

强激光与柱腔靶作用下准直高能电子束的产生^{*}

何 武^{1,2}, 周维民², 张智猛², 矫金龙², 单连强², 蒋 刚^{1,3}

(1. 四川大学 物理科学与技术学院, 成都 610064;

2. 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, 四川 绵阳 621900;

3. 四川大学 高能量密度物理教育部重点实验室, 成都 610064)

摘 要: 利用二维 PIC 粒子模拟程序研究了超短超强激光脉冲与柱腔靶相互作用产生的表面超热电子加速现象。采用光强为 10^{21} W/cm² 量级的超高斯激光脉冲掠入射进入柱腔靶, 在靶的内壁上观察到了 GeV 量级的表面超热电子。超热电子束被准静态的电场和磁场约束在内壁表面附近, 保证了电子束的准直性, 发散角仅为 1.6° ; 并且由于超热电子束在纵向激光电场中加速了 mm 级的距离, 激光到高能电子 (>100 MeV) 的转换效率达到了 26.6%。另外, 通过多参数模拟和理论解析讨论了激光的光强以及横向空间分布对这种表面超热电子加速的影响。

关键词: 超强激光; 柱腔靶; PIC 模拟; 准直超热电子; 准静态磁场; 表面电子加速

中图分类号: O434.12 **文献标志码:** A **doi:** 10.11884/HPLPB201527.072003

随着超短超强激光技术的发展, 激光的输出功率不断提高, 如今激光技术已经进入了拍瓦(PW)时代, 激光的聚焦强度可以达到 $10^{18} \sim 10^{22}$ W/cm², 脉冲宽度可以控制在 $10^{-15} \sim 10^{-12}$ s 的量级。如此高强度的激光和固体靶相互作用可以产生大量超热电子。高能量密度的准直超热电子束具有十分广阔的应用前景, 快点火惯性约束聚变方案便是用超热电子去加热预压缩的燃料来形成点火热斑的, 靶背鞘场离子加速、X 射线辐射等也是以超热电子的产生为基础。某些应用领域比如实验室尺度的新型辐射源装置, 要求激光驱动大量电子加速到 GeV 量级的能量。因此, 如何高效地产生大量准直高能超热电子, 一直都是强激光等离子体领域备受瞩目的研究热点。

目前, GeV 量级的激光电子加速方案主要有稀薄等离子体中的尾场加速^[1-3]和低密度等离子体通道中激光直接加速^[4-5]。尾场加速是用一束短脉冲强激光打进气体靶, 可以产生等离子体尾波场, 把电子加速到很高能量, 其优点是单能性好、发散角小, 但由于气体等离子体密度很低, 所以产生的电子束的电量较低, 一般在 10^{-12} C 量级; 激光直接加速是用超短超强激光去打次临界密度的等离子体, 形成一个等离子体通道, 电子会在其中作 betatron 振荡, 当振荡频率和激光频率共振时, 电子会直接从激光场中获得能量而被加速, 这种机制下激光的吸收率较高, 但由于各种不稳定性^[6]导致电子束发散角较大, 准直性不好。

超短超强激光与固体靶相互作用在靶的前表面上也会产生表面超热电子束流。这种表面电子加速现象最初是在用锥靶快点火^[7-8]的研究中发现的, 2004 年, 日本的 Sentoku^[9]在模拟中发现大量超热电子沿着锥的侧壁向锥顶汇聚, 有效地提高了超热电子的温度和激光的转换效率, Nakamura^[10]解析地分析了准静态磁场对表面超热电子传输的影响。2006 年, 中国科学院物理所的李玉同^[11]等做了超短超强激光大角度斜入射平面靶的实验, 分析了入射角对表面电子分布的影响; 陈民^[12]在理论上给出了大入射角时表面电子加速的机制, 认为电子会在靶表面准静态电磁场的作用下会达到类似等离子体通道中的 betatron 共振状态, 从而实现加速。但是在斜入射的情况下, 激光场会反射, 电子在激光场中的加速距离比较短, 大约只有激光焦斑量级, 这便导致了加速出来的电子能量不会很大。

