

## 强激光驱动锥口多层靶的超热电子输运特性

赵权平<sup>1,2</sup>, 宋海英<sup>1,2\*</sup>, 汪洋<sup>1,2</sup>, 刘勋<sup>3</sup>, 李维<sup>3</sup>, 刘世炳<sup>1,2\*\*</sup>

<sup>1</sup>北京工业大学材料与制造学部强场与超快光子学实验室, 北京 100124;

<sup>2</sup>北京工业大学材料与制造学部教育部跨尺度成型重点实验室, 北京 100124;

<sup>3</sup>北京空间机电研究所, 北京 100094

**摘要** 为了提升超热电子的准直输运效率,提出了锥口多层靶模型,并通过二维 PIC(particle-in-cell)模拟手段研究了强激光与锥口多层靶相互作用过程中超热电子的产生和输运特性。研究表明,相比于无锥结构的多层靶,锥口多层靶中输运的超热电子数目更多、能量更高且空间分布也更加集中,发散角被控制在 $-38^{\circ}\sim 38^{\circ}$ 之间的超热电子能量约增加了 0.6 倍,锥口多层靶能够提升超热电子的准直输运效率。锥口多层靶中超热电子准直输运效率提升的原因主要有三个方面:激光从锥壁上拉出了大量超热电子、锥壁对激光的聚焦作用增强了激光有质动力以及锥顶后方产生了较强的自生磁场分布。本文建立的模型对于提升“快点火”中超热电子的束品质具有重要意义。

**关键词** 激光物理; 强激光; 锥口多层靶; 超热电子输运

**中图分类号** O532

**文献标志码** A

**doi:** 10.3788/CJL202148.2401002

### 1 引言

在惯性约束聚变研究中,传统的中心点火方案对靶丸压缩的均匀性和对称性以及激光能量都有极高的要求。为了降低这些要求,1994 年 Tabak 等<sup>[1]</sup>提出了快点火方案,该方案的主要过程是先将靶丸压缩至高温高密度状态,然后一束超强激光与靶丸相互作用产生大量 MeV 量级的超热电子,这些超热电子传输几十微米的距离,将能量沉积到靶丸核心,使其达到点火温度,最终实现核聚变<sup>[1-3]</sup>。因此,快点火方案对超热电子束的束品质有较高的要求。但在超热电子的传输过程中,可能出现的韦伯不稳定性、成丝不稳定性和双流不稳定性等都会降低超热电子束的束品质<sup>[4]</sup>,这严重制约了惯性约束聚变快点火方案的实现。

为了更好地准直输运超热电子,提升超热电子束的束品质,国内外的研究人员进行了大量的理论

和实验研究,提出了几种有效的准直输运方案,如锥靶<sup>[5-10]</sup>、双束激光方案<sup>[11-15]</sup>、高电阻率核心低电阻率包层靶<sup>[16-19]</sup>、低密度核心高密度包层靶<sup>[20-23]</sup>等。在锥靶方案中,锥壁对激光的聚焦作用和锥壁上产生的超热电子使得锥靶中超热电子的产额和能量远高于平面靶<sup>[5]</sup>,但锥靶产生的超热电子束发散角仍较大<sup>[24]</sup>。在双束激光方案中,主要利用强度较弱的第一束激光在靶中激发的自生磁场,来准直输运强度较强的第二束激光产生的超热电子。该方案不需要复杂的靶工程,但所产生的自生磁场强度不高,为几兆高斯量级<sup>[11]</sup>。在高电阻率核心低电阻率包层靶方案中,主要利用电阻率梯度产生的自生磁场来准直输运超热电子,产生的自生磁场可高达几百兆高斯,超热电子被沿界面分布的自生磁场约束在较高电阻率区域中传输<sup>[18-19]</sup>,但高电阻率材料也增大了超热电子束的能量损耗<sup>[23]</sup>。低密度核心高密度包层靶方案,主要利用等离子体密度梯度产生的自生

收稿日期: 2021-04-12; 修回日期: 2021-05-11; 录用日期: 2021-05-24

基金项目: 国家重点研发计划(2018YFB0504400)、国家自然科学基金(51875006, 51705009)、北京市教委科技计划(KM201810005001)

通信作者: \*hysong@bjut.edu.cn; \*\*sbliu@bjut.edu.cn

磁场来准直输运超热电子,产生的自生磁场可高达几百兆高斯<sup>[24]</sup>,超热电子被沿界面分布的自生磁场约束在较低等离子体密度区域中传输,该方案不需要高电阻率材料,因此,这种靶型能够在有效准直输运超热电子的同时降低超热电子在靶中的能量损耗<sup>[23]</sup>,潜力很大。最近,Lv 等<sup>[25]</sup>在低密度核心高密度包层靶中加入高密度夹层,提出了含有高密度夹层的低密度核心靶,研究表明,与低密度核心高密度包层靶相比,含有高密度夹层的低密度核心靶产生的热电子束能量流密度增加了 1.8 倍。

为了进一步提升超热电子的准直输运效率,本文将锥结构与含有高密度夹层的低密度核心结构相结合,提出了锥口多层靶模型,利用二维 PIC (particle-in-cell) 模拟程序 Vorpal<sup>[26]</sup>,研究了强激光与锥口多层靶相互作用超热电子的产生和输运特性,将锥口多层靶中超热电子的能量密度分布、纵横向分布、能谱以及发散角分布与多层靶中的结果作对比,证明了锥口多层靶能够提升超热电子的准直输运效率,并探究了效率提升的原因。

