

通道靶对超强激光加速质子束的聚焦效应

杨思谦 周维民 王思明 矫金龙 张智猛 曹磊峰 谷渝秋 张保汉

Focusing effect of channel target on ultra-intense laser-accelerated proton beam

Yang Si-Qian Zhou Wei-Min Wang Si-Ming Jiao Jin-Long Zhang Zhi-Meng Cao Lei-Feng Gu Yu-Qiu Zhang Bao-Han

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), **66**, 184101 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.184101

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.184101>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I18>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

激光尾波场驱动准连续小角度电子束研究进展

Generation of ultrafast broadband small angle hundreds MeV electron bunches from laser wakefield acceleration

物理学报.2017, 66(15): 154101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.154101>

超强圆偏振激光直接加速产生超高能量电子束

Ultrahigh-energy electron beam generated by ultra-intense circularly polarized laser pulses

物理学报.2015, 64(14): 144102 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.144102>

低密等离子体通道中的非共振激光直接加速

Non-resonant direct laser acceleration in underdense plasma channels

物理学报.2015, 64(14): 145201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.145201>

电子在激光驻波场中运动产生的太赫兹及X射线辐射研究

Motion-induced X-ray and terahertz radiation of electrons captured in laser standing wave

物理学报.2015, 64(12): 124104 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.124104>

强激光与锥型结构靶相互作用准直电子束粒子模拟研究

Collimated electrons generated by intense laser pulse interaction with cone-structured targets using particle simulation

物理学报.2014, 63(9): 094101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.094101>

通道靶对超强激光加速质子束的聚焦效应*

杨思谦¹⁾²⁾ 周维民^{1)2)†} 王思明¹⁾²⁾ 矫金龙¹⁾²⁾ 张智猛¹⁾
曹磊峰¹⁾²⁾ 谷渝秋¹⁾²⁾ 张保汉¹⁾

1) (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)

2) (上海交通大学, IFSA 协同创新中心, 上海 200240)

(2017年3月20日收到; 2017年5月4日收到修改稿)

发散角过大是制约超强激光与固体靶相互作用加速产生高能质子束应用的一个重大物理难题. 本文提出了一种结构化的通道靶型, 与超强激光相互作用可提高质子束的发散特性, 通道壁上产生的横向电荷分离静电场可对质子有效聚焦. 采用二维 particle-in-cell 粒子模拟程序对激光通道靶相互作用过程进行了研究, 分析了加速质子束的性能特点. 模拟结果表明, 与传统平面靶相比, 通道靶可以在不过多损失能量的情况下产生具有更好准直性的质子束, 尤其当通道靶的直径与激光焦斑尺寸和质子源尺寸相当时, 横向静电场能够有效聚焦质子束, 并且可保证相对较高的激光能量利用率.

关键词: 激光质子加速, 特殊结构靶, 质子束准直, 粒子模拟

PACS: 41.75.Jv, 52.38.Kd, 52.65.Rr

DOI: 10.7498/aps.66.184101

1 引言

近年来, 超高功率激光技术的出现给很多领域的研究带来了新的机遇. 超强激光与物质相互作用可以在很短的距离内加速产生高亮度、短脉冲的质子束^[1]. 与电子和X射线相比, 这些高性能质子束可以在稠密物质中将大部分能量沉积在某一特定区域, 具有广泛的应用前景, 适用于如惯性约束聚变快点火^[2]、医学癌症治疗^[3]、质子照相^[4,5]、同位素产生^[6]以及实验室天体物理^[7]等很多领域. 为了实现激光质子加速, 人们提出了多种加速机制, 主要包括辐射压力加速机制^[8,9]、无碰撞冲击波加速机制^[10,11]、BOA (breakout afterburner) 加速机制^[12]以及靶背鞘场加速 (TNSA) 机制^[13]等. 受激光条件尤其是对比度的制约, 目前主要的可实际应用于实验的加速机制为TNSA机制^[14-16]. 在该机制中, 超强激光脉冲辐照固体密度靶在靶前表面产生超热电子, 这些高能电子束穿过靶体向靶后运

动, 在靶后表面由于空间电荷分离形成很强的纵向鞘层电场加速质子束. TNSA的质子束沿着靶背法线方向出射, 具有良好的方向性, 但同时由于超热电子云的横向热压力, 质子束在空间上横向发散, 空间发散角约 $40^\circ-60^\circ$ ^[17-19]. 控制质子束的发散问题对提高质子束的实用性具有重要的意义.

基于TNSA原理, 质子束的性能与靶背鞘场有密切的关系, 鞘场的幅值与空间分布决定了质子束的能量特性以及发散角的大小. 因此设计特殊结构的靶型来调整靶背鞘场的分布是提高质子束性能的有效途径^[20-31], 通道靶就是其中的一种^[21,23-25,27,28]. 通道型结构靶的侧壁上由于超热电子的输运会产生横向的空间电荷分离, 从而诱生出横向的准静态鞘层电场并对通道底部发射的高能质子束进行聚焦. 2005年, Sonobe等^[21]在模拟中提出使用靶背开孔的结构靶对超热电子云进行横向约束, 从而控制加速质子束的横向发散, 孔的直径为 $4\ \mu\text{m}$. 2008年, Kar等^[24]在激光辐照薄膜靶的后面添加圆筒型通道, 用实验证实了通道靶的

* 国家自然科学基金 (批准号: 11174259, 11175165) 和科学挑战专题 (编号: TZ2016005) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhouwm@caep.cn