本文采用超短超强激光掠入射进入一个柱腔靶内, 掠入射使激光不会在腔内剧烈反射, 只有激光焦斑边缘附近直接和腔壁相互作用, 同时固体密度的腔壁可以约束激光在真空腔内向前传输很长一段距离, 实现了远大于焦斑尺寸的长距离的相互作用。若激光的横向空间分布为超高斯, 激光在焦斑边缘处的大的梯度会引入一个强的纵向电场, 这个电场刚好可以用来长距离地加速表面电子, 通过二维 PIC 模拟和理论解析, 讨论了激光

^{*} 收稿日期: 2015-04-09; 修订日期: 2015-05-10

基金项目: 国家自然科学基金项目(11474208, 11175165)

作者简介: 何 武(1989—), 男, 硕士, 研究方向为强场物理; he5wu@outlook.com。

通信作者: 蒋 刚(1965—), 男, 教授, 研究方向为高能量密度物理; gjiang@scu.edu.cn。

强度以及激光横向分布对这种长距离表面电子加速的影响。

1 基本模型及 PIC 模拟参数

本文采用并行的二维全相对论电磁 PIC 程序 OP-IC2D^[13-14] 进行数值模拟,基本模型如图 1 所示,用一束超短超强的激光脉冲掠入射进入真空柱腔靶。极化方向在 y 方向的激光脉冲在 $t=0$ 时刻从窗口左侧入射,其波长为 $1\ \mu\text{m}$;横向空间包络为 $E_y^L \sim \exp[-(r/w)^n]$,其中 n 表征了激光的横向分布, w 表示激光的焦斑大小,本文取 $w=6\ \mu\text{m}$;激光的纵向时间包络为 $I(t)=I_0 \sin^2(t\pi/\tau)$,其中 τ 可以表征激光脉冲宽度的长短,激光峰值强度 I_0 可以用无量纲振幅 a_0 来表征。模拟窗大小是 $x \times y = 50\ \mu\text{m} \times 30\ \mu\text{m}$,每个网格大小为 $\Delta x \times \Delta y = 0.02\ \mu\text{m} \times 0.02\ \mu\text{m}$,在 $t=160\ \text{fs}$,模拟窗开始跟随激光脉冲和表面电子束以光速向前移动。所采用的柱腔靶长度为 $1\ \text{mm}$,柱腔内直径为 D ,腔壁初始由碳原子构成,碳原子数密度为 $20n_c$ (其中 $n_c = m_e c \omega^2 / 4\pi e^2$ 为临界等离子体密度),程序包含了碰撞和离化效应^[15],因此在全离化后,电子密度为 $120n_c$,模拟时每个网格内放置 150 个宏粒子。

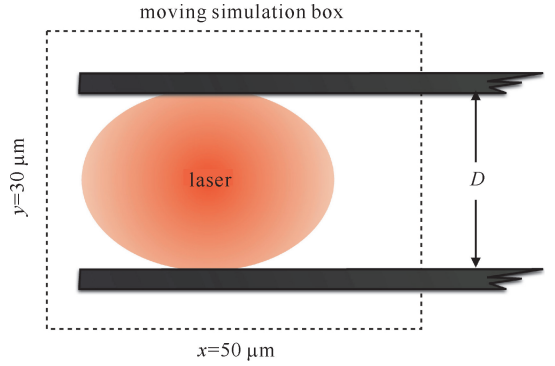


Fig. 1 Setup of the simulation

图 1 模型示意图

2 GeV 量级的表面电子加速现象

取 $a_0=30$ (即光强峰值 $1.23 \times 10^{21}\ \text{W}/\text{cm}^2$), $\tau=120\ \text{fs}$ (即脉宽 $60\ \text{fs}$), $n=4$ (即 4 阶超高斯激光), $D=15\ \mu\text{m}$,在这样的激光和靶参数条件下,我们在腔内壁表面观察到了 GeV 量级的表面电子加速现象。

