中国工程物理研究院激光聚变研究中心的星光III激光装置开展了初步的演示性实验, 布局如图2所示。能量约100 J, 脉宽约0.8 ps的激光脉冲与50 μm 厚的铜薄膜靶作用。由于太赫兹产生和聚焦情况并未优化, 实验中太赫兹聚焦场强评估约300 kV/cm。结构参数采用 $f_1=100$ mm, $f_2=150$ mm, $d=300$ mm。太赫兹脉冲与靶后法线方向的电子束相互作用。通过成像板(IP)堆栈和入射孔直径2 mm的电子谱仪观察OAP2焦后90 mm处电子束的偏转情况。

由于IP对电子有一定的吸收作用, 对于实验所用的IP堆栈, 能量大于400 keV电子才能到达第二层IP, 因此不同层IP反映了不同能段电子的空间分布信息。前两层IP的实验图像如图6(a)所示。由于未精确瞄准,

图 4 (网络版彩图)拖尾距离和跨度随太赫兹场强(a)和太赫兹脉宽(b)的变化

Figure 4 (Color online) Tailing distance and span as a function of the terahertz electric field (a) and the terahertz pulse duration (b).

图 5 (网络版彩图)自定义太赫兹脉冲作用下的模拟结果. (a) 模拟采用的太赫兹脉冲的波形; (b) ≤ 400 keV(上)和 >400 keV(下)电子束斑分布; (c) 水平轴线方向上 ≤ 400 keV(实线)和 >400 keV(虚线)的电子空间分布; (d) 有(实线)无(虚线)太赫兹场作用下的电子能谱

Figure 5 (Color online) Simulation results for a customized terahertz pulse. (a) Waveform for the terahertz pulse used in the simulation; (b) spot profile for electrons with energy ≤ 400 keV (upper) and >400 keV (lower); (c) distribution profile for electrons with energy ≤ 400 keV (solid) and >400 keV (dashed) along the horizontal axis; (d) electron energy spectrum with (solid) and without (dashed) the terahertz interactions.

在水平方向上OAP光轴没有与靶后法线完美共线, 电子束斑呈椭圆形, 长轴所在方向为竖直方向, 短轴为水平方向. 与第二层IP测得电子束斑相比, 第一层IP测得的电子束斑出现了明显的扩散, 但与图3(c)模拟结果不同的是, 除了向一侧的水平方向扩散外, 电子束斑还向同侧其他方向扩散. 这可能与实验中产生的太赫兹场的偏振方向有关. 相干渡越辐射机制产生的太赫兹辐射在整个空间上呈径向偏振分布, 实验OAP收

集的太赫兹辐射以水平偏振为主同时包含其他方向的偏振分量. 值得一提的是, 这种扩散现象与在加速器上的太赫兹脉冲与电子作用实验中观察到的电子漂移现象^[13]类似, 但是因本文实验中电子束并非单能的, 并且电子束斑的尺寸也更大, 太赫兹场强较弱, 故不会出现整个电子束斑的移动.

分别沿两个电子束斑的中心线统计电子数的水平分布情况, 如图6(b)所示, 第二层IP所测的电子分布均匀, 相比之下, 第一层IP出现了拖尾现象, 与图3(c)模拟中的拖尾现象基本符合.

电子谱仪的测量结果如图6(c)所示, 与模拟类似, 存在两处下降. 但需要指出的是, 一方面, 下降能量峰位置与由式(2)给出的计算值有较大差别, 这可能是由于实验中几何距离参数的测量偏差所致; 另一方面, 相比模拟(图3(d)和图5(c)), 实测能谱下降幅度较小, 可能由于实验太赫兹脉冲脉宽较短并且具有复杂波形, 电子束具有一定的发散角等因素导致. 此外, 由于激光能量的差异, 有无太赫兹情形下电子能谱的基线不同.