## 2 PIC 模拟条件

为了证明锥口多层靶能够提升超热电子的准直输运效率,本文设计了两种不同的靶型。两种靶型初始时刻等离子体密度分布如图 1 所示,其中,图 1(a)为无锥结构的多层靶,该靶型本质上与文献<sup>[25]</sup>提出的含有高密度夹层的低密度核心靶相同,主要用来作为对照,而图 1(b)为本文所提出的锥口多层

靶,图中  $n_e$  为电子数密度,  $n_c$  为等离子体区域密度。

整个模拟区域的大小为  $x \times y = 40\lambda_0 \times 30\lambda_0$ ,每个网格的大小为  $\Delta x = \Delta y = 0.025\lambda_0$ ,计算时间步长为  $0.0178T_0$ ,其中  $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$  和  $T_0 = 3.33 \text{ fs}$  分别为本文所用激光的波长和周期。在 PIC 模拟中,主要考虑主脉冲与已经电离的靶相互作用过程,因此,在模拟的开始,已经将靶设置为预电离的等离子体。本文将高密度等离子体区域的离子部分设置为正一价态的 Cu 离子,将低密度区域等离子体的离子部分设置为正一价态的锂离子。这里的场和粒子边界条件均为吸收边界条件。

强度为  $I = 3.43 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$  ( $a_0 = 5$ ) 的 P 偏振激光从左侧正入射到靶面,激光的横向空间分布为高斯分布且焦斑半径为  $6\lambda_0$ ,激光的时间包络经过  $5T_0$  的线性上升至峰值,随后,保持在峰值  $75T_0$ 。图 1 中,红色区域为较高密度等离子体区域,密度为  $50n_c$ ,绿色区域为较低密度等离子体区域,密度为  $n_c$ ,其中等离子体临界密度  $n_c = (1.12 \times 10^{21})/\lambda_0^2 \mu\text{m}^2 \cdot \text{cm}^{-3}$ ,这里的等离子体密度指的是电子密度。如图 1(a)所示,多层靶的纵向长度为  $17\lambda_0$ ,横向宽度为  $10\lambda_0$ ,其中,左侧较高密度区域纵向长度为  $2\lambda_0$ ,上下两侧较高密度区域横向宽度为  $2\lambda_0$ ,中间的较高密度夹层和较低密度夹层横向宽度分别为  $0.2\lambda_0$  和  $1.04\lambda_0$ 。如图 1(b)所示,锥口多层靶中,锥角的大小为  $10^\circ$ ,锥壁的纵向长度为  $10\lambda_0$ ,锥壁的横向宽度为  $2\lambda_0$ ,锥结构的内直径为  $6\lambda_0$ ,锥结构右侧的多层靶部分各项参数设置与图 1(a)中一致。

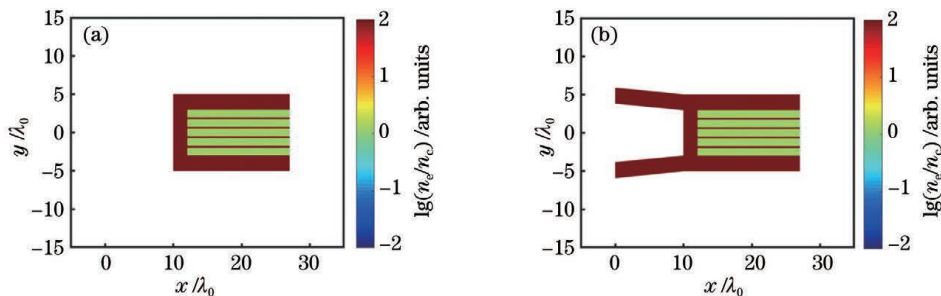


图 1 初始等离子体密度分布。(a)多层靶;(b)锥口多层靶

Fig. 1 Initial plasma density distributions. (a) Multilayers target; (b) conical-entry-multilayer target

## 3 模拟结果与分析

图 2 分别给出了两种靶型在  $50T_0$  和  $80T_0$  时刻的超热电子能量密度分布,这里选取的超热电子的能量范围在  $1 \sim 10 \text{ MeV}$  之间,结果显示,两种靶型都可以很好地将超热电子束缚在较低密度夹层中。分别对比图 2(a)和图 2(b)、图 2(c)和图 2(d)

可以得出,在  $50T_0$  时刻和  $80T_0$  时刻,相较于无锥结构的多层靶,锥口多层靶在  $x > 12\lambda_0$  区域内  $y$  轴附近传输的超热电子能量密度有所提升。

图 3 给出了两种靶型在  $80T_0$  时刻的超热电子 ( $1 \sim 10 \text{ MeV}$ ) 纵向和横向分布,其中,图 3(a)为  $-5\lambda_0 < y < 5\lambda_0$  区域内的超热电子纵向分布,图 3(b)为  $x > 12\lambda_0$  区域内的超热电子横向分布。