聚焦效果, 该结构采用靶的自充电来提高整个质子束的准直性, 圆筒的直径为2 mm. 目前实验中, 激光聚焦直径约为10 μm, 质子源直径与激光聚焦直径相当或稍大一些. 当通道的直径远大于激光聚焦和质子源尺寸时, 横向的聚焦电场不能有效地作用在质子束上. 而当通道的直径小于激光聚焦和质子源尺寸时, 只有小部分的激光能量能够传递给质子, 导致激光能量利用率低, 降低激光质子加速的效率. 本文提出采用直径稍大于聚焦尺寸和质子源尺寸的通道型结构靶来改善激光加速质子束空间发散的问题, 并利用二维 particle-in-cell (PIC) 模拟程序进行了研究. 这种靶型结构同时考虑了激光的能量传递效率和质子束的准直效果, 同时采用了较大的通道长度来保证可以在很长的一段时间范围内对质子束进行聚焦.

2 模型设置

本文采用二维PIC模拟程序Opic2D [32] 对超强激光与通道靶的相互作用过程进行了模拟研究. 整个模拟区域大小为60 μm (x) × 30 μm (y), 网格尺寸0.02 μm × 0.02 μm, 每个网格内每种模拟粒子的数目为64, 模拟的时间步长为0.0377 fs. 模拟中使用P极化的高斯激光脉冲从模拟区域的左边界垂直入射, 波长 $\lambda_0 = 0.8 \mu\text{m}$, 聚焦半径 $w = 5 \mu\text{m}$, 归一化峰值强度 $a_0 = 5.0$, 根据 $a_0 = \sqrt{I_0 \lambda_0^2 / 1.38 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2}$, 对应激光强度 $I_0 = 5.4 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$. 激光脉冲为 \sin^2 分布, 半高宽为30 fs. 靶型结构如图1所示. 通道靶由电子和金离子组成, 离子电荷态为+40, 电子密度 $n_e = 5.5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$. 通道靶长、宽均为20 μm, 靶厚2.4 μm, 通道内径为14.4 μm, 略大于激光焦

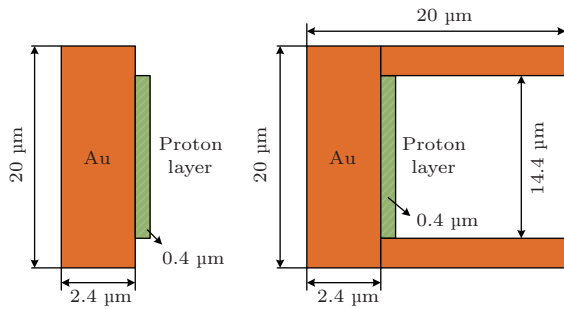


图1 (网刊彩色) 平面靶和通道靶的靶型结构图
Fig. 1. (color online) Schematic of the foil target and proposed channel target.

斑直径. 靶后设置厚度为0.4 μm的质子层, 密度为 $n_p = n_e = 5.5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. 通道靶和平面靶的前表面位于 $x = 5 \mu\text{m}$ 处, 靶前设置有密度指数分布的预等离子体, 标长为0.8 μm. 模拟中, 初始粒子温度均为1.0 keV, 场和粒子均采用吸收边界条件.

3 模拟结果与分析

图2为不同时刻通道靶中产生的横向和纵向准静态电荷分离场的空间分布. 在激光质子加速的过程中, 当一束强激光脉冲垂直入射到固体靶表面时, 大量的电子被加热并向靶后传播, 这些超热电子穿过靶体在靶的后表面附近形成超热电子云, 诱导产生很强的准静态电磁场. 纵向的电场分量加速质子至很高的能量, 同时将电子约束在靶后表面来维持鞘层电场的存在. 这个纵向静电场可以估算为

$$E_x = -\frac{1}{n_h e} \frac{\partial P_h}{\partial x} = -\frac{k_B T_h}{n_h e} \frac{\partial n_h}{\partial x}, \quad (1)$$

式中, $P_h = n_h k_B T_h$ 为超热电子压力, n_h 和 T_h 分别为超热电子的密度和温度, k_B 为玻尔兹曼常数, e 为电子电荷量. 这里假设超热电子的温度远大于冷电子温度, 因此用超热电子的温度 T_h 代替电子温度 T_e . 如图2(d)所示, 该电场的幅值可以达到TV/m. 在产生纵向静电场的同时, 超热电子压力的横向分量会在横向上诱导产生一个横向静电场

$$E_y = -\frac{1}{n_h e} \frac{\partial P_h}{\partial y}. \quad (2)$$

对传统平面靶而言, 该电场会导致加速质子束的横向发散. 对于通道靶, 在靶后表面同样存在这样的横向扩张电场, 因为激光的相互作用区域在这两种靶型中是一样的. 不同的是, 在通道靶中, 到达靶后表面的超热电子在自生磁场的作用下会沿着通道的两壁继续向前传播 [33].

图3(a)为83 fs时刻超热电子诱导产生的自生磁场 B_z 的分布图. 由于靶背的超热电子横向扩散向通道两壁运动并开始沿两壁向前传播, 如图3(c)所示, 通道壁上开始诱导产生磁场, 这个磁场又反过来作用于超热电子, 引导超热电子沿着通道壁向前运动. 随着时间的推移, 磁场沿通道壁向前漂移. 在此过程中, 通道壁上形成了表面电子电流和横向的空间电荷分离场, 如图2(a)–(c)所示. 当靶背加速的质子途经这一区域时, 会受到横向电场的约束作用而被聚焦.

