

超强激光脉冲下等离子体块的整体加速研究*

宋千林, 王加祥, 袁 韶, 李 猛, 徐艳霞

(华东师范大学 精密光谱科学与技术国家重点实验室, 上海 200062)

摘要: 为了克服激光加速中强流离子束空间电荷效应对粒子输运的影响, 提出一种利用两块不同密度的固体靶先后和一束强度约为 10^{22} W/cm^2 、脉冲长度为 $5T$ (T 为激光周期) 的超强脉冲激光相互作用的方案, 实现了中性等离子体块的加速。通过一维 PIC 数值模拟研究发现, 在合适的参数下, 加速后的电子与质子几乎以相同的速度共同飞行长达 60λ (λ 为激光波长) 的距离, 其中质子与电子的能量分别为 GeV 和 100 MeV 量级。

关键词: PIC 模拟; 强激光等离子体相互作用; 等离子体块加速; 强激光

中图分类号: O572.21

文献标志码: A **doi:** 10.11884/HPLPB201527.032036

粒子加速器是进行高能物理实验研究的重要工具, 比如欧洲的大型强子对撞机(LHC)可以把质子加速到 7 TeV 的能量。但由于 LHC 是基于传统的加速器原理, 因此加速梯度较低(约 100 MV/m), 加速器的周长大达 27 km。巨大的占地面积和高昂的运行维护费用严重制约了传统加速器的进一步发展。20世纪 80 年代中期, 噴射脉冲放大(CPA)技术的出现^[1], 使得激光功率和聚焦场强得到很大提高。为了克服传统加速器的缺陷, 利用强激光提供的强场来加速带电粒子开始受到人们的广泛关注^[2]。相比传统加速器, 激光加速器的加速梯度可以达到 TeV/m, 甚至 PeV/m。理论上, 利用现有的台式 TW 激光器, 如果聚焦场强 I 达到 10^{18} W/cm^2 , 则在 $1 \mu\text{m}$ 的长度内就能把电子加速到 MeV 量级。这样不但可以显著降低加速器的制造成本, 还可以为将来加速器的小型化提供可能。2000 年, 美国利弗莫尔国家实验室(LLNL)利用鞘层加速机制(TNSA)获得了能量为 60 MeV 的高能质子^[3-5], 大大推动了离子加速的发展。近些年来, 随着超强激光脉冲的发展, 人们发现一种新的离子加速方案, 即光压加速(RPA)^[6-9]。这是由于超强激光脉冲在等离子体反射点能够提供极大的辐射压强, 比如功率密度为 10^{20} W/cm^2 的脉冲, 在反射点时的光压为 $5 \times 10^{15} \text{ Pa}$ 。利用这种极强的光压, 可以直接加速离子。由于光压加速得到的质子能量正比于激光强度, 拥有着近乎 100% 的能量转化, 因此具备比 TNSA 更高的加速效率。目前, 利用光压加速已经能够获得能量超过 1 GeV 的质子^[9-12]。在离子获得加速的过程中, 由于离子质量远大于电子质量, 所以在一般情况下, 光压加速仍会导致目标靶失去电中性特征。考虑到空间电荷效应的影响, 这种加速方案很难提供强流离子束。高能强流粒子束不仅对高能物理有着重要的应用价值, 还可以应用到惯性约束聚变, 提高其能量获取效率^[13]。因此, 如何既能利用光压加速的优点, 又能降低束流的空间电荷效应, 有重要的现实意义。为了达到这一目标, 单个均匀靶已经不能满足要求, 经过详细的数值模拟计算和优化分析, 本文提出了一种双靶模型可以实现近乎中性的等离子块加速, 从而有效地避免了空间电荷效应对束流的影响。