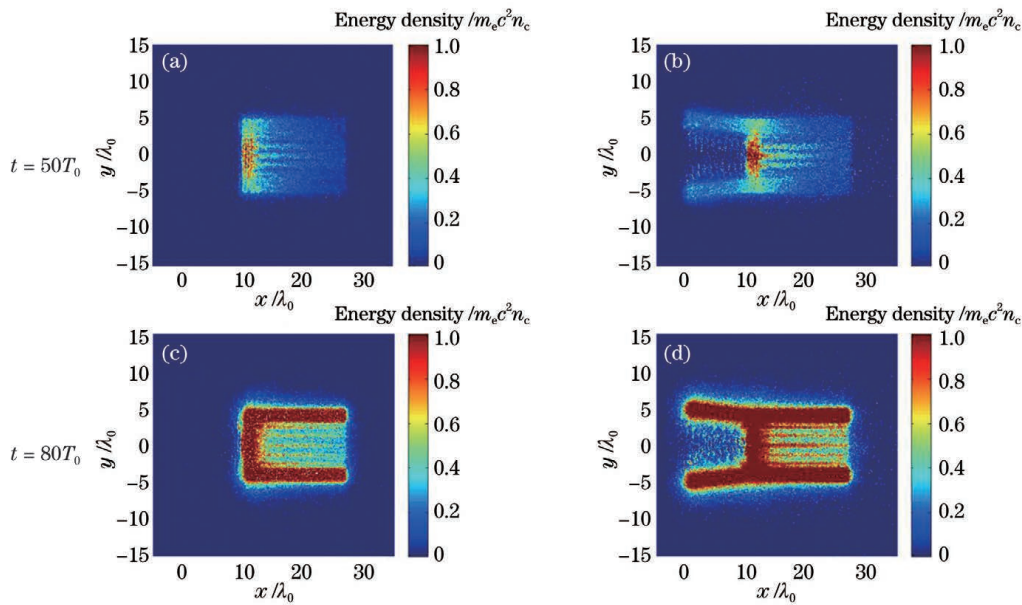


图 2 超热电子能量密度分布。(a)(c)多层靶;(b)(d)锥口多层靶

Fig. 2 Distributions of hot electron energy density. (a)(c) Multilayers target; (b)(d) conical-entry-multilayer target

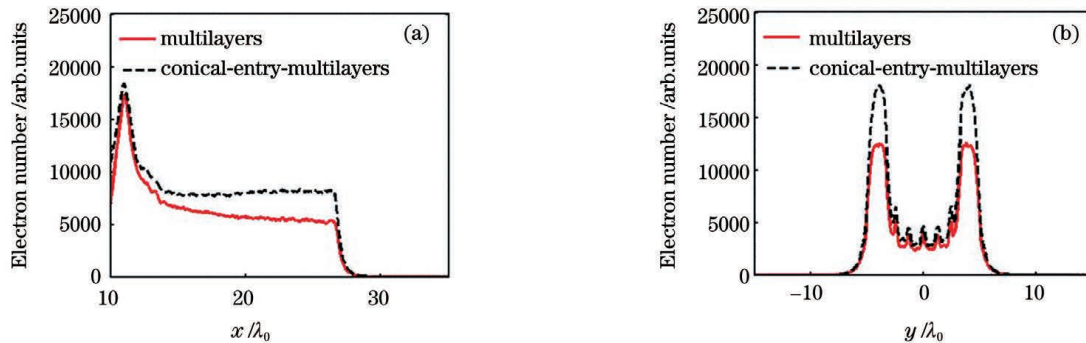


图 3 两种靶型在  $80T_0$  时刻的超热电子纵向和横向分布。(a)在  $-5\lambda_0 < y < 5\lambda_0$  区域内的纵向分布;(b)在  $x > 12\lambda_0$  区域内的横向分布

Fig. 3 Longitudinal and transverse distributions of hot electrons in both targets at  $80T_0$ . (a) Longitudinal distribution in the region  $-5\lambda_0 < y < 5\lambda_0$ ; (b) transverse distribution in the region  $x > 12\lambda_0$ .

由图 3(a)可以看到,在多层靶中,随着  $x$  的增大,超热电子的数目呈持续下降趋势。而在锥口多层靶中,当  $x < 15\lambda_0$  时,随着  $x$  的增大,超热电子的数目也在减小,但当  $x > 15\lambda_0$  时,随着  $x$  的继续增大,超热电子数目基本保持不变。图 3(b)中的结果显示,两种靶型中超热电子都可以被束缚在  $-5\lambda_0 < y < 5\lambda_0$  范围内,但锥口多层靶中的超热电子数目更多。

为了更清晰地反映两种靶型对超热电子的准直运输能力,本文绘制了两种靶型靶后方的电子能谱和发散角分布,如图 4 所示。其中,图 4(a)为  $50T_0 \sim 80T_0$  时间段内,所有穿过靶后表面  $x = 27\lambda_0$  的电子的能谱。对两种靶型的电子能谱进行了拟合,使用的拟合函数为麦克斯韦分布  $f(E) \sim E^{1/2} \exp(-E/T_h)$ ,其中,  $E$  为电子的能量 (MeV),

$T_h$  为超热电子的温度 (MeV)。多层靶中超热电子的温度为 0.73 MeV,锥口多层靶中超热电子可以分为三个部分,温度分别为 0.80 MeV、1.31 MeV 和 13.17 MeV。显然,锥口多层靶中得到的超热电子温度较高。从中选取了能量在 1~10 MeV 之间且发散角在  $-80^\circ \sim 80^\circ$  之间的超热电子,发散角计算方式为  $\theta = \arctan(p_y/p_x)$ ,其中,  $p_x$  和  $p_y$  分别为超热电子  $x$  和  $y$  方向上的动量分量。图 4(b)给出了它们的发散角分布,曲线上每个点的纵坐标对应于发散角为某个值的所有超热电子的能量之和。可以看到,两种靶型中,超热电子的发散角主要被控制在  $-38^\circ \sim 38^\circ$  之间,但相对于多层靶,锥口多层靶中发散角被控制在  $-38^\circ \sim 38^\circ$  之间的超热电子能量约增加了 0.6 倍。上述结果表明,锥口多层靶能够