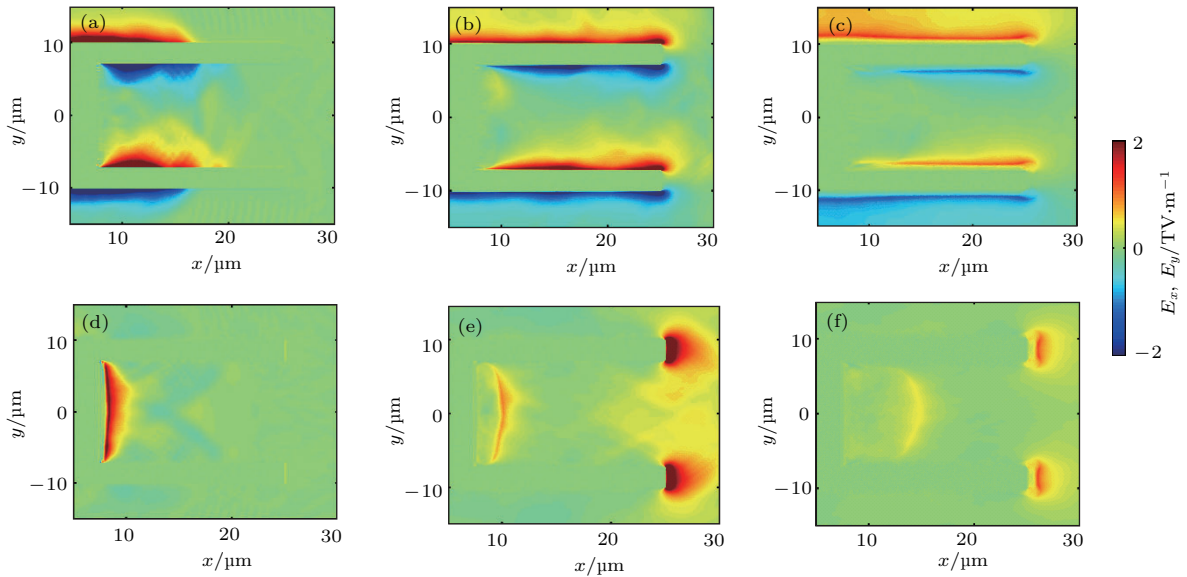


图2 (网刊彩色) 100 fs(左列), 167 fs(中间列) 和 300 fs(右列) 时刻通道靶中产生的横向(上部)和纵向(下部)静电场的空间分布

Fig. 2. (color online) Distributions of the transverse (top row) and longitudinal (bottom row) electrostatic fields for the channel target at $t = 100$ fs (left column), $t = 167$ fs (center column), and $t = 300$ fs (right column).

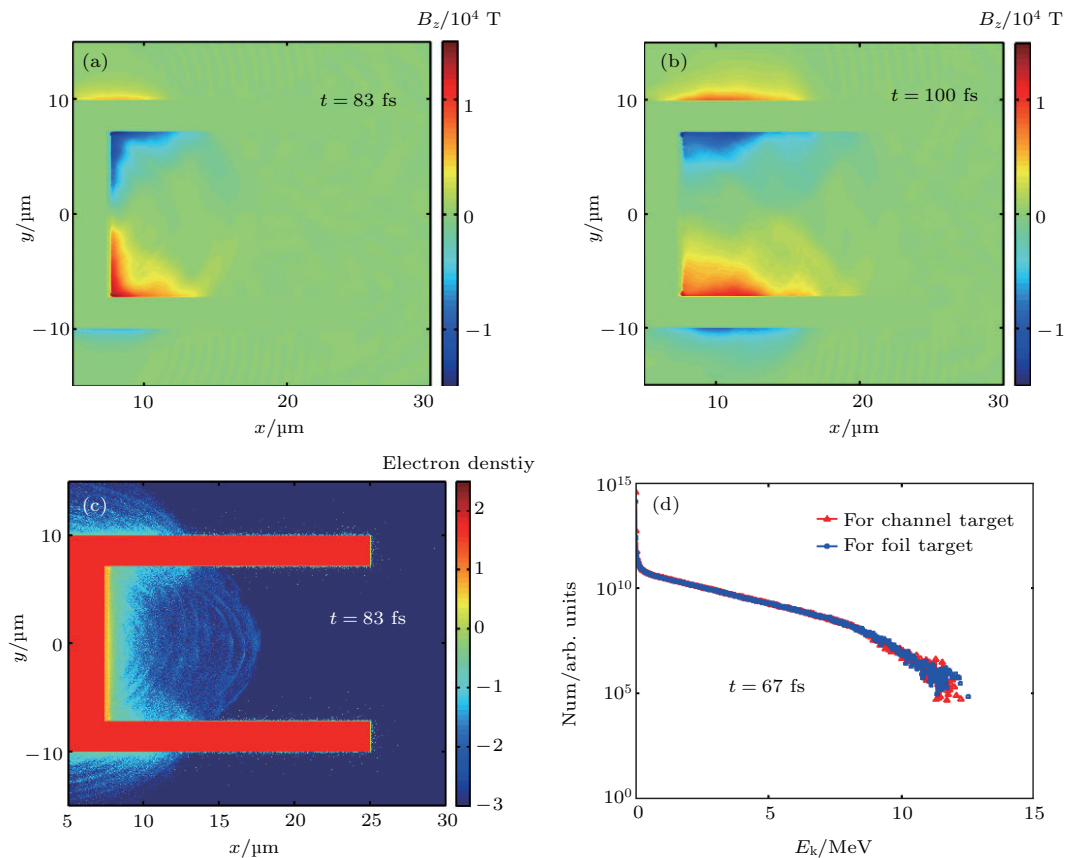


图3 (网刊彩色) 通道靶中产生的自生磁场 B_z 在 (a) 83 fs 和 (b) 100 fs 时刻的分布; (c) 电子密度分布; (d) 通道靶和平面靶中产生的电子能谱分布