1 物理模型

激光脉冲和固体靶相互作用的一维计算模型示意图如图 1 所示。一束强度为 $5.5 \times 10^{22} \text{ W/cm}^2$ 、波长为 $1 \mu\text{m}$ 、脉冲长度为 $5T$ 的线极化激光从左侧入射, 先后和两块密度不一样的固体靶相互作用。整个模拟区域长度为 $80 \mu\text{m}$, 最左侧设为 $x=0$, 第一块固体靶(预靶)和第二块靶(目标靶)由等密度的质子和电子组成, 分别位于 $x_1=8 \mu\text{m}$ 和 $x_2=15 \mu\text{m}$ 处。预靶和目标靶的电子数密度为 $20n_e$ 和 $100n_e$, 其中 n_e 为对应激

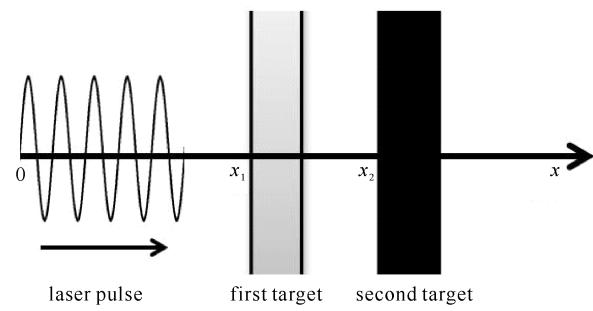


Fig. 1 Schematic diagram of the interaction between the intense laser pulses and the two solid targets

图 1 激光和两块固体靶相互作用示意图

* 收稿日期: 2014-04-21; 修订日期: 2014-12-23

基金项目: 国家自然科学基金项目(11274117)

作者简介: 宋千林(1988—), 男, 硕士, 从事高能负离子稳定性研究; songqlh@163.com

通信作者: 王加祥(1970—), 男, 教授, 博士生导师, 从事强场物理理论研究; jxwang@phy.ecnu.edu.cn。

光波长 $\lambda=1 \mu\text{m}$ 的等离子体临界密度, 即 $n_c \approx 1.1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, 两块靶的厚度都为 $0.3 \mu\text{m}$ 。所有的 PIC 数值模拟均通过 Vorpal 软件包来完成。

2 研究结果及分析

在低场强激光脉冲与等离子体相互作用过程中, 其能量的损耗主要取决于激光频率与电子数密度之间的关系。当电子数密度远小于临界密度时, 等离子体对激光的吸收很小, 脉冲类似穿过透明物体。反之, 激光则会被反射回来。在临界密度附近时, 等离子体对脉冲有着最好的吸收效果。以上结论在强场条件下, 不再成立。对于固体靶密度的等离子体, 如果强场产生的光压足够强, 可以直接推动其中的电子, 使得等离子体和电子一起穿过等离子体靶。

图 2 所示为 $t=49.9471 \text{ fs}$ 时刻, 强激光脉冲穿过预靶, 到达目标靶之前的电场和粒子的空间分布情况。从图 2 中可以看出, 在超强场 ($I=5.5 \times 10^{22} \text{ W/cm}^2$) 的作用下, 虽然预靶的电子数密度 ($20n_c$) 远大于临界密度, 但激光脉冲几乎推着其中的电子完整地穿过预靶。位于激光前沿的电子被加速到接近光速, 能量设置为 100 MeV 左右, 这正是在激光场的有质动力势作用下, 电子能获得的能量。可见, 电子的能量主要来自于光压加速。考虑到预靶中电子在空间的分布, 电子受到光压加速的时间不同, 因此出射电子的能量有一定的分布。由图 2(d) 可知, 此时电子的能量平均值为 110 MeV , 能谱宽度为 40 MeV 。由于初始时处于静止状态的电子和质子惯性质量的差异, 虽然他们在光压作用下所受压力相同, 但电子和质子在空间完全分离。由于靶薄, 相互作用时间短, 预靶中的质子几乎没有变化, 而电子由原来 $0.3 \mu\text{m}$ 的空间分布被压缩到 $0.075 \mu\text{m}$ 左右。由于电子的速度主要分布在 $2.90 \times 10^8 \sim 2.96 \times 10^8 \text{ m/s}$, 因此几乎与激光脉冲同步运动, 并一起轰向目标靶。