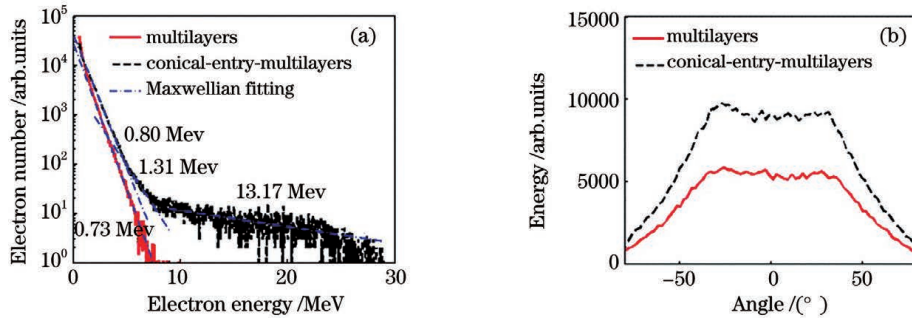


图 4 两种靶型靶后方的电子能谱和发散角分布。(a)在  $50T_0 \sim 80T_0$  时间范围内,所有穿过诊断面  $x=27\lambda_0$  的电子的能谱;(b)能量在  $1 \sim 10$  MeV 之间和发散角在  $-80^\circ \sim 80^\circ$  之间的超热电子的发散角分布

Fig. 4 Energy spectrum and divergence angle distribution of electrons behind both targets. (a) Energy spectrum of electrons diagnosed at  $x=27\lambda_0$  in both targets, in time range of  $50T_0-80T_0$ ; (b) divergence angle distribution of hot electrons with energy range of  $1-10$  MeV and divergence angle range of  $-80^\circ-80^\circ$

提升超热电子的准直输运效率。为了查找效率提升的原因,对超热电子在靶中的产生机制和输运过程进行了分析。

在激光与锥口多层靶相互作用过程中,锥壁会吸收一部分激光能量产生超热电子,锥壁上超热电子的产生机制主要有真空加热机制<sup>[27]</sup>和激光有质动力加速机制<sup>[28-29]</sup>。P 偏振的强激光大角度入射到锥壁表面,激光电场垂直于锥壁表面的分量很强,可以将靶壁内部的电子拉出到两个靶壁之间的真空中,被拉出的超热电子在激光磁场的洛伦兹力  $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$  作用下沿着靶壁向前传输至锥顶,接着又被锥顶附近的激光有质动力加速,继续向靶后方传输,直接增大了靶后的超热电子电流。锥壁上产生的超热电子分布情况如图 2(b)和图 2(d)中所示,在两个锥壁之

间的真空中,超热电子呈现出锯齿状的周期性分布。这是因为激光电场在时间和空间上呈周期性分布,而只有在激光电场峰值附近的电子才能被拉出靶表面,所以这部分超热电子也会随激光电场呈锯齿状的周期性分布。图 5 给出了  $80T_0$  时刻两种靶型中电子在  $x$ -能量相空间的对数分布,这里的能量为单个电子的能量。如图 5(b)所示,在  $0 < x < 10\lambda_0$  范围内的超热电子主要是由锥壁上产生,这部分超热电子的能量大部分都在  $10$  MeV 以内,也有少部分超热电子能量超过  $10$  MeV,而在图 5(a)中,无锥结构的多层靶没有这部分超热电子贡献。因此,锥壁上产生的超热电子被引导传输至靶后,直接增大了靶后超热电子电流,这是锥口多层靶中超热电子准直输运效率提升的原因之一。

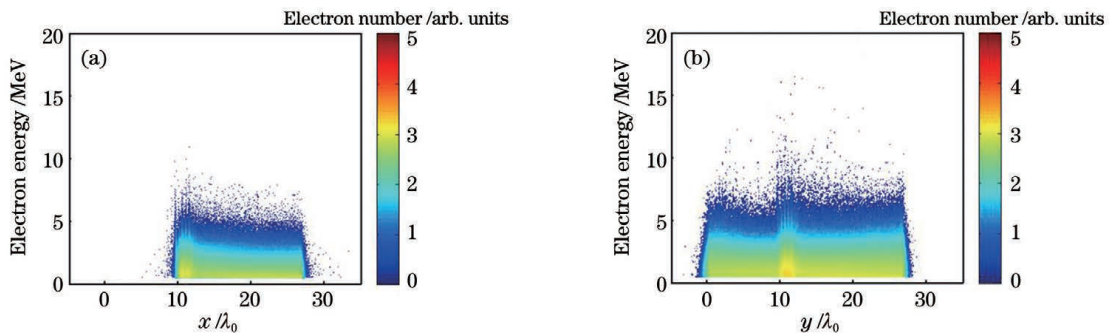


图 5  $80T_0$  时刻电子在  $x$ -能量相空间的对数分布。(a)多层靶;(b)锥口多层靶

Fig. 5 Logarithm distributions of electrons in  $x$ -energy phase spaces at  $80T_0$ . (a) Multilayers target; (b) conical-entry-multilayer target

在激光与锥口多层靶相互作用过程中,锥壁除了会吸收一部分激光能量之外,也会对激光有一定的聚焦作用。图 6 分别给出了  $50T_0$  和  $80T_0$  时刻锥口多层靶中激光磁场  $B_z$  的分布,图中虚线表示初始时刻的锥口多层靶结构,可以看到,随着激光不断向锥内部传输,激光磁场逐渐被锥壁会聚,锥顶附

近的激光磁场聚集程度很高,说明该处激光磁场强度已经有所增大,相应的激光强度也会增大。在锥顶附近,增强的激光会对电子产生更强的有质动力加速。图 5(a)和图 5(b)中,在  $10\lambda_0 < x < 12\lambda_0$  范围内的超热电子主要是由锥顶处产生,结果显示,相比于多层靶,锥口多层靶中锥顶处产生的超热电子数