激光焦斑边缘与固体密度的柱腔靶壁相互作用的物理过程是这种表面电子加速现象的关键。在以上参数条件下,焦斑边缘处的激光场的强度为 $a_s=2.6$,达到了相对论强度。这种强度的激光场与入口处的固体靶壁相互作用,通过真空加热^[16]和有质动力加热^[17]等机制,可以产生大量的超热电子。已有的工作^[9-11]表明,在激光以大角度斜入射到平面固体靶表面上时,超热电子会沿着靶的表面发射出去,同时会在靶的内壁表面形成强的准静态的电场和磁场。本文中激光脉冲掠入射柱腔靶,也在其上下壁的内表面附近很窄的区域形成准静态磁场和电场,如图 2 所示。由于真空加热机制,超热电子被激光场从侧壁中拉出,形成了准静态的电荷分离场 E_y^S ;大量超热电子沿着表面向前传输形成表面电流,与靶壁内部的高密度冷电子回流,共同形成环形电流,继而产生了准静态的磁场 B_z^S 。 E_y^S 对表面超热电子的作用是将电子往壁内拉, B_z^S 的作用是把超热电子向壁外推,并且两者大小相近,峰值强度都在 3.5 左右(电场和磁场单位分别是 $m_e c \omega_0 / e$ 和 $m_e c \omega_0 / e$),因此在二者的共同作用下,超热电子便被约束在表面附近,并沿着表面一直向前传输。

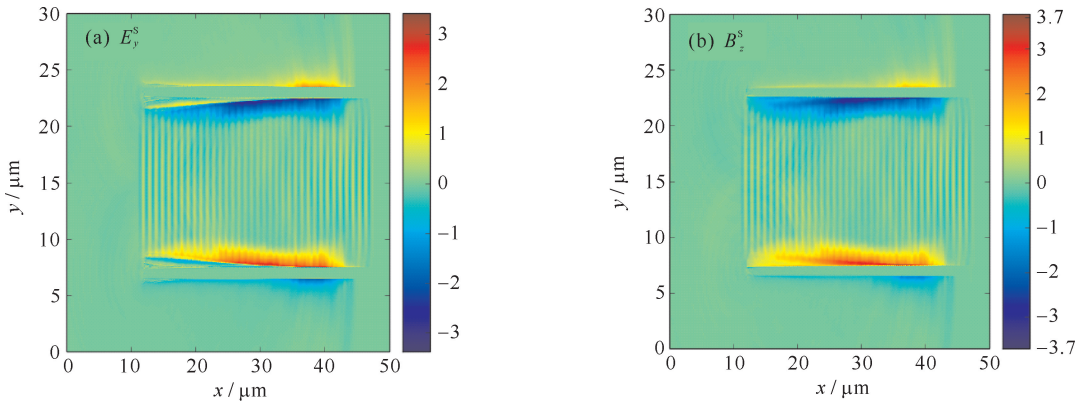


Fig. 2 Spatial distribution of the quasistatic electric field and quasistatic magnetic field at $t=0.16\ \text{ps}$

图 2 在 $t=0.16\ \text{ps}$ 时刻准静态的电场和准静态磁场的空间分布图

在 $t=2.72\ \text{ps}$ 时刻,激光已经沿着腔壁向前传输了 $0.8\ \text{mm}$,图 3 给出了此时的电子能量密度分布图,从图中可以看出,之前形成的超热电子从激光场中获得了能量,在腔壁表面上形成了具有非常高能量密度的电子团。电子能量密度最高的地方达到 $2 \times 10^4 n_c m_e c^2$,换算成国际单位制 $1.8 \times 10^{18}\ \text{J}/\text{m}^3$,可见这种长距离的

表面电子加速可以把超热电子团加速到超高能量密度的状态。

图 4 给出了 2.72 ps 时刻的超热电子能谱和高能超热电子(动能大于 100 MeV)的角分布谱,可以看到表面超热电子呈现连续谱分布,在 1~1.8 GeV 之间有接近平台的谱结构,说明高能端的电子数量并不少。电子的截止能量则达到了 2.32 GeV,远超过真空中的自由电子在平面波激光场中所能获得的最大能量限制 $a_0^2 m_e c^2 / 2 = 230$ MeV。从发散角分布图可以看出,这群超热电子团被准静态的电场和磁场约束得很好,发散角仅为 1.6° ,准直性很好。

