

超强激光与泡沫微结构靶相互作用提高强流电子束产额模拟研究

魏留磊 蔡洪波 张文帅 田建民 张恩浩 熊俊 朱少平

Enhancement of high-energy electron yield by interaction of ultra-intense laser pulses with micro-structured foam target

Wei Liu-Lei Cai Hong-Bo Zhang Wen-Shuai Tian Jian-Min Zhang En-Hao Xiong Jun Zhu Shao-Ping

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 094101 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20182291

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182291>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

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 <https://doi.org/10.7498/aps.64.144102>

通道靶对超强激光加速质子束的聚焦效应

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

物理学报. 2017, 66(18): 184101 <https://doi.org/10.7498/aps.66.184101>

强流电子束入射角二维分布测量方法

A method of measuring the incidence angle of intense electron beam

物理学报. 2015, 64(24): 245203 <https://doi.org/10.7498/aps.64.245203>

激光与近相对论临界密度薄层相互作用产生大电量高能电子束

High energetic electron bunches from laser near critical density layer interaction

物理学报. 2017, 66(7): 075203 <https://doi.org/10.7498/aps.66.075203>

超强激光与固体气体复合靶作用产生高能氦离子

Helium ions acceleration by ultraintense laser interactions with foil-gas target

物理学报. 2017, 66(8): 085201 <https://doi.org/10.7498/aps.66.085201>

电子束放射照相的特性与参数优化

Characteristics and parameter optimization of electron beam radiography

物理学报. 2015, 64(15): 154101 <https://doi.org/10.7498/aps.64.154101>

超强激光与泡沫微结构靶相互作用提高 强流电子束产额模拟研究*

魏留磊¹⁾ 蔡洪波^{2)3)4)†} 张文帅²⁾ 田建民¹⁾张思浩¹⁾ 熊俊⁵⁾ 朱少平^{1)2)‡}

1) (中国工程物理研究院研究生院, 北京 100088)

2) (北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094)

3) (北京大学应用物理与技术研究中心, 北京 100871)

4) (上海交通大学 IFSA 协同创新中心, 上海 200240)

5) (上海激光等离子体研究所, 上海 201800)

(2018年12月28日收到; 2019年3月12日收到修改稿)

利用二维粒子模拟方法, 本文研究了超强激光与泡沫微结构镀层靶相互作用产生强流电子束问题. 研究发现泡沫区域产生了百兆高斯级准静态磁场, 形成具有选能作用的“磁势垒”, 强流电子束中的低能端电子在“磁势垒”的作用下返回激光作用区域, 在鞘层和激光场的共同作用下发生多次加速过程, 从而显著提升高能电子产额. 还应用单粒子模型, 分析了电子在激光场作用下的运动行为, 验证了多次加速的物理机理.

关键词: 强流电子束, 超强激光, 磁势垒, 微结构靶

PACS: 41.75.Jv, 52.38.Kd, 52.38.Fz, 52.59.-f

DOI: 10.7498/aps.68.20182291

1 引言

超强激光与稠密物质或者固体物质相互作用是高能密度物理领域的重要研究课题^[1-5]. 其前沿应用有高能粒子束的产生^[6-8]、高能密度物理的诊断^[9,10]、癌症治疗^[11]、快点火惯性约束聚变^[12,13]以及新型辐射源^[14,15]等. 超热电子的产生是相对论激光与等离子体相互作用的基本特征. 超热电子束流产生后, 在靶内运输的过程中, 会通过内壳层激发、韧致辐射等产生高能 X 射线辐射; 当束流到达靶后, 会通过鞘层加速机制对离子进行加速,

产生 MeV 离子束, 通过离子碰撞、光核反应等机制产生中子辐射. 因此超热电子的产生是许多次级过程的源头, 增大超强激光与超热电子的能量耦合效率具有重要意义.