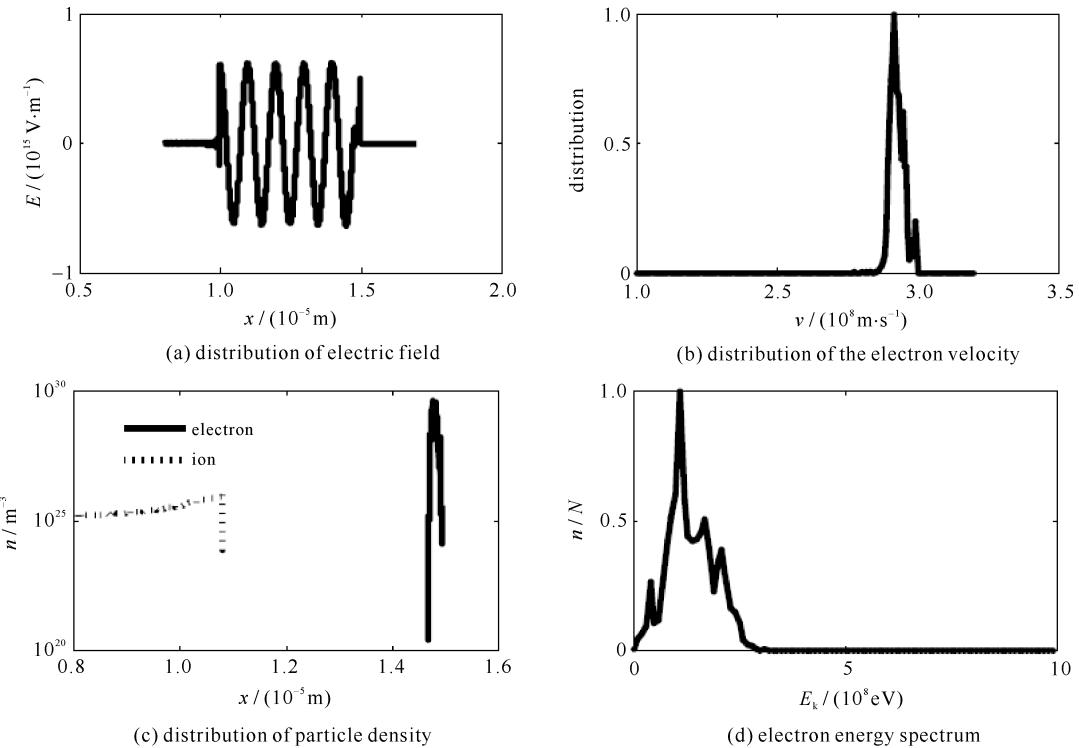


Fig. 2 Distribution of the electric field, the particle density along x axis and the velocity and energy spectrum of the electrons at $t=49.9471 \text{ fs}$

图 2 在 $t=49.9471 \text{ fs}$ 时, 激光场强度、电子和质子数密度以及速度分布

激光脉冲经过预靶后作用到目标靶上, 等离子的动力学演化情况如图 3 所示。由于预靶电子的加入, 使得目标靶后部分电子数密度升高, 因此等离子体对脉冲的阻碍增强, 削弱了脉冲的穿透能力, 使激光场的传播速度降低。在所有电子向右运动的过程中, 在其左侧形成了很强的静电场, 从而显著增强了对质子的加速能力。最后在激光脉冲和电子离开目标靶时, 大部分质子赶上电子, 并一起以电中性的形式向前运动很长一段距离而不分离。如图 3(a) 所示, $t=50.6175 \text{ fs}$ 时, 目标靶受到轰击后, 靶中的电子被挤压到靶中部, 出现一个电子数密度上升 3 个量级的窄带, 而质子反应滞后, 变化不大。如图 3(b) 所示, $t=52.9640 \text{ fs}$ 时, 由于受到光压的作