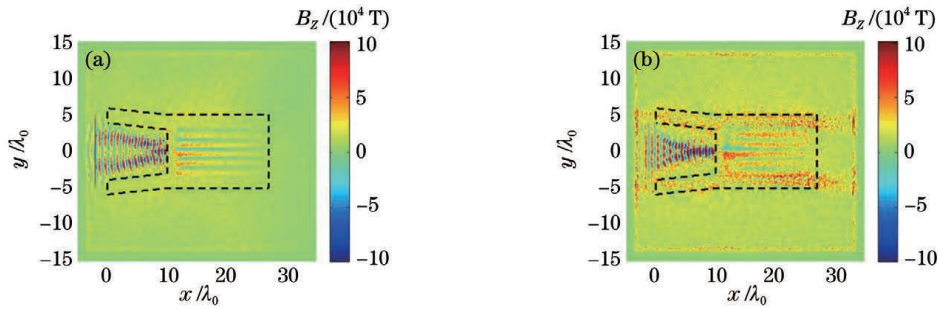


图 6 锥口多层靶中激光磁场  $B_z$  分布。(a)  $t=50T_0$ ; (b)  $t=80T_0$

Fig. 6 Distributions of laser magnetic field  $B_z$  for conical-entry-multilayer target. (a)  $t=50T_0$ ; (b)  $t=80T_0$

目更多且能量也更高,最高可以达到 15 MeV 以上。因此,锥壁对激光的聚焦作用增强了激光有质动力,在锥顶附近,更强的有质动力作用产生的超热电子数目更多且能量也更高,这也是锥口多层靶中超热电子准直输运效率提升的原因之一。

在激光与等离子体相互作用过程中,当产生的超热电子电流强度超过 Alfvén 电流极限时,背景等

离子体会相应地产生反方向的回流电流来中和超热电子电流,在这个过程中,尚未被完全中和的超热电子电流会产生准静态的自生磁场,自生磁场通常可以持续几百飞秒的时间。在不考虑碰撞的情况下,假设某一时刻,未被回流电流中和的超热电子电流密度为  $j_h$ ,则产生的自生磁场可由流体方程结合麦克斯韦方程得出<sup>[19]</sup>,

$$\nabla \times (\delta_{pe}^2 \nabla \times B) + B = \frac{m_e c}{e^2} \left( \frac{1}{n_e} \nabla \times j_h - \frac{1}{n_e} \nabla n_e \times j_h \right), \quad (1)$$

式中:  $\delta_{pe} = c/\omega_{pe}$  为无碰撞的电子等离子体趋肤深度;  $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi n_e e^2/m_e}$  为背景等离子体中电子的振荡频率;  $B$  为自生磁场的强度;  $j_h$  为超热电子电流密度;  $n_e$  为背景等离子体中电子的数密度;  $m_e$  为电子的质量;  $c$  为真空中的光速。(1)式中,等式右侧

第一项所产生的自生磁场会将超热电子推向更高超热电子电流密度的区域,等式右侧第二项所产生的自生磁场会将超热电子推向更低背景等离子体密度的区域。

图 7 给出了两种靶型在  $50T_0$  和  $80T_0$  时刻纵

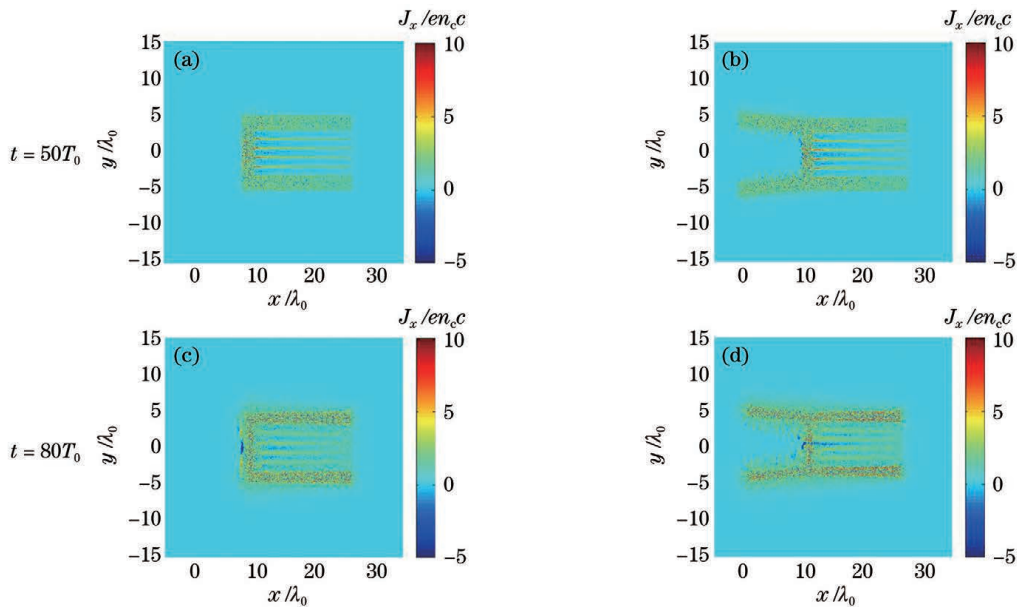


图 7 纵向电流密度分量  $J_x$  分布。(a)(c)多层靶;(b)(d)锥口多层靶

Fig. 7 Distributions of longitudinal current density component  $J_x$ . (a)(c) Multilayers target; (b)(d) conical-entry-multilayer target