5 总结

针对超短超强激光与等离子体相互作用产生的太赫兹辐射和电子脉冲源, 本文分析了太赫兹脉冲与同源的超热电子束同向共线作用导致的电子偏转现象, 用数值模拟的方法探讨了该现象受到太赫兹脉冲场强、脉宽、波形的影响, 并开展了初步的演示性实验, 电子束斑和能谱测量结果均与仿真结果大致吻合. 在不同的作用位型下, 太赫兹脉冲可偏转或加减速特定能段的电子. 这表明太赫兹脉冲可用于调控激光等离子体加速器电子源, 例如选能、加速、脉宽压缩等,

图 6 (网络版彩图)实验结果. (a) 第一层IP(上)和第二层IP(下)所测电子束斑; (b) 沿第一层IP(实线)和第二层IP(虚线)水平轴线方向上的电子空间分布; (c) 有(实线)无(虚线)太赫兹脉冲下实验测的电子能谱, 以及根据光程计算的主峰位(竖线)

Figure 6 (Color online) Experimental results. (a) Electron beam profile observed on the first layer IP (upper) and the second layer IP (lower); (b) electron distribution profile along the horizontal axis for the first layer IP (solid) and the second layer IP (dashes); (c) electron energy spectrum measured with (solid) and without (dashed) the terahertz pulse, as well as the main peak position calculated by optical distance (vertical line).

开发太赫兹条纹相机、基于激光等离子体加速器的超快电子衍射等新型应用. 另一方面, 太赫兹场与电子相

互作用紧密依赖于太赫兹脉冲和电子束的参数, 有望为诊断超快太赫兹辐射和电子脉冲提供新思路.

致谢 感谢中国工程物理研究院激光聚变研究中心等离子体物理重点实验室提供了星光III装置实验机时和配套支持, 感谢激光运行组的辛勤工作.

参考文献

- Di Mitri S, Cornacchia M. Electron beam brightness in linac drivers for free-electron-lasers. *Phys Rep*, 2014, 539: 1–48
- Leemann C W, Douglas D R, Krafft G A. The continuous electron beam accelerator facility: CEBAF at the Jefferson laboratory. *Annu Rev Nucl Part Sci*, 2001, 51: 413–450
- Schreiber S, Faatz B. The free-electron laser FLASH. *High Power Laser Sci Eng*, 2015, 3: 28–40
- Nanni E A, Huang W R, Hong K H, et al. Terahertz-driven linear electron acceleration. *Nat Commun*, 2015, 6: 8486, arXiv: 1411.4709
- Peralta E A, Soong K, England R J, et al. Demonstration of electron acceleration in a laser-driven dielectric microstructure. *Nature*, 2013, 503: 91–94
- Geddes C G R, Toth C S, van Tilborg J, et al. High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding. *Nature*, 2004, 431: 538–541
- Zhang D, Fallahi A, Hemmer M, et al. Segmented terahertz electron accelerator and manipulator (STEAM). *Nat Photon*, 2018, 12: 336–342, arXiv: 1711.03024
- Zhang D, Fakhari M, Cankaya H, et al. Cascaded multicycle terahertz-driven ultrafast electron acceleration and manipulation. *Phys Rev X*, 2020, 10: 011067, arXiv: 1910.06639
- Zhao L, Wang Z, Lu C, et al. Terahertz streaking of few-femtosecond relativistic electron beams. *Phys Rev X*, 2018, 8: 021061, arXiv: 1805.03923
- Zhao L, Tang H, Lu C, et al. Femtosecond relativistic electron beam with reduced timing jitter from THz driven beam compression. *Phys Rev Lett*, 2020, 124: 054802, arXiv: 1906.06900
- Ofori-Okai B K, Hoffmann M C, Reid A H, et al. A terahertz pump mega-electron-volt ultrafast electron diffraction probe apparatus at the SLAC accelerator structure test area facility. *J Inst*, 2018, 13: P06014
- Qi F, Ma Z, Zhao L, et al. Breaking 50 femtosecond resolution barrier in MeV ultrafast electron diffraction with a double bend achromat compressor. *Phys Rev Lett*, 2020, 124: 134803, arXiv: 2003.08046
- Li R K, Hoffmann M C, Nanni E A, et al. Terahertz-based subfemtosecond metrology of relativistic electron beams. *Phys Rev Accel Beams*,