国际上近年来在微结构靶增强激光驱动粒子源效率方面进行了大量研究. 2000年 Kulcsár 等^[16]在实验上发现天鹅绒靶、格栅靶、烟靶均不同程度增强了 X 射线辐射. Lei 等^[17]在实验上发现, 特定参数的泡沫靶可以在不增大热电子温度的情况下将高能电子产生效率提高约 3 倍. Cao 等^[18]在理论和模拟研究中发现纳米须靶能大幅度增加高能电子和 X 射线产生效率. 余金清等^[19]进一步研究

* 科学挑战专题 (批准号: TZ2016005)、国家重点研发计划 (批准号: 2016YFA0401100)、国家自然科学基金联合基金 (批准号: U1730449) 和国家自然科学基金 (批准号: 11575030) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: cai_hongbo@iapcm.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: zhu_shaoping@iapcm.ac.cn

了激光-纳米丝靶相互作用过程中电子在丝靶中的运动轨迹、场的变化与电子空间位置变化的关系, 确定了激光-丝靶相互作用过程中超热电子的加热方式为 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 加热. Wang 等^[20] 理论推导了格栅靶各参数对激光吸收效率的影响. Hu 等^[21] 发现格栅表面被加速的电子总数是平面靶的两倍. Tian 等^[22] 发现纳米丝靶对激光能量有导引作用, 超热电子束由于自生磁场的存在沿纳米丝方向被约束. 总之, 结构靶在提高粒子源和辐射源效率方面存在巨大的应用价值, 而泡沫微结构靶因为制备简单, 在粒子源和辐射源应用中具有一定的优势, 但是泡沫微结构靶增强激光耦合效率的物理机理还不清晰.

本文首先使用 2D3V PIC (Ascent) 程序对比了超强激光与泡沫靶和平面靶相互作用过程中的准静态电流、准静态磁场、电子运动轨迹、电子能谱、电子能量密度. 研究发现由于在泡沫靶中冷电子沿泡沫间隙回流, 在泡沫区会产生百兆高斯级的准静态磁场. 而激光-泡沫靶相互作用过程中高能电子产额增大与准静态磁场有着密切的关系. 低能电子会在磁势垒的作用下返回激光场而再次加速, 直到获得足够高的能量而冲出磁势垒, 因此泡沫靶相比平面靶有效提升了超热电子产额和能量耦合效率.

2 模型以及数值模拟条件

使用 2D3V 粒子模拟程序 (Ascent)^[13] 研究超强激光与泡沫微结构靶的相互作用. 图 1(a) 是泡沫靶初始密度分布图. 模拟窗口大小为 $100\lambda_0 \times 16\lambda_0$, 其中 $\lambda_0 = 1.06 \mu\text{m}$, 为激光波长. 模拟时长为 $300T_0$, 时间步长为 $0.01T_0$, T_0 为激光周期. 激光脉冲采用 y 方向高斯分布的 p 极化激光, 从左向右正入射泡沫靶表面, 焦斑半径 $50\lambda_0$, 相对于模拟区域 y 方向尺寸, 入射激光可近似为平面波. 激光的归一化强度为 $a_0 = eE_0/m_e\omega c = 5$, 其中 e , E_0 , m_e , ω , c 分别表示电子电荷、电场强度、电子质量、激光频率和光速. 激光脉宽 $300T_0$, 其中包括上升沿和下降沿各 $20T_0$, 在 $40\text{--}42 \mu\text{m}$ 处有 $2 \mu\text{m}$ 厚的泡沫层覆盖在固体靶上 (平均密度 $100n_c$). 电子的初始温度为 100 eV , 离子的初始温度为 33 eV . 泡沫孔径设置了 4 个值: $0.075\lambda_0$, $0.15\lambda_0$, $0.3\lambda_0$ 和 $0.6\lambda_0$. 泡沫区空泡位置随机分布, 孔洞之间没有重合. 此

外, 泡沫层前还设置了一层密度标长为 $1 \mu\text{m}$ 的预等离子体.

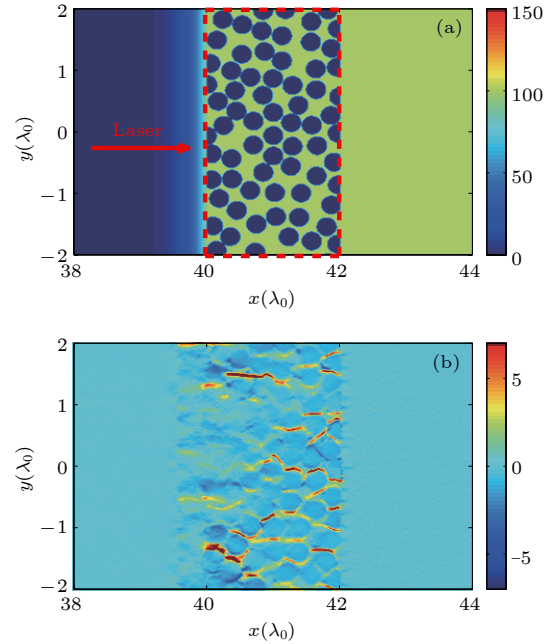


图 1 (a) 泡沫靶密度分布示意图 (局部); (b) $75T_0$ 泡沫间隙的准静态电流 (模拟窗口大小为 $100\lambda_0 \times 16\lambda_0$; 图中密度无量纲单位为 n_c , 电流无量纲单位为 $en_c c$)