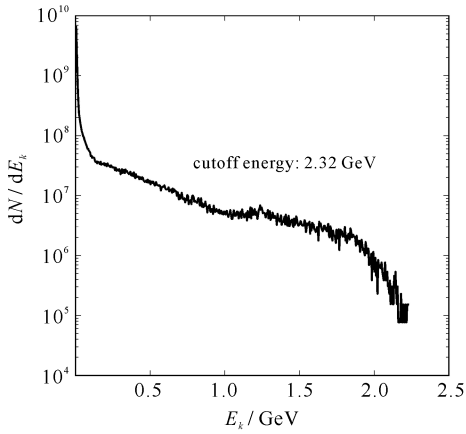


Fig. 4 Energy spectrum and angular distribution of electrons at $t = 2.72$ ps

图 4 在 $t = 2.72$ ps 时刻电子的能谱和角分布

此外,我们统计了动能 100 MeV 以上的电子的总能量 $1.8 \text{ J}/\mu\text{m}$,由于输入的激光能量为 $6.76 \text{ J}/\mu\text{m}$,则从激光到高能表面电子的能量转换效率达到了 26.6%,激光损失的能量大部分都转换给了表面超热电子,剩余的仍然留在激光场内部,因此,通过优化参数,还有继续提高激光能量转换效率的可能。我们也统计了 100 MeV 以上电子的总电量,共为 $3 \text{ nC}/\mu\text{m}$,若推算到三维空间(z 方向 $10 \mu\text{m}$),高能电子的总电量可以达到几十 nC 的量级。有些应用如 γ 射线成像等,对能散要求不高,需要的是 nC 量级的大电量。这种长距离的表面电子加速便可以高效地产生大电量高能电子。

3 参量对表面电子加速的影响

首先,激光光强会对这种表面电子加速有最直接的影响。改变无量纲振幅,分别取 $a_0 = 5, 10, 20, 30$,其他参量保持不变,进行 PIC 模拟,图 5 给出了不同情况下,电子的最大截止能量和 100 MeV 以上高能电子的总电量随时间变化情况。可以发现,超热电子的最大截止能量随着时间(加速距离)线性增长,光强越强,加速梯度越大,最大截止能量也越大。高能电子的总电量在初始阶段不断增加,到一定时间后趋于饱和,光强越强,所能产生的高能超热电子数量越多。在 $a_0 = 5$ 光强相对较弱的情况下,未能形成有效的表面电子加速,最大截止能量增长不明显,产生的高能电子数量也很少,这是由于焦斑中心的 a_0 只有 5 时,焦斑边缘处的 a_s 仅为 0.44,这样的强度和固体壁相互作用很难有效地形成大量高速的超热电子,表面电流太小便无法形成足够强的准静态磁场,无法约束住电子,电子会从表面飞散,导致表面电流变得更小,最终无法形成有效的表面电子加速现象。

另外,激光的横向空间包络对表面电子加速也存在影响。当 $n=2$ 时为一般的高斯分布,当 $n=4$ 时是超高斯分布,超高斯的激光比普通高斯激光焦斑能量集中度更高,焦斑中心处的光强分布更均匀,焦斑边缘处的光强分布更陡峭,即对于超高斯激光焦斑边缘处的场强梯度比普通高斯型要大。取 $n=2, 4$ 两种情况进行对比,为了让腔壁处在焦斑边缘的最佳位置,调整柱腔的内直径 D 对应为 $18 \mu\text{m}, 15 \mu\text{m}$,其他参量保持不变。结果如图 6 所示,可以看出,超高斯激光加速出来的高能电子能量更高,电量更大,激光的能量吸收效率更高。

在本文的模型中,表面电子加速的主要动力正是由横向梯度引入的纵向激光电场。这个电场主要分布在

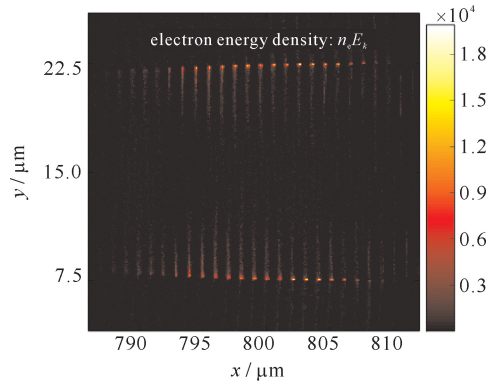
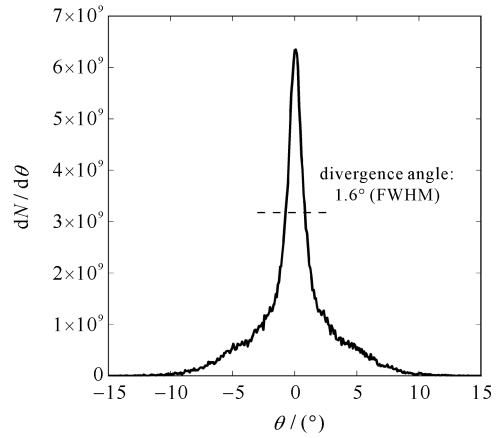