用,所有电子被推出目标靶,形成靶后鞘层静电场,此时大部分电子被静电场约束,只有少部分处于电子群前端的高能电子脱离静电场束缚,飞离电子群。这是由于激光脉冲的主体部分被挡在质子群后,仅有很弱的一部分脉冲能量穿过,电子失去光压的推动,在静电场力的反作用下,其相对于质子被拉回。因此最后在静电场鞘与脉冲的共同作用下,质子获得有利的加速条件,逐渐追上电子,实现空间重合。如图 3(c) 所示, $t = 50.333$ 1 fs 时,质子群与电子群在静电场和激光脉冲的共同作用下实现重合,局部粒子数密度有差异。由于预靶电子的加入,使得激光场的能量转化效率大大提高。图 3(d) 所示为目标靶电子的总能量随时间的变化,在激光脉冲加载到等离子体上时,电子能量迅速上升。随后,由于电子与离子间形成鞘层静电场,电子的能量开始降低,并传递给离子。这个能量的转化过程还可以从图 3(e) 所示的激光场强度随时间的变化得出,在脉冲穿透等离子体后,激光场前沿部分的强度降低很多。在质子和电子重合后,经过很长一段时间,如到 $t = 184.368$ 4 fs 时,大部分电子和质子依然在一起,以中性等离子块的形式向前运动,如图 3(f) 所示。

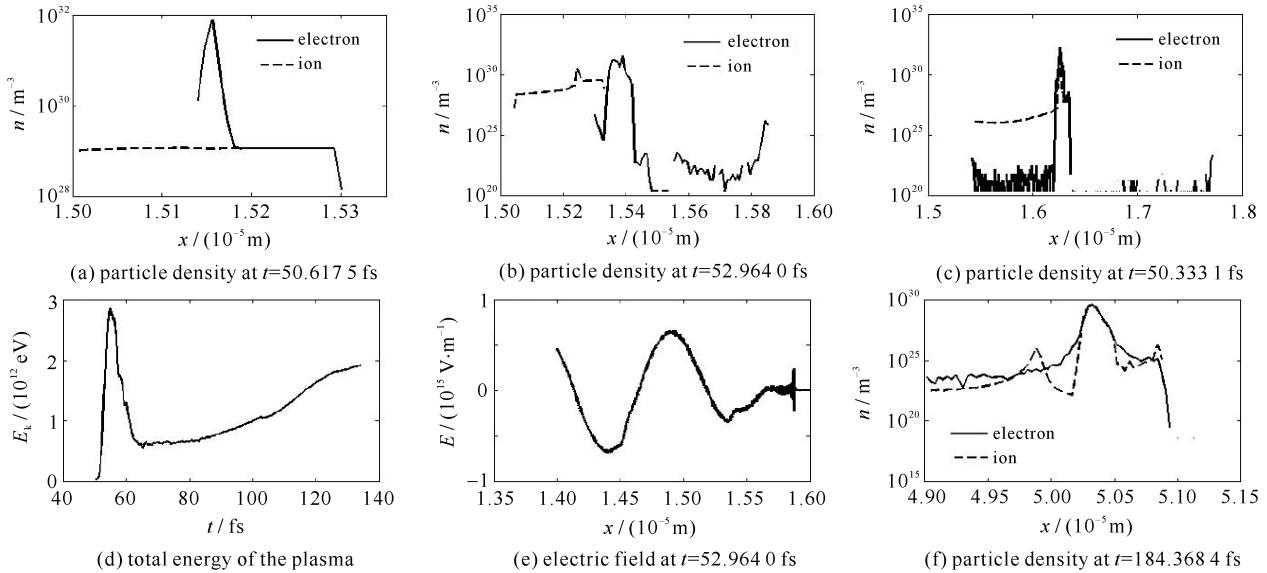


Fig. 3 Dynamics of the electrons and the protons when the laser pulse interacts with the target plasma at different time