Fig. 3. (color online) Distributions of self-induced magnetic field B_z at (a) $t = 83$ fs and (b) $t = 100$ fs; (c) electron density at $t = 83$ fs for channel target; (d) electron spectra at $t = 67$ fs for the two cases. The magnetic field is in unit of Tesla.

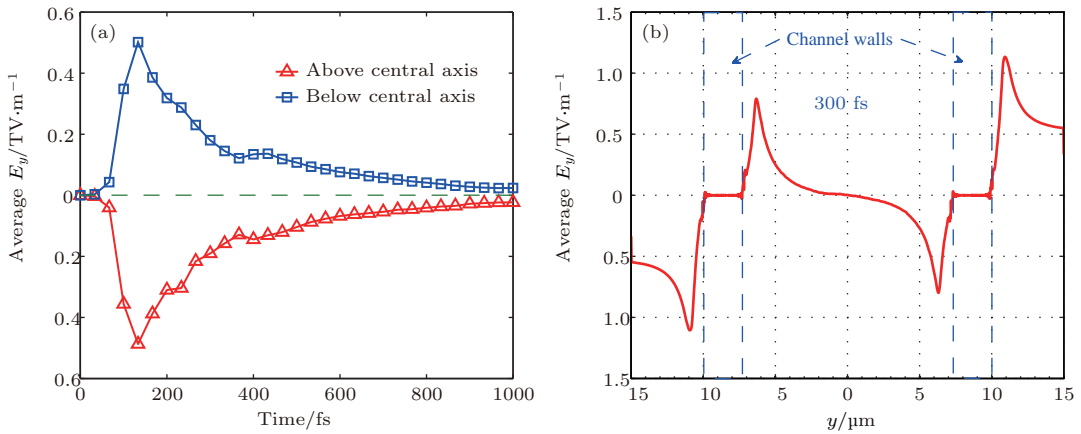


图4 (网刊彩色) 通道靶中产生的横向静电场 E_y 的分布 (a) 空间平均的 E_y 随时间的演化; (b) 300 fs 时刻 x 方向平均的 E_y 沿 y 方向的分布

Fig. 4. (color online) Distributions of the transverse electric field E_y produced in channel target: (a) The temporal evolution of spatially averaged E_y ; (b) profile of longitudinally averaged E_y along y direction.

通道中产生的横向静电场 E_y 的分布如图4所示, 图4(a)为空间平均(x 和 y 方向均平均)的 E_y 随时间的演化. 图中红色曲线代表中心轴线以上的负向电场, 蓝色曲线代表中心轴线以下的正向电场. 由图4可知, 通道中的横向电场在133 fs之前随时间的增长而增大, 在133 fs左右达到最大平均值约0.5 TV/m, 在此之后, 由于电子在空间上的弥散, 电场逐渐减小. 中心轴线两边方向相反的聚焦电场具有相同的变化趋势. 图4(b)为300 fs时刻纵向平均的静电场 E_y 在 y 方向上的分布, 图中的蓝色虚线区域表示通道壁的位置, 可以看到在通道壁内不存在自生准静态电场, 而在通道内侧, 距离通道内壁附近的地方电场值最大, 从此处到中心轴线位置横向电场呈指数下降, 在中心轴线处电场值为零. 在通道靶中, 通道中的横向电场是由于超热电子在通道壁上运动产生横向的空间电荷分离而形成的电势场, 这些超热电子大部分会被约束在德拜长度以内, 在这个区域, 准静态电场值是近似直线上升的. 而根据等离子体的膨胀模型, 沿通道壁分布的超热电子密度在横向上呈指数分布, 因此电场在达到最大值之后会以指数下降的形式分布, 且电场是由通道壁指向中心轴线方向的, 因此横向电场在腔壁稍强些, 而在中间部位较弱. 根据以上的分析, 通道中的横向聚焦电场可以有效地作用于在通道中传输的质子束上, 约束质子束的横向发散, 并且可以维持很长的一段时间.

图5为不同时刻通道靶中质子横向速度 p_y 沿 y 方向的分布. 从图5可以看出, 在被纵向鞘场向前

加速的同时, 靶背发射的质子束受到通道壁上横向电场的作用, 在靠近通道壁的地方质子具有指向中心轴线方向的速度分量. 而在中心轴附近的质子感应的具有聚焦效应的静电力相对较弱, 还不足以抵消横向的超热电子热压力, 因此具有向外扩张的趋势. 在非常靠近通道壁的地方存在两束横向扩张的质子束, 这些质子位于通道底部的两个角落, 受到复杂的作用力影响向靶外扩张. 对比不同时刻的质子速度分布, 在300 fs时刻, 质子的横向聚焦速度增大为200 fs时的两倍, 外围的高能质子向内运动, 横向范围由200 fs时的14 μm 减小为12 μm , 轴线中心部位的质子扩张速度也有所提高. 在500 fs时刻, 质子束进一步汇聚, 高能质子束的横向范围缩小为8 μm , 同时质子最大速度增长为200 fs时的3倍多, 中心轴附近扩张的质子束速度也有明显减小. 质子束在横向电场的作用下逐渐汇聚为一个比原始尺寸更加紧凑的束流. 当横向聚焦场的持续时间足够长时, 激光加速质子束的横向发散问题能够被有效地抑制.