Fig. 1. (a) Schematic diagram of initial plasma density (local); (b) current in the foam target at $75T_0$. The simulation window size is $100\lambda_0 \times 16\lambda_0$. The units of plasma density and current are n_c , and $en_c c$, respectively.

3 结果与讨论

当超强激光辐照在金泡沫靶 (以厚度为 $2 \mu\text{m}$, 孔径为 $0.15 \mu\text{m}$ 的泡沫靶为例) 表面时, 会通过 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 加热^[23,24]、随机加热^[25] 等机制产生温度达到 MeV 以上的强流电子束. 这些强流电子束的电流远大于阿尔芬电流极限 ($I \sim 17\beta\gamma \text{ kA}$, $\beta = v/c$, γ 是相对性因子), 在等离子体中传播时会产生很强的电子回流. 由于 MeV 能量的相对论电子射程长, 空泡结构及其形成的电磁场 (初始时刻主要是电子穿过空泡内界面形成的鞘场) 很难阻止这些高能端电子的运动, 因此泡沫层中电子输运区域的相对论电子近似于均匀分布; 而回流电子能量很低, 在泡沫区域很易受到空泡内界面鞘场的影响而被束缚在空泡壁上流动, 如图 1(b) 所示, 因而虽然宏观上满足电流为 0, 但泡沫层内还是形成了很强的局域净电流. 这个局域净电流在空泡内产生了准静态磁场, 如图 2 所示. 空泡中准静态磁场形成后将加强鞘场

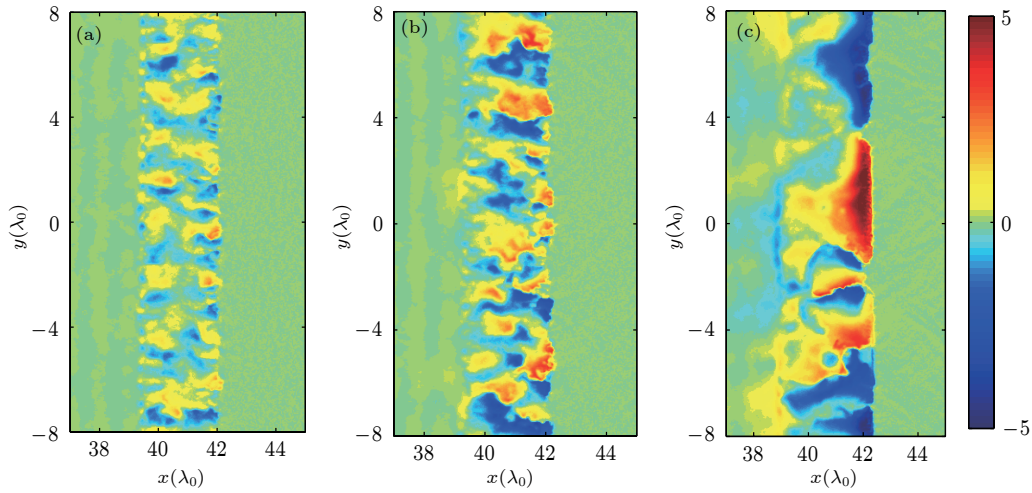


图 2 $150 T_0$ 的泡沫区磁场分布 (a) 泡沫孔径 $0.075 \lambda_0$; (b) 泡沫孔径 $0.15 \lambda_0$; (c) 泡沫孔径 $0.6 \lambda_0$ (磁场无量纲单位为 $m_e \omega c / e$)
 Fig. 2. Magnetic field distribution in foam region at $150 T_0$: (a) Bubble radius is $0.075 \lambda_0$; (b) bubble radius is $0.15 \lambda_0$; (c) bubble radius is $0.6 \lambda_0$. The unit of magnetic field is $m_e \omega c / e$.