Fig. 3 Spatial distribution of the electron energy density at $t = 2.72$ ps

图 3 在 $t = 2.72$ ps 时刻电子的能量密度分布图



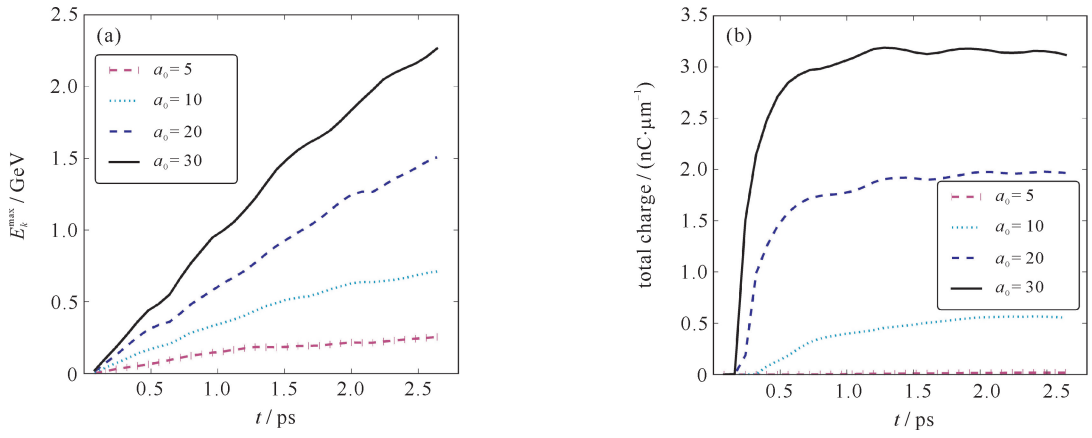


Fig. 5 Time evolution of the maximum kinetic energy and the total charge of the electrons in different cases with different a_0

图 5 不同 a_0 情况下, 电子的最大截止能量和高能电子总电量随时间的变化

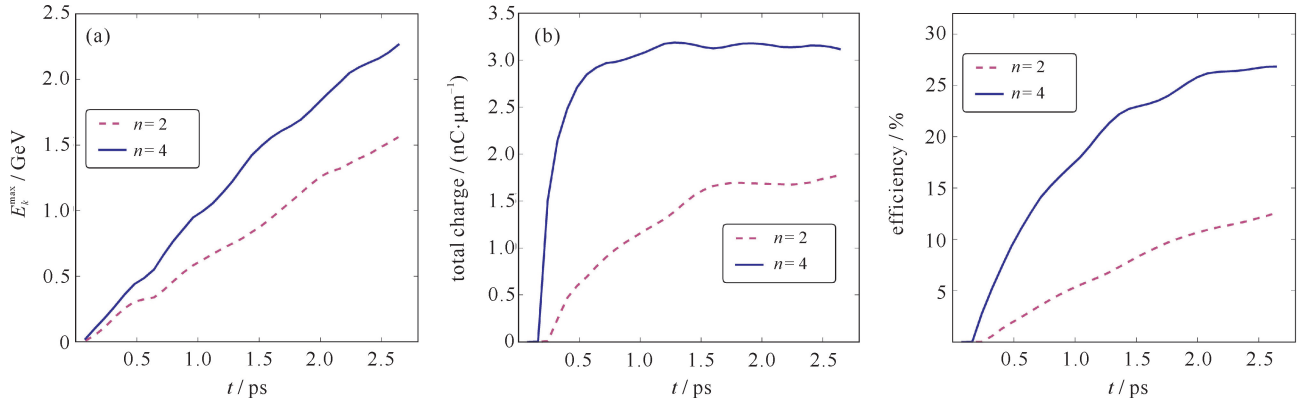


Fig. 6 Time evolution of the maximum kinetic energy, the total charge, and the efficiency of the electrons in different cases with different n