图6给出了平面靶和通道靶中的质子束在不同时刻的粒子分布图, 图中灰色区域代表两种靶型在初始时刻的位置. 在平面靶中, 随着时间的推移, 质子束在向前加速的同时, 也在横向上向外侧扩张, 在400 fs时质子束的横向尺寸扩大为质子源尺寸的两倍左右. 而在通道靶中, 加速的高能质子束在横向聚焦电场的作用下都被约束在一定的横向范围内, 且随时间的增长这个横向的尺寸在逐渐地减小, 质子束有较好的准直性.

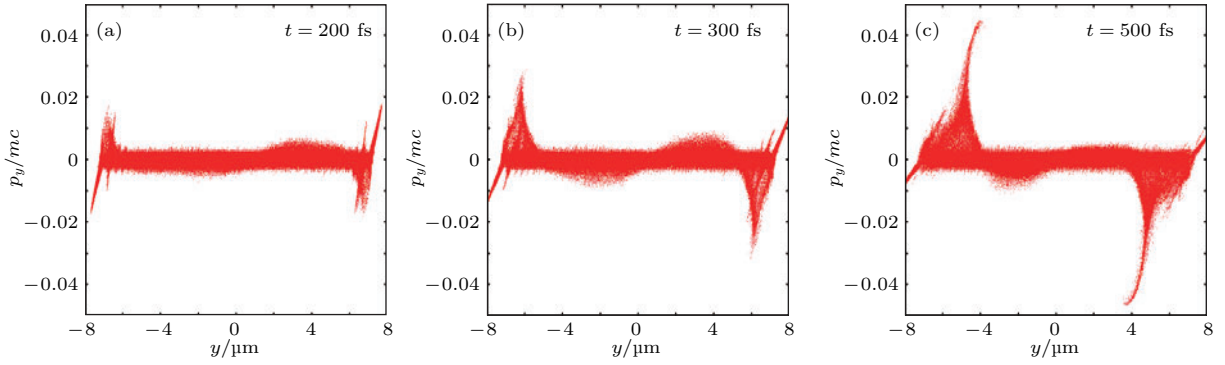


图5 (网刊彩色) 不同时刻通道靶中质子横向速度的横向分布

Fig. 5. (color online) Transverse distributions of proton transverse velocity for channel target at different times of $t = 200, 300, 500$ fs.

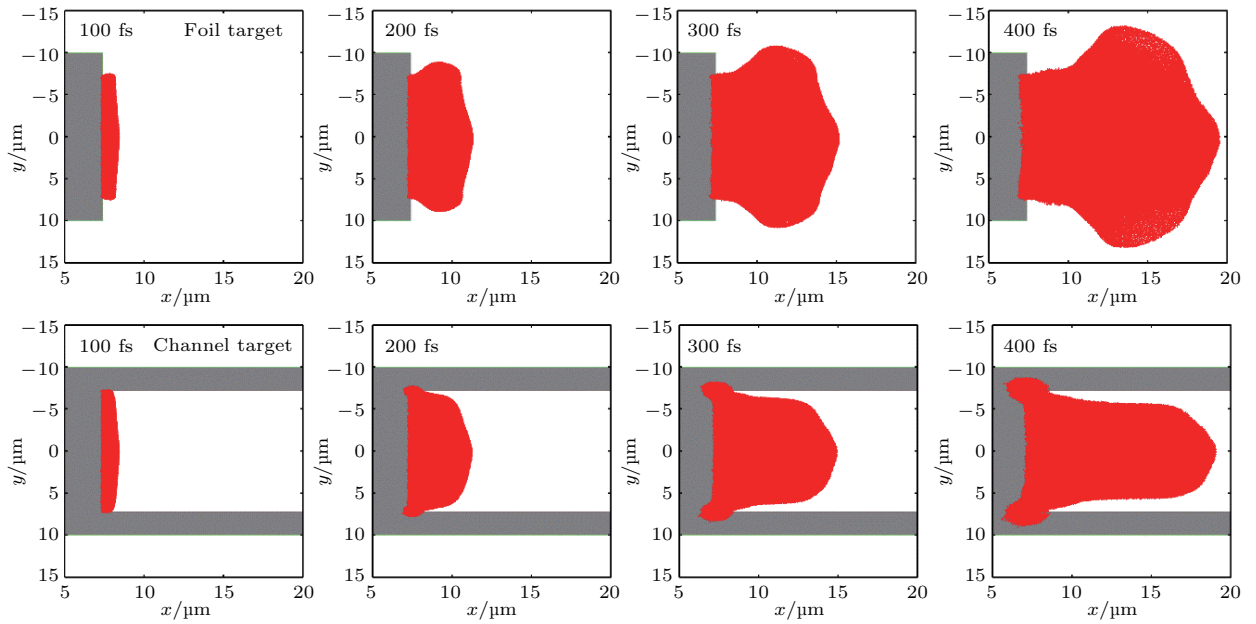


图6 (网刊彩色) 平面靶(上)和通道靶(下)中产生的质子束在不同时刻的粒子分布图,灰色代表靶型结构的初始位置

Fig. 6. (color online) Distributions of proton particles for foil target (top row) and channel target (bottom row) at different times, the grays show the initial positions of the two targets.