- 2019, 22: 012803, arXiv: [1805.01979](#)
- 14 Zhao L, Wang Z, Tang H, et al. Terahertz oscilloscope for recording time information of ultrashort electron beams. *Phys Rev Lett*, 2019, 122: 144801, arXiv: [1902.03433](#)
- 15 Leemans W P, Geddes C G R, Faure J, et al. Observation of terahertz emission from a laser-plasma accelerated electron bunch crossing a plasma-vacuum boundary. *Phys Rev Lett*, 2003, 91: 074802
- 16 Liao G Q, Li Y T. Review of intense terahertz radiation from relativistic laser-produced plasmas. *IEEE Trans Plasma Sci*, 2019, 47: 3002–3008
- 17 Liao G, Li Y, Liu H, et al. Multimillijoule coherent terahertz bursts from picosecond laser-irradiated metal foils. *Proc Natl Acad Sci USA*, 2019, 116: 3994–3999, arXiv: [1805.04369](#)
- 18 Leemans W P, Gonsalves A J, Mao H S, et al. Multi-GeV electron beams from capillary-discharge-guided subpetawatt laser pulses in the self-trapping regime. *Phys Rev Lett*, 2014, 113: 245002
- 19 Toncian T, Wang C, McCary E, et al. Non-Maxwellian electron distributions resulting from direct laser acceleration in near-critical plasmas. *Matter Radiat at Extremes*, 2016, 1: 82–87
- 20 Zhang J, Li Y T, Sheng Z M, et al. Generation and propagation of hot electrons in laser-plasmas. *Appl Phys B*, 2005, 80: 957–971
- 21 Zheng J, Tanaka K A, Miyakoshi T, et al. Spectrum of transition radiation from hot electrons generated in ultra-intense laser plasma interaction. *Phys Plasmas*, 2002, 9: 3610–3616
- 22 Liao G Q, Li Y T, Zhang Y H, et al. Demonstration of coherent terahertz transition radiation from relativistic laser-solid interactions. *Phys Rev Lett*, 2016, 116: 205003

Electron deflection driven by terahertz pulses from laser-plasma interactions

WANG Dan^{1,2}, LIU Hao^{1,3,6}, WANG WeiWu⁴, WANG TianZe^{1,2}, LEI HongYi^{1,2},
LIU DongXiao⁴, YANG Lei⁴, LU Feng⁴, ZHOU KaiNan⁴, ZHOU WeiMin⁴, GU YuQiu^{4,6},
LIAO GuoQian¹, ZHANG Zhe^{1,6}, WANG Xuan^{1,5} & LI YuTong^{1,2,5,6*}

¹ Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;

² School of Physical Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;

³ Key Laboratory for Laser Plasmas (MOE), School of Physics and Astronomy, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China;

⁴ Science and Technology on Plasma Physics Laboratory, Laser Fusion Research Center, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China;

⁵ Songshan Lake Materials Laboratory, Dongguan 523808, China;

⁶ Collaborative Innovation Center of Inertial Fusion Sciences and Applications, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China

Traditional electron accelerators usually use the radio-frequency field as the driving field. In contrast, the terahertz radiation, with a shorter wavelength and a higher accelerating gradient, has the capability to work as the driver of compact electron accelerators in the future. In addition, the terahertz pulse can also provide an ultrafast modulated field to compress and measure the electron pulse width. Recently, the interactions between terahertz field and electrons have attracted increasing attention. Intense laser-solid interactions can produce both a high-energy terahertz pulse and a high-charge electron beam simultaneously. This advantage enables a unique platform for the terahertz control of electrons and the terahertz pump-electron probe experiments. Here, by taking a feasible experimental layout as an example, we first investigate the interactions of a terahertz pulse with a co-propagating electron beam. Systematic discussions on the influences of several parameters on the terahertz field-induced electron deflection are presented via numerical simulations. We find that a strong terahertz electric field or the long pulse duration will enhance the deflection. Furthermore, the deflection depends strongly on the terahertz waveform. A preliminary experiment is performed to qualitatively demonstrate the relevant analysis.

laser-plasma interactions, terahertz radiation, electron deflection

PACS: 52.38.-r, 41.75.Lx, 61.80.Fe, 33.20.Bx, 52.59.-f

doi: [10.1360/SSPMA-2020-0256](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2020-0256)