向电流密度分量  $J_x$  的分布。由图 7(a)和图 7(b)可以看到,在两种靶型中,超热电子电流主要在较低密度夹层中传输,反方向的回流电流主要在较高密度夹层中传输,这两个电流会激发沿密度界面分布的自生磁场。图 8 给出了两种靶型在  $50T_0$  和  $80T_0$  时刻自生磁场  $B_z$  的分布,如图 8(a)和图 8(b)所示,两种靶型中都产生了一个  $10^4$  T 量级的多层自生磁场分布,多层自生磁场分布能够对超热电子进行多次束缚,能够有效地将超热电子束缚在较低密度夹层中传输<sup>[25]</sup>。但对比图 8(c)和图 8(d),在输运后期,相较于多层靶,有锥结构的锥口多层靶中有更强

的自生磁场分布。如图 8(d)所示,锥口多层靶中,黑色虚线圈出的区域内,即靶中央低密度夹层的两侧,自生磁场有一个很强的分布。较强的自生磁场分布能够增强对超热电子的束缚作用,相应地,在图 7(d)中可以观察到,靶中央低密度夹层内超热电子纵向电流密度分量  $J_x$  有所增强。而在图 7(c)的多层靶中,该处超热电子纵向电流密度分量  $J_x$  相对较弱。因此,锥口多层靶中更强的自生磁场分布增强了对超热电子的束缚作用,使得靶中央低密度夹层内的超热电子电流有所增强,这也是锥口多层靶中超热电子准直输运效率提升的一个原因。

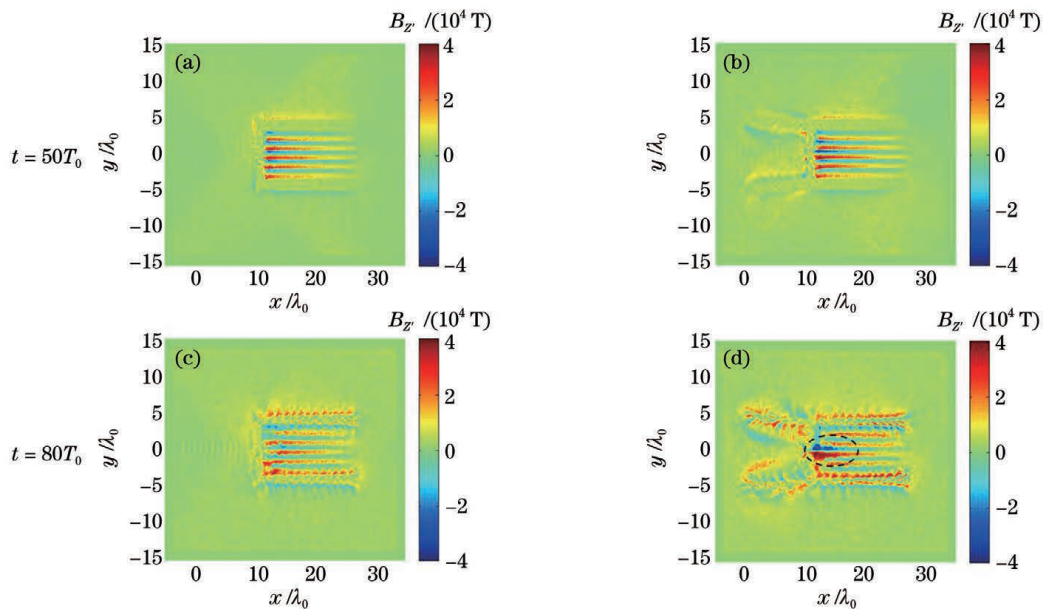


图 8 自生磁场  $B_z$  分布。(a)(c)多层靶;(b)(d)锥口多层靶

Fig. 8 Distributions of self-generated magnetic field  $B_z$ . (a)(c) Multilayers target; (b)(d) conical-entry-multilayer target

## 4 结 论

本文通过二维 PIC 模拟手段研究了强激光与锥口多层靶相互作用产生超热电子的准直输运特性。研究表明,相比于无锥结构的多层靶,锥口多层靶产生的超热电子数目更多、能量更高且空间分布更加集中,锥口多层靶中发散角被控制在  $-38^\circ \sim 38^\circ$  之间的超热电子能量约增加了 0.6 倍,锥口多层靶能够提升超热电子的准直输运效率。锥口多层靶中超热电子准直输运效率提升的原因主要有三个方面:1)激光从锥壁中拉出大量超热电子,这些超热电子被引导传输至靶后方,直接增大了靶后方的超热电子电流;2)由于锥壁对激光的聚焦作用,使得锥顶附近的激光强度增大,激光有质动力作用相应增强,锥顶处有更多的电子被加速,并且加速产生的超热电子能量更高;3)锥口多层靶中央低密度

夹层的两侧自生磁场有一个很强的分布,这样一个自生磁场分布将很大一部分超热电子束缚在靶中央,形成了一个更为集中的超热电子分布。本文获得的模拟结果对于提升快点火中超热电子束的品质具有重要意义。

## 参 考 文 献

- [1] Tabak M, Hammer J, Glinsky M E, et al. Ignition and high gain with ultrapowerful lasers[J]. *Physics of Plasmas*, 1994, 1(5): 1626-1634.
- [2] Kodama R, Norreys P A, Mima K, et al. Fast heating of ultrahigh-density plasma as a step towards laser fusion ignition[J]. *Nature*, 2001, 412(6849): 798-802.
- [3] Honrubia J J, Meyer-Ter-Vehn J. Fast ignition of fusion targets by laser-driven electrons[J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2009, 51(1):