这里,我们定义质子束的发散角为^[21]

$$\theta_{\text{div}} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\theta_i)^2},$$

其中 $\theta_i = \arctan \frac{v_{yi}}{v_{xi}}$ 是第*i*个质子的发散角, v_{yi} 和 v_{xi} 是质子在*y*方向和*x*方向的速度分量, N 为质子的数目.图7(a)为300 fs时刻通道靶和平面靶中的高能质子束的发散角随质子能量的变化, x 轴代表所统计的质子束的最低能量.可以看到,质子束的发散角随能量范围的变化趋势与图6中给出的相应时刻质子束的粒子分布是一致的.平

面靶中随质子能量增大,束发散角先增大后减小,能量 $E_k > 2$ MeV的质子束发散角达到 12.6° , $E_k > 6$ MeV的高能质子束的发散角则仅为 5.4° .在通道靶中,质子束始终约束在一定的横向范围内,质子束的发散角随能量界限的提高逐渐下降,在3 MeV之后趋于稳定,约 2.2° ,这说明通道靶可以在较大的能量范围内对质子起到约束的作用.图7(b)为两种靶型中能量 $E_k > 3$ MeV的质子束发散角随时间的演化,质子束的发散角都随时间的增长而增大.平面靶中的束发散角增长很迅速,到500 fs时已经达到了 17.1° ,而通道靶中的束发散角

增长较为缓慢, 在 500 fs 时只有 5.3°. 根据以上的分析, 通道靶中的横向聚焦电场能够显著地提高质子束的准直性, 并且可以长时间地作用在质子束上对其进行约束.

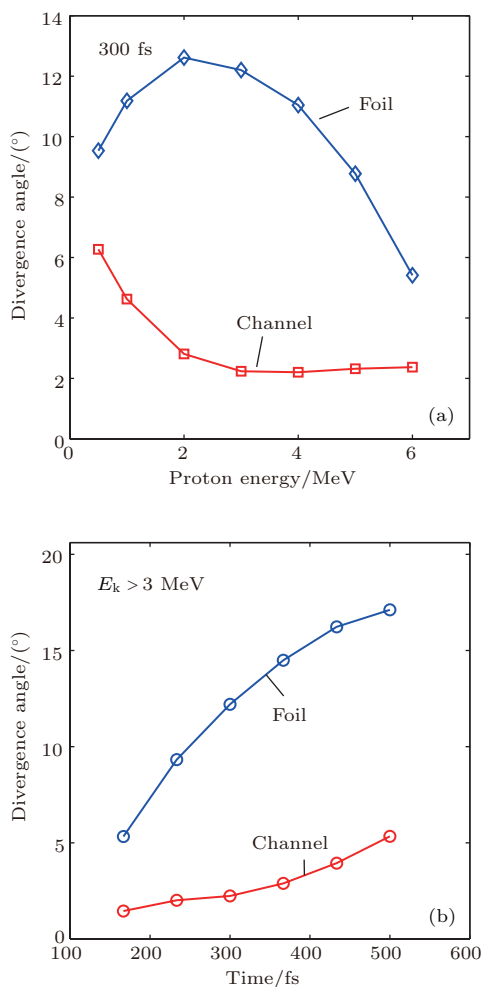


图7 通道靶和平面靶中, (a) 300 fs 时刻高能质子束的发散角随质子能量的变化, x 轴代表所统计质子束的最低能量, (b) 能量大于 3 MeV 的质子束的发散角随时间的演化
Fig. 7. Distributions of the divergence angle of energetic proton beam (a) with respect to the proton energy at 300 fs, where the horizontal axis represents the minimum energy of the counted protons, and (b) with respect to time where the protons have energy $E_k > 3$ MeV.

最后分析质子束的能量特性, 图 8 为 300 fs 时刻通道靶和平面靶中质子束的能谱分布. 通道靶中的质子截止能量比平面靶小约 1 MeV, 高能部分的质子数目也比平面靶低. 由图 3(d) 中的电子能谱可知, 两种靶型中超热电子的温度相差不大, 根据上面提到的加速电场的计算公式, 作用在质子上的鞘场不仅取决于超热电子的温度, 还与超热电子的密度有关. 通道靶中的能量损失可以归结于回流电

子的产生. 在通道靶中, 虽然在靶后逃逸进入真空的超热电子会沿着通道壁继续向前传播, 但是靶后的纵向静电势能并不会迅速增加, 因为靶中准中性平衡的破坏会促使通道壁上的冷电子返回靶体来平衡靶中的电荷分布. 然而在平面靶中, 随着靶后超热电子向真空逃逸, 静电势能持续增大直至达到最大值. 纵向加速电场的不同导致通道靶中的质子截止能量比平面靶稍微小一些.