对回流电子的束缚, 从而使得局域净电流进一步增强, 形成正反馈, 直到准静态磁场达到百兆高斯量级. 准静态磁场对相对论电子束的低能端电子产生显著影响, 使得净电流不再增加从而达到饱和.

泡沫区域的准静态磁场产生后, 超强激光驱动的相对论电子在磁场洛伦兹力的作用下会发生偏转, 所以泡沫区的准静态磁场对电子相当于一个势垒, 只有能量足够高的电子能穿过磁场区域. 图 2 是 $150 T_0$ 时刻不同孔径泡沫靶产生的准静态磁场的空间分布. 这些靶的泡沫孔径不同, 但泡沫靶区域平均密度保持一致. 当泡沫孔径越大时, 回流电子在空泡缝隙等离子体聚集所形成的电流也越大, 因而泡沫结构产生的准静态磁场会随着泡沫孔径增大而增大. 另外, 由于空泡间准静态磁场并不直接加速电子, 其磁场能量耗散过程非常缓慢, 在模拟中, 这些准静态磁场在后期泡沫结构破坏后还会维持上百个激光周期. 事实上, 泡沫内准静态磁场形成的磁压极强, 抵消了部分热压导致的等离子体运动, 从而减缓了泡沫结构的破坏过程.

图 3 分别是平面靶和泡沫靶中追踪 50 个电子在 $t = 0$ 到 $50 T_0$ 时间内的运动轨迹, 这些追踪电子随机取于靶前表面. 从图 3 可以看到平面靶的电子被加速后几乎不受阻碍冲出了电子加速区, 而泡沫靶中的低能端电子由于强磁场被束缚在靶前表面. 泡沫靶相比平面靶电子能量显著增大, 这是因为电子加速发生在真空与泡沫交界处的预等离子体区域, 泡沫靶的电子由于磁势垒的作用返回靶前

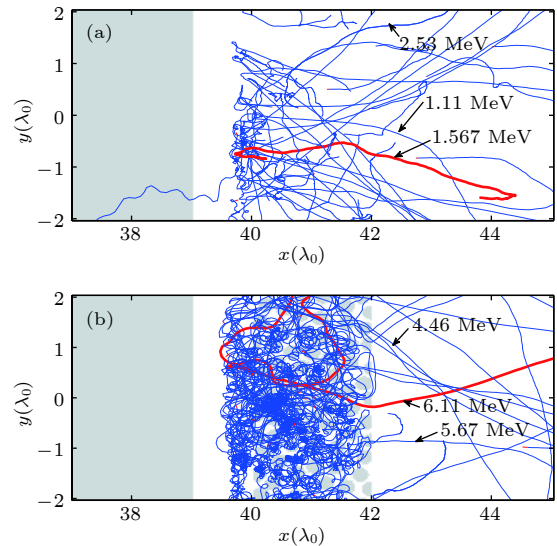


图 3 50 个初始位置随机分布在靶前表面的电子的轨迹 (a) 平面靶; (b) 泡沫靶; 图中标注数字为运动到靶后区域单个电子的动能, 红色线表示其中一个电子加速后的轨迹
 Fig. 3. Trajectory of 50 electrons whose initial positions randomly distributed on the front surface of the target: (a) Planar target; (b) foam target. The labeled number is the kinetic energy of the electrons moving to the area behind the target. The red line is the trajectory of one of the accelerated electrons.

激光等离子体作用区域, 因而相比平面靶获得了更多的加速机会, 我们称之为磁势垒辅助激光多次加速电子机制 (multiple acceleration of electron). 值得指出的是, 在模拟中为了将物理机理阐述得更为清晰, 采用了较大的激光焦斑模拟参数. 而实际上, 当激光尺寸远小于泡沫微结构靶尺寸时, 磁势垒反射回来的高能电子, 在磁场的偏转作用下可能超出

激光作用范围而得不到再次加速,因而会降低电子通过多次加速机制获得高能量的概率,这可以认为是二维效应的影响.该物理过程中涉及一个关键的参数($g = 2r_0/L$),也即激光焦斑大小 $2r_0$ 和靶尺寸 L 的比值.当 $g \geq 1$ 时,电子被反射出激光作用区域的概率较小,二维效应较弱,当 $g \ll 1$ 时,需要考虑二维效应的影响.