- 014008.
- [4] Cottrill L A, Langdon A B, Lasinski B F, et al. Kinetic and collisional effects on the linear evolution of fast ignition relevant beam instabilities[J]. *Physics of Plasmas*, 2008, 15(8): 082108.
- [5] Sentoku Y, Mima K, Ruhl H, et al. Laser light and hot electron micro focusing using a conical target[J]. *Physics of Plasmas*, 2004, 11(6): 3083-3087.
- [6] Nakamura T, Sakagami H, Johzaki T, et al. Optimization of cone target geometry for fast ignition[J]. *Physics of Plasmas*, 2007, 14(10): 103105.
- [7] Yang X H, Yu W, Xu H, et al. Generation of high-energy-density ion bunches by ultraintense laser-cone-target interaction[J]. *Physics of Plasmas*, 2014, 21(6): 063105.
- [8] Hu L X, Yu T P, Shao F Q, et al. Enhanced dense attosecond electron bunch generation by irradiating an intense laser on a cone target[J]. *Physics of Plasmas*, 2015, 22(3): 033104.
- [9] Zou D B, Zhuo H B, Yang X H, et al. Control of target-normal-sheath-accelerated protons from a guiding cone[J]. *Physics of Plasmas*, 2015, 22(6): 063103.
- [10] Hu Y T, Zhang H, Deng H X, et al. Review of research developments and important applications of laser-driven ion acceleration[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2021, 48(4): 0401006.  
胡艳婷, 张昊, 邓宏祥, 等. 激光驱动离子加速的研究进展及其重要应用综述[J]. *中国激光*, 2021, 48(4): 0401006.
- [11] Robinson A P L, Sherlock M, Norreys P A. Artificial collimation of fast-electron beams with two laser pulses[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(2): 025002.
- [12] Norreys P A, Scott R H H, Lancaster K L, et al. Recent fast electron energy transport experiments relevant to fast ignition inertial fusion[J]. *Nuclear Fusion*, 2009, 49(10): 104023.
- [13] Scott R H H, Beaucourt C, Schlenvoigt H P, et al. Controlling fast-electron-beam divergence using two laser pulses[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 109: 015001.
- [14] Malko S, Vaisseau X, Perez F, et al. Enhanced relativistic-electron beam collimation using two consecutive laser pulses[J]. *Scientific Reports*, 2019, 9: 14061.
- [15] Liu Z, Xiong J, An H H, et al. Gamma radiation characteristics of double-layer targets driven by nanosecond/picosecond two-beam lasers[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2019, 46(8): 0801007.  
刘钊, 熊俊, 安红海, 等. 纳秒/皮秒双束激光联合驱动双层靶的  $\gamma$  辐射特性[J]. *中国激光*, 2019, 46(8): 0801007.
- [16] Robinson A P L, Sherlock M. Magnetic collimation of fast electrons produced by ultraintense laser irradiation by structuring the target composition[J]. *Physics of Plasmas*, 2007, 14(8): 083105.
- [17] Robinson A P L, Key M H, Tabak M. Focusing of relativistic electrons in dense plasma using a resistivity-gradient-generated magnetic switchyard[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108(12): 125004.
- [18] Ramakrishna B, Kar S, Robinson A P L, et al. Laser-driven fast electron collimation in targets with resistivity boundary[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105(13): 135001.
- [19] Debayle A, Gremillet L, Honrubia J J, et al. Reduction of the fast electron angular dispersion by means of varying-resistivity structured targets[J]. *Physics of Plasmas*, 2013, 20(1): 013109.
- [20] Wu S Z, Zhou C T, Zhu S P. Effect of density profile on beam control of intense laser-generated fast electrons[J]. *Physics of Plasmas*, 2010, 17(6): 063103.
- [21] Zhou C T, Wang X G, Wu S Z, et al. Density effect on relativistic electron beams in a plasma fiber[J]. *Applied Physics Letters*, 2010, 97(20): 201502.
- [22] Cai H B, Zhu S P, Chen M, et al. Magnetic-field generation and electron-collimation analysis for propagating fast electron beams in overdense plasmas[J]. *Physical Review E*, 2011, 83(3): 036408.
- [23] Cai H B, Zhu S P, He X T, et al. Magnetic collimation of fast electrons in specially engineered targets irradiated by ultraintense laser pulses[J]. *Physics of Plasmas*, 2011, 18(2): 023106.
- [24] Li H, Tang X B, Hang S, et al. High-directional laser-plasma-induced X-ray source assisted by collimated electron beams in targets with a self-generated magnetic field[J]. *Fusion Engineering and Design*, 2019, 144: 193-201.
- [25] Lv C, Wan F, Hou Y J, et al. Guiding and collimating the fast electrons by using a low-density-core target with buried high density layers[J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2017, 59(2): 025006.
- [26] Nieter C, Cary J R. VORPAL: a versatile plasma simulation code[J]. *Journal of Computational Physics*, 2004, 196(2): 448-473.
- [27] Brunel F. Not-so-resonant, resonant absorption[J]. *Physical Review Letters*, 1987, 59(1): 52-55.
- [28] Tao Y Z. Studying on interaction of high intensity ultrashort pulse laser with solid-plasmas[D].

Beijing: China Institute of Atomic Energy, 2001: 17-26.

陶业争. 高强度超短脉冲激光与固体等离子体相互作用研究[D]. 北京: 中国原子能科学研究院, 2001: 17-26.

[29] Qi W, He S K, Yan Y H, et al. Numerical

simulation of photoneutron generation in ultra-intense short laser-solid interactions[J]. Chinese Journal of Lasers, 2019, 46(9): 0901007.