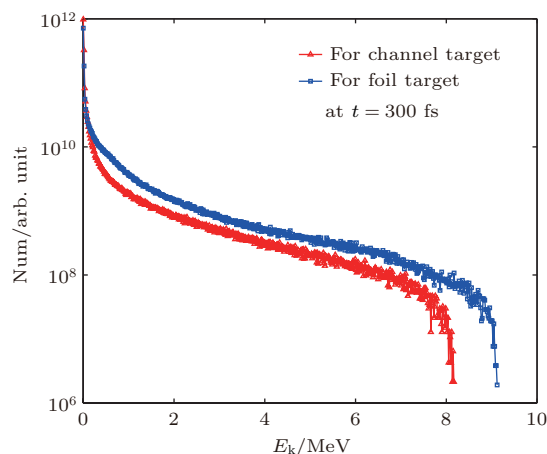


图8 (网刊彩色) 300 fs 时刻通道靶和平面靶中的质子能谱分布
Fig. 8. (color online) Energy spectra of proton beams generated from channel target (the red line with a square) and foil target (the blue line with a diamond) at $t = 300$ fs.

4 结 论

本文采用二维 PIC 模拟的方法研究了特殊结构的通道靶对激光加速质子束性能的影响. 通道靶利用通道壁上产生的横向静电场对通道底部出射的质子束进行聚焦, 当通道直径与激光焦斑和质子源尺寸相当时, 聚焦电场能够有效地作用在质子束上. 模拟结果显示, 通道靶加速的质子束发散角相比平面靶情况有明显的改善, 质子束具有更好的准直性. 这对提高激光加速质子束的实用性具有重要的意义.

参考文献

[1] Macchi A, Borghesi M, Passoni M 2013 *Rev. Mod. Phys.* **85** 751
[2] Roth M, Cowan T E, Key M H, Hatchett S P, Brown C, Fountain W, Johnson J, Pennington D M, Snavely R A, Wilks S C, Yasuike K, Ruhl H, Pegoraro F, Bulanov

- S V, Campbell E M, Perry M D, Powell H 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 436
- [3] Bulanov S V, Esirkepov T Z, Khoroshkov V S, Kuznetsov A V, Pegoraro F 2002 *Phys. Lett. A* **299** 240
- [4] Mackinnon A J, Patel P K, Borghesi M, Clarke R C, Freeman R R, Habara H, Hatchett S P, Hey D, Hicks D G, Kar S, Key M H, King J A, Lancaster K, Neely D, Nikkro A, Norreys P A, Notley M M, Phillips T W, Romagnani L, Snavely R A, Stephens R B, Town R P J 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 045001
- [5] Teng J, Zhu B, Wang J, Hong W, Yan Y H, Zhao Z Q, Cao L F, Gu Y Q 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 114103 (in Chinese) [滕建, 朱斌, 王剑, 洪伟, 闫永宏, 赵宗清, 曹磊峰, 谷渝秋 2013 物理学报 **62** 114103]
- [6] Ledingham K W, Mckenna P, Singhal R P 2003 *Science* **300** 1107
- [7] Remington B A, Arnett D, Drake R P, Takabe H 1999 *Science* **284** 1488
- [8] Esirkepov T, Borghesi M, Bulanov S V, Mourou G, Tajima T 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 175003
- [9] Yan X Q, Wu H C, Sheng Z M, Chen J E, Meyer-ter-Vehn J 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 135001
- [10] Silva L O, Mori W B, Bingham R, Dawson J M, Antonson T M, Mora P 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 015002
- [11] He M Q, Dong Q L, Sheng Z M, Weng S M, Chen M, Wu H C, Zhang J 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 363 (in Chinese) [何民卿, 董全力, 盛政明, 翁苏明, 陈民, 武慧春, 张杰 2009 物理学报 **58** 363]
- [12] Yin L, Albright B J, Hegelich B M, Fernandez J C 2006 *Laser Part. Beams* **24** 291
- [13] Wilks S C, Langdon A B, Cowan T E, Roth M, Singh M, Hatchett S, Key M H, Pennington D, MacKinnon A, Snavely R A 2001 *Phys. Plasmas* **8** 542
- [14] Clark E L, Krushelnick K, Davies J R, Zepf M, Tatarakis M, Beg F N, Machacek A, Norreys P A, Santala M I K, Watts I, Dangor A E 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 670
- [15] Snavely R A, Key M H, Hatchett S P, Cowan T E, Roth M, Phillips T W, Stoyer M A, Henry E A, Sangster T C, Singh M S, Wilks S C, MacKinnon A, Offenberger A, Pennington D M, Yasuike K, Langdon A B, Lasinski B F, Johnson J, Perry M D, Campbell E M 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2945
- [16] Wagner F, Deppert O, Brabetz C, Fiala P, Kleinschmidt A, Poth P, Schanz V A, Tebartz A, Zielbauer B, Roth M, Stohlker T, Bagnoud V 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 205002
- [17] Fuchs J, Cowan T E, Audebert P, Ruhl H, Gremillet L, Kemp A, Allen M, Blazevic A, Gauthier J C, Geissel M 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 255002
- [18] Cowan T E, Fuchs J, Ruhl H, Kemp A, Audebert P, Roth M, Stephens R, Barton I, Blazevic A, Brambrink E, Cobble J, Fernandez J, Gauthier J C, Geissel M, Hegelich M, Kaae J, Karsch S, Le Sage G P, Letzring S, Mancossi M, Meyroneinc S, Newkirk A, Pepin H, Renard-LeGalloudec N 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 204801
- [19] Carroll D C, Mckenna P, Lundh O, Lindau F, Wahlström C G, Bandyopadhyay S, Pepler D, Neely D, Kar S, Simpson P T 2007 *Phys. Rev. E* **76** 065401
- [20] Patel P K, Mackinnon A J, Key M H, Cowan T E, Ford M E, Allen M, Price D F, Ruhl H, Springer P T, Stephens R 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 125004
- [21] Sonobe R, Kawata S, Miyazaki S, Nakamura M, Kikuchi T 2005 *Phys. Plasmas* **12** 073104
- [22] Toncian T, Borghesi M, Fuchs J, d'Humières E, Antici P, Audebert P, Brambrink E, Cecchetti C A, Pipahl A, Romagnani L, Willi O 2006 *Science* **312** 410
- [23] Nakamura M, Kawata S, Sonobe R, Kong Q, Miyazaki S, Onuma N, Kikuchi T 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 113305
- [24] Kar S, Markey K, Simpson P T, Bellei C, Green J S, Nagel S R, Kneip S, Carroll D C, Dromey B, Willingale L, Clark E L, McKenna P, Najmudin Z, Krushelnick K, Norreys P, Clarke R J, Neely D, Borghesi M, Zepf M 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 105004
- [25] Yu T P, Ma Y Y, Chen M, Shao F Q, Yu M Y, Gu Y Q, Yin Y 2009 *Phys. Plasmas* **16** 033112
- [26] Zhou W, Gu Y, Hong W, Cao L, Zhao Z, Ding Y, Zhang B, Cai H, Mima K 2010 *Laser Part. Beams* **28** 585
- [27] Yang X H, Ma Y Y, Shao F Q, Xu H, Yu M Y, Gu Y Q, Yu T P, Yin Y, Tian C L, Kawata S 2010 *Laser Part. Beams* **28** 319
- [28] Xiao K D, Zhou C T, Qiao B, He X T 2015 *Phys. Plasmas* **22** 093112
- [29] Bake M A, Aimidula A, Xiaerding F, Rashidin R 2016 *Phys. Plasmas* **23** 083107
- [30] Ban H Y, Gu Y J, Kong Q, Li Y Y, Zhu Z, Kawata S 2012 *Chin. Phys. Lett.* **29** 035202
- [31] Yang S, Zhou W, Jiao J, Zhang Z, Cao L, Gu Y, Zhang B 2017 *Phys. Plasmas* **24** 033106
- [32] Zhang Z M, He X T, Sheng Z M, Yu M Y 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 134103
- [33] Nakamura T, Kato S, Nagatomo H, Mima K 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 265002