图 3 激光脉冲入射到目标靶后电子、质子的动力学演化

目标靶电子群速度没有一定的分布,空间上出现一定的扩散。一般而言,速度较大的电子会出现在电子群的前端,而尾部的电子速度相对较小。由库仑定律可知,尾部电子与质子群距离较小,受到质子群引力较大,同时还受到前端电子向后的排斥,所以向后的合力较大,相反而言,前端的电子则受到向后的合力较小。速度越大的电子受到的静电场力越小,越容易脱离静电场的束缚而飞离电子群。由于目标靶较为厚密,电子穿透时受到的阻碍较大,能够飞离电子群的高能电子个数很少。

对大量模拟结果的分析表明,目标靶要获得较好的加速效果,需要同时满足两个条件:一是激光脉冲从预靶中携带走的电子需要达到一定的数量;二是激光脉冲轰击目标靶时,依然拥有较高的强度,特别是陡峭的前沿。当通过预靶后的脉冲所包含的电子数较少时,其对目标靶的推动作用不明显,对鞘层静电场的增强也十分有限,目标靶的离子不能够被带动,仅仅是空间上出现膨胀。虽然理论上从预靶得到的电子数目越多越利于目标靶离子的加速,但是过多的电子数增加了脉冲的负担,导致脉冲轰击预靶时出现较大的衰减,降低了脉冲对目标靶的推动能力。

在优化后的参数条件下,最后获得的电子能量为 10 MeV,离子能量为 2.1 GeV,并且电子与质子有着很好的空间重合。电子与质子从开始分离到基本实现重合,需要约 8.7 fs 的加速时间,空间上前进 1.3 μm ,等离子体主体部分出现压缩现象,峰值密度上升 3 个量级,整体密度处于 $10^{29}/\text{m}^3$ 量级。单纯的电子束或质子束,由于同种电荷之间的库仑排斥作用,粒子束会逐渐地散开。质子与电子空间重合后,主体部分呈近似中性,降低了库仑排斥的影响,因此两者可在空间上运行很长的一段距离。

当模拟进行到约 183.4 fs 时,等离子体向前飞行了 35 μm ,由于受到速度分布的影响,等离子体发生绝热膨胀,主体部分密度为 $10^{26}/\text{m}^3$,厚度为 0.4 μm ,在粒子数密度超过 $10^{27}/\text{m}^3$ 的部分,粒子团保持了很好的电荷中性。最后质子的能量主要集中在 1.8~2.18 GeV 的范围,能散为 4%,如图 4 所示。如果要利用其中的质子

或电子,可以用磁场的方法把它们分开。

3 结 论

通过一维 PIC 数值模拟,我们发现利用一超短强脉冲(强度约为 10^{22} W/cm^2 ,脉冲长度为 $5T$)和两块密度不一样的固体靶相互作用,在一定的优化参数下,可以得到近似中性的高能粒子团,其中电子能量达 10 MeV,质子能量达 2.1 GeV。由于电子与质子空间上的重合,抵消了同种电荷之间的库仑排斥,因此粒子团可在空间上共同运动很长的距离。这为将来利用激光加速实现强流粒子输运提供了一种新的可能方案。

参考文献:

- [1] Strickland D, Mourou G. Compression of amplified chirped optical pulses[J]. *Opt Commun*, 1985, **56**(3):219-221.
- [2] Esarey E, Schroeder C B, Leemans W P. Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators[J]. *Rev Mod Phys*, 2008, **81**(3):1229-1285.
- [3] Clark E L, Krushelnick K, Davies J R, et al. Measurements of energetic proton transport through magnetized plasma from intense laser interactions with solids[J]. *Phys Rev Lett*, 2000, **84**(4):670-673.
- [4] Snavely R A, Key M H, Hatchett S P, et al. Intense high-energy proton beams from petawatt-laser irradiation of solids[J]. *Phys Rev Lett*, 2000, **85**(14):2945-2948.
- [5] 李勇,洪伟,吴玉迟,等.超薄靶激光质子加速实验研究[J].强激光与粒子束,2010, **22**(5):1001-1004.(Li Yong, Hong Wei, Wu Yuchi, et al. Experimental study of laser-driven proton acceleration with ultrathin targets. *High Power Laser and Particle Beams*, 2010, **22**(5):1001-1004)
- [6] Macchi A, Cattani F, Liseykina T V, et al. Laser acceleration of ion bunches at the front surface of overdense plasmas[J]. *Phys Rev Lett*, 2005, **94**:165003.
- [7] Robinson A P L, Zepf M, Kar S, et al. Radiation pressure acceleration of thin foils with circularly polarized laser pulses[J]. *New J Phys*, 2008, **10**:013021.
- [8] 祝娇,符合振,林晨,等.激光加速实验超薄类金刚石碳靶的制备[J].强激光与粒子束,2013, **25**(7):1723-1726.(Zhu Jiao, Fu Hezhen, Lin Chen, et al. Preparation of ultra-thin DLC target for laser ion acceleration. *High Power Laser and Particle Beams*, 2013, **25**(7):1723-1726)
- [9] Baker M A, Shan Z, Xie B, et al. Energy enhancement of proton acceleration in combinational radiation pressure and bubble by optimizing plasma density[J]. *Physics of Plasmas*, 2012, **19**:083103.
- [10] Macchi A, Veghini S, Pegoraro F. "Light Sail" acceleration reexamined[J]. *Phys Rev Lett*, 2009, **103**:085003.
- [11] Qiao B, Karl S, Geissler M, et al. Stable GeV ion-beam acceleration from thin foils by circularly polarized laser pulses[J]. *Phys Rev Lett*, 2009, **102**:145002.
- [12] Chen M, Pukhov A, Yu T P, et al. Enhanced collimated GeV monoenergetic ion acceleration from a shaped foil target irradiated by a circularly polarized laser pulse[J]. *Phys Rev Lett*, 2009, **103**:024801.
- [13] Hora H. Contributions on laser driven inertial confinement fusion[J]. *Am J Appl Sci*, 2005, **2**(6):1085-1094.

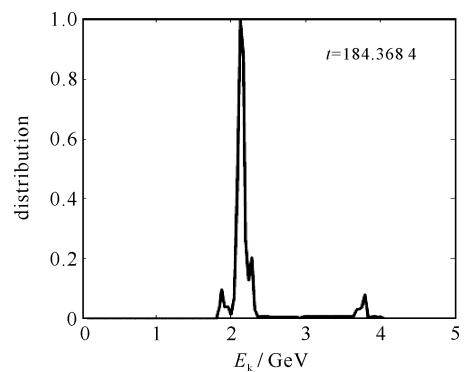


Fig. 4 Proton energy spectrum
图 4 中性等离子体块中的质子能谱

Plasma block acceleration under ultraintense laser pulse

Song Qianlin, Wang Jiaxiang, Yuan Tao, Li Meng, Xu Yanxia

(State Key Laboratory of Precision Spectroscopy, East China Normal University, Shanghai 200062, China)

Abstract: In order to overcome the space charge influence over the transport of the high-current particle beams in laser acceleration, we propose a new scheme to realize the acceleration of a neutral plasma block. It is carried out by injecting an ultraintense laser pulse with intensity about 10^{22} W/cm^2 and pulse duration about $5T$ (T is laser period) upon two thin solid-density plasma blocks. By optimizing the plasma parameters, we have obtained an accelerated plasma block, which is almost neutral and propagates for a quite long distance in the space. The ion and electron energies are of GeV and 100 MeV magnitude respectively.

Key words: PIC simulation; laser-plasma interaction; plasma block acceleration; intense laser pulse

PACS: 52.40. Mj; 41.75. Ak; 52.38. Kd; 52.65. -y