齐伟, 贺书凯, 闫永宏, 等. 超短脉冲激光与固体靶作用产生光核中子的数值模拟研究[J]. 中国激光, 2019, 46(9): 0901007.

## Hot Electron Transport Characteristics in a Conical-Entry-Multilayer Target Driven by Intense Laser

Zhao Quanping<sup>1,2</sup>, Song Haiying<sup>1,2\*</sup>, Wang Yang<sup>1,2</sup>, Liu Xun<sup>3</sup>, Li Wei<sup>3</sup>, Liu Shibing<sup>1,2\*\*</sup>

<sup>1</sup> Strong-Field and Ultrafast Photonics Lab, Faculty of Materials and Manufacturing, Beijing University of Technology, Beijing 100124, China;

<sup>2</sup> Key Laboratory of Trans-Scale Laser Manufacturing Technology, Faculty of Materials and Manufacturing, Beijing University of Technology, Beijing 100124, China;

<sup>3</sup> Beijing Institute of Space Mechanics and Electricity, Beijing 100094, China

### Abstract

**Objective** In the research of inertial confinement fusion, the conventional center ignition scheme has very high requirements on the uniformity and symmetry of deuterium-tritium (D-T) pellet pellet compression and driver energy. To reduce these requirements, a fast ignition scheme has been proposed. In this scheme, the pellet would be first compressed to a state of high temperature and density, and then, the plasma would be driven by a short high-intensity laser pulse to produce several MeV magnitude hot electrons, which would then need to travel for a distance of dozens of micrometers to deposit their energy into a small volume of the pellet, igniting the pellet. Finally, fusion would be realized. Therefore, the fast ignition scheme needs a high beam quality of hot electrons. However, the Weibel, filament, and two-stream instabilities may decrease the beam quality of hot electrons during their transmission, which severely restricts the realization of the fast ignition scheme of inertial confinement fusion. In this study, a conical-entry-multilayer target is proposed to improve the collimation and transport efficiency of hot electrons. We hope that the model established in this study has a good significance for improving the beam quality of hot electrons in fast ignition.

**Methods** In this study, the generation and transport characteristics of hot electrons in the interaction between an intense laser and the conical-entry-multilayer target are investigated using the two-dimensional particle-in-cell simulation program Vorpal. We design two types of targets, namely, multilayer target and conical-entry-multilayer target. The multilayer target is mainly used as a reference to determine whether the conical-entry-multilayer target can improve the collimation and transport efficiency of hot electrons. By comparing the energy density distribution, longitudinal and transverse distribution, energy spectrum, and divergence angle distribution of hot electrons in the two targets, it is proved that the collimation and transport efficiency of hot electrons in the conical-entry-multilayer target is higher than that of hot electrons in the multilayer target. By analyzing the generation mechanism and transport process of hot electrons in the conical-entry-multilayer target, the reasons for the enhancement of collimation and transport efficiency of hot electrons in the conical-entry-multilayer targets are clarified.

**Results and Discussions** Compared with the multilayer target with no cone structure, in the conical-entry-multilayer target, the energy density of hot electrons near the  $y$ -axis in the region of  $x > 12\lambda_0$  is increased (Fig. 2). In the multilayer target, the temperature of hot electrons behind the target is 0.73 MeV, and in the conical-entry-multilayer target, hot electrons behind the target can be divided into three parts, and their temperatures are 0.80, 1.31, and 13.17 MeV (Fig. 4). The results show that the temperatures of hot electrons in the conical-entry-multilayer target are higher. The divergence angle of hot electrons in both targets can be controlled mainly in the range of  $-38^\circ$ – $38^\circ$ , but the energy of hot electrons with divergence angle between  $-38^\circ$  and  $38^\circ$  in the conical-entry-multilayer target increases by  $\sim 0.6$  times compared with that in the multilayer target (Fig. 4). The above



results show that the collimation and transport efficiency of hot electrons in the conical-entry-multilayer target is higher than that of hot electrons in the multilayer target. There are three reasons for the efficiency enhancement: first, several hot electrons are pulled out from the cone wall using the laser (Fig. 5), and these hot electrons are guided to the rear of the target, which directly increases the hot electron current at the rear of the target; second, the focusing effect of the cone wall on the laser enhances the ponderomotive force near the cone tip (Fig. 6), and thus, the number and energy of hot electrons generated by the ponderomotive force acceleration near the cone tip increase significantly; third, a stronger self-generated magnetic field distribution is generated behind the cone tip (Fig. 8), and a stronger self-generated magnetic field distribution has a stronger binding effect on hot electrons.

**Conclusions** In this study, the collimation and transport characteristics of hot electrons generated in the interaction between an intense laser and the conical-entry-multilayer target are investigated. The results are compared with those in the multilayer target without a cone structure. It is demonstrated that hot electrons in the conical-entry-multilayer target are more numerous, more energetic, and more spatially concentrated than those in the multilayer target, the energy of hot electrons with divergence angle between  $-38^\circ$  and  $38^\circ$  increases by  $\sim 0.6$  times, and the collimation and transport efficiency of hot electrons can be improved using the conical-entry-multilayer target. The main reasons for the enhancement of the collimation and transport efficiency of hot electrons in the conical-entry-multilayer target are as follows: first, the laser pulls a large number of hot electrons out of the cone wall; second, the focusing effect of the cone wall on the laser enhances its ponderomotive force; and third, a stronger self-generated magnetic field distribution is generated behind the cone tip.

**Key words** intense laser; conical-entry-multilayer target; hot electron transport

**OCIS codes** 020.2649; 350.5400