Focusing effect of channel target on ultra-intense laser-accelerated proton beam*

Yang Si-Qian¹⁾²⁾ Zhou Wei-Min^{1)2)†} Wang Si-Ming¹⁾²⁾ Jiao Jin-Long¹⁾²⁾
 Zhang Zhi-Meng¹⁾ Cao Lei-Feng¹⁾²⁾ Gu Yu-Qiu¹⁾²⁾ Zhang Bao-Han¹⁾

1) (*Science and Technology on Plasma Physics Laboratory, Laser Fusion Research Center, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*)

2) (*IFSA Collaborative Innovation Center, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China*)

(Received 20 March 2017; revised manuscript received 4 May 2017)

Abstract

In laser proton acceleration, the inevitable transverse divergence of proton beam restricts its applications in many fields. In this paper, a structured target with a properly wide channel attached to the backside of a foil is proposed, and the interaction of the ultra-short laser pulse with the structured channel target is investigated via two-dimensional particle-in-cell simulation. The simulations show that for the structured channel target, electrons on the front surface are heated by the incident high-intensity laser pulse and then the induced hot electrons transport through the target to the rear surface, building an electrostatic field in the longitudinal direction to accelerate the protons to high energies as the typical target normal sheath acceleration scheme. In the case of the structured channel target, the simulation results indicate that a strong transverse electrostatic field is created by charge separation along the inner surface of the channel while hot electrons propagate along the channel side walls under the guidance of self-induced magnetic and electric fields, which can focus the emitted proton beam transversely, leading to a smaller divergence. By comparing the channel target case with the traditional foil target case under the same conditions, it is found that the divergence angle of the proton beam from the channel target is reduced significantly. Protons with energies above 3 MeV have a divergence angle of 5.3° at the time of 500 fs in the channel target case, while the value is 17.1° in the foil case for a laser intensity of 5.4×10^{19} W/cm². Additionally, the effect of the channel target on the maximum proton energy is considered. The simulation results of the energy spectra reveal that the maximum proton cut-off energy of the channel target is about 1 MeV lower than that of the foil target. This small energy loss is due to the refluxing of the cold electrons on the channel walls, which suppresses the increasing of the sheath potential. Therefore, it is concluded that the focusing electric field can work on the proton beam effectively, leading to a better collimation with conserving the proton energy by using the proposed channel target. Especially when the inner diameter of the channel target is comparable to the laser focal spot size, the proton beam can be confined to a small divergence, and a relatively higher laser energy conversion efficiency can be ensured as well.

Keywords: laser proton acceleration, structured target, proton beam collimation, particle-in-cell simulation

PACS: 41.75.Jv, 52.38.Kd, 52.65.Rr

DOI: [10.7498/aps.66.184101](https://doi.org/10.7498/aps.66.184101)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11174259, 11175165) and the Science Challenge Project, China (Grant No. TZ2016005).

† Corresponding author. E-mail: zhouwm@caep.cn