图 6 不同空间包络情况下, 电子的最大截止能量, 高能电子总电量, 高能电子能量吸收效率随时间的变化

焦斑两侧的边缘处, 恰好是内壁表面附近的位置。根据麦克斯韦方程组中的

$$\nabla \cdot \mathbf{E}^L = \frac{\partial}{\partial x} E_x^L + \frac{\partial}{\partial y} E_y^L + \frac{\partial}{\partial z} E_z^L = 0 \quad (1)$$

由于采用的是 y 方向极化的线极化激光, 则焦斑位置处的激光电场表达式约为

$$E_y^L = a_0 \sin(\omega t - kx) e^{-(r/w)^n}, \quad E_z^L = 0 \quad (2)$$

因此, E_y^L 的横向梯度会引入纵向的电场 E_x^L , 即

$$\frac{\partial}{\partial x} E_x^L = -\frac{\partial}{\partial y} E_y^L = \frac{na_0 \sin(\omega t - kx)}{w} e^{-(r/w)^n} \left(\frac{r}{w}\right)^{n-1} \quad (3)$$

为简化运算取 $r/w=1$ 近似地代表激光焦斑边缘处, 则焦斑边缘处的纵向电场为

$$E_x^L = \int_a^x \frac{na_0}{ew} \sin(\omega t - kx) dx = \frac{na_0}{ewk} [\cos(\omega t - kx) - 1] \quad (4)$$

以上式中: E^L 为激光电场; E_x^L , E_y^L , E_z^L 分别为 x, y, z 三个方向上的分量; ω 为激光角频率; k 为波矢; w 为激光的束腰半径; n 为激光超高斯的阶数; a_0 为无量纲振幅。由式(3)可以看出, 超高斯的阶数 n 越大, 无量纲振幅 a_0 越大, 则焦斑边缘处的纵向加速电场 E_x^L 越大, 壁面上的表面电子加速梯度越大, 所得到的电子束能量也就越高, 这与模拟的结果是相一致的。

4 结 论

本文用二维 PIC 程序 OPIC2D 模拟了超短超强 (10^{21} W/cm²) 超高斯激光脉冲掠入射柱腔靶的模型, 经过 0.8 mm 的表面电子加速过程, 最终获得了截止能量达 2.3 GeV、发散角仅为 1.6° 的准直高能电子束。其中动能大于 100 MeV 的电子电量达 3 nC/μm, 激光能量转换效率达到了 26.6%, 因此, 这种电子加速方案适合那些需求大电量准直高能电子束的应用场景如 γ 射线成像等。另外, 通过改变激光强度和激光横向超高斯的阶数进行多参量的模拟, 结合理论分析, 发现表面电子受到的焦斑边缘处的纵向加速电场与超高斯的阶数 n 和

无量纲振幅 a_0 成正比,即光强越强,横向超高斯阶数越高,表面电子加速梯度越大,最终电子束的能量就越高。

参考文献:

- [1] Tajima T, Dawson J M. Laser electron accelerator[J]. *Phys Rev Lett*, 1979, **43**(4):267-270.
- [2] 董克攻,朱斌,吴玉迟,等.用于激光尾波场中电子束电荷测量的积分束流仪标定[J].强激光与粒子束, 2010, **22**(12):2819-2823. (Dong Kegong, Zhu Bin, Wu Yuchi, et al. Integrating current transformer calibration for charge measurement of electron beam generated in laser wakefield acceleration. *High Power Laser and Particle Beams*, 2010, **22**(12):2819-2823)
- [3] 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[J]. *Phys Rev Lett*, 2014, **113**:245002.
- [4] Pukhov A, Sheng Z-M, Meyer-ter-Vehn J. Particle acceleration in relativistic laser channels[J]. *Phys Plasmas*, 1999, **6**(7):2847-2854.
- [5] Arefiev A V, Breizman B N, Schollmeier M, et al. Parametric amplification of laser-driven electron acceleration in underdense plasma[J]. *Phys Rev Lett*, 2012, **108**:145004.
- [6] Shvets G, Wurtele J S. Instabilities of short-pulse laser propagation through plasma channels[J]. *Phys Rev Lett*, 1994, **73**(26):3540-3543.
- [7] Cai H, Mima K, Zhou W, et al. Enhancing the number of high-energy electrons deposited to a compressed pellet via double cones in fast ignition[J]. *Phys Rev Lett*, 2009, **102**:245001.
- [8] 蔡洪波,周海涛,贾青,等.激光驱动强流电子束产生和控制[J].强激光与粒子束, 2015, **27**:032001. (Cai Hongbo, Zhou Cangtao, Jia Qing, et al. Laser-driven relativistic electron beam for fast ignition. *High Power Laser and Particle Beams*, 2015, **27**:032001)
- [9] Sentoku Y, Mima K, Ruhl H, et al. Laser light and hot electron micro focusing using a conical target[J]. *Phys Plasmas*, 2004, **11**(6):3083-3087.
- [10] Nakamura T, Kato S, Nagatomo H, et al. Surface-magnetic-field and fast-electron current-layer formation by ultraintense laser irradiation [J]. *Phys Rev Lett*, 2004, **93**:265002.
- [11] Li Y T, Yuan X H, Xu M H, et al. Observation of a fast electron beam emitted along the surface of a target irradiated by intense femtosecond laser pulses[J]. *Phys Rev Lett*, 2006, **96**:165003.
- [12] Chen M, Sheng Z-M, Zheng J, et al. Surface electron acceleration in relativistic laser-solid interactions[J]. *Opt Express*, 2006, **14**(7):3093-3098.
- [13] Zhang Z M, He X T, Sheng Z M, et al. Hundreds MeV monoenergetic proton bunch from interaction of 10^{20-21} W/cm² circularly polarized laser pulse with tailored complex target[J]. *Appl Phys Lett*, 2012, **100**:134103.
- [14] 吴凤娟,周维民,单连强,等.强激光与双锥靶作用加速准单能质子束[J].强激光与粒子束, 2014, **26**:122001. (Wu Fengjuan, Zhou Weimin, Shan Lianqiang, et al. Quasimonoenergetic proton beam acceleration from intense laser interaction with a double cone target. *High Power Laser and Particle Beams*, 2014, **26**:122001)
- [15] Sentoku Y, Kemp A J. Numerical methods for particle simulations at extreme densities and temperatures: Weighted particles, relativistic collisions and reduced currents[J]. *J Comput Phys*, 2008, **227**(14):6846-6861.
- [16] Brunel F. Not-so-resonant, resonant absorption[J]. *Phys Rev Lett*, 1987, **59**(1):52-55.
- [17] Wilks S, Kruer W, Tabak M, et al. Absorption of ultra-intense laser pulses[J]. *Phys Rev Lett*, 1992, **69**(9):1383-1386.

High-energy collimated electron acceleration from ultra-intense laser interaction with tube targets

He Wu^{1,2}, Zhou Weimin², Zhang Zhimeng², Jiao Jinlong², Shan Lianqiang², Jiang Gang^{1,3}

(1. College of Physical Science and Technology, Sichuan University, Chengdu 610064, China;

2. Science and Technology on Plasma Physics Laboratory, Research Center of Laser Fusion, CAEP, Mianyang 621900, China;

3. Key Laboratory of High Energy Density Physics, Sichuan University, Chengdu 610064, China)

Abstract: Two-dimensional PIC (particle-in-cell) simulation is used to investigate the interaction between ultra-intense short-pulse lasers with tube targets. When an ultra-intense super-Gaussian laser pulse propagates at a grazing incidence angle into the tube target, GeV-class electron acceleration is observed on the inner surface. Fast electrons are confined along the surface by quasistatic electric and magnetic fields, resulting in a small divergence angle of the generated electron beam. These surface fast electrons can be accelerated for a long distance along the tube; as a result, the energy conversion efficiency is very high. The influence of the laser intensity and the transverse profile on the surface electron acceleration process is also discussed in the article.

Key words: ultra-intense laser; tube target; PIC simulation; collimated fast electrons; quasistatic magnetic field; surface electron acceleration

PACS: 52.38.Kd; 52.65.Rr