我们追踪了部分电子的轨迹和能量随时间的演化.示踪电子轨迹表明在泡沫靶情况下,多数高能电子能量呈现阶梯形状的多次加速.图4为PIC模拟中追踪一个电子的 x 方向位移和动能随时间的演化图.电子的能量呈现出3个明显的平台,表明电子经历了两次加速.当电子被磁势垒送回激光等离子体区域时,向外运动的电子在靶前鞘场的作用下减速,当电子动能降到0时,电子的纵向动能完全转化成了鞘场的势能.之后,电子在鞘场和激光加速电场的共同作用下将被送回靶体.一般情况下,电子在鞘场和激光场的共同作用下会出现周期振荡;在几个激光周期后,电子在反复的加速减速过程中,如果正好处于激光加速相位,这时电子能量会比进入激光等离子体相互作用区前进一步增大.当电子能量小于磁势垒时,电子又会再次送回激光等离子体相互作用区域进一步加速;当电子能量大于磁势垒时,电子进入泡沫靶后的高密度靶内.

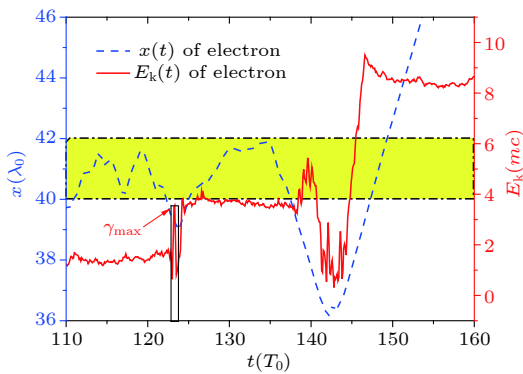


图4 电子多次加速过程中的能量和位置随时间演化,图中 $x = (40, 42) \lambda_0$ 黄色标记区域为泡沫靶区

Fig. 4. Evolution of electron energy and position with time in multiple acceleration of electron. Here, the $x = (40, 42) \lambda_0$ region marked with yellow is the foam region.

为了得到被磁势垒反射的电子在激光场中的运动规律.下面从洛伦兹公式出发推导电子在激光场中能量随相位演化的方程.为了简化问题,假设激光场是沿 x 方向传播的线偏振平面波,所以只需

考虑电子的初始动量 p_{x0}, p_{y0} ,电子初始位移只需考虑 x 方向位移 x_0 .引入归一化: $t \rightarrow \omega t, x \rightarrow kx, \mathbf{v} \rightarrow \mathbf{v}/c, \mathbf{p} \rightarrow \mathbf{p}/m_e c, \mathbf{A} \rightarrow e\mathbf{A}/m_e c^2, \mathbf{B} \rightarrow e\mathbf{B}/m_e \omega c, \mathbf{E} \rightarrow e\mathbf{E}/m_e \omega c$,其中 $k = 2\pi/\lambda_0$ 为激光波矢, \mathbf{A} 为激光场磁矢势.

根据洛伦兹公式和线偏振激光磁矢势表达式:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (1)$$

$$\mathbf{A} = (0, a_0 \cos \varphi, a_0 \sin \varphi), \quad (2)$$

其中 $\mathbf{p} = \gamma \mathbf{v}$, $\gamma = (1 + \mathbf{p}^2)^{1/2}$, $\varphi = t - x$ 为电子所处的相位,可以得到电子的动量和能量满足的关系式为^[26,27]

$$p_y = a_0 \cos \varphi + \beta, \quad (3)$$

$$p_x = \frac{1 - \alpha^2 + p_y^2}{2\alpha}, \quad (4)$$

$$\gamma = p_x + \alpha, \quad (5)$$

其中 $\alpha = \gamma_0 - P_{x0}$, $\beta = p_{y0} - a_0 \cos \varphi_0$,由(3)–(5)式可得电子在激光场中能量表达式:

$$\gamma = \alpha/2 + \frac{1 + (\beta + a_0 \cos \varphi)^2}{2\alpha}. \quad (6)$$

由(6)式可知,电子的能量随时间的演化只与电子进入激光场时的动量和相位有关.当进入激光场的电子处于合适的相位,电子可以获得进一步的加速.同时电子运动也受到鞘场的影响,在鞘场作用下加速的电子返回靶内.

泡沫靶提高激光耦合效率有如下两方面的原因.首先,激光进入泡沫区域后将大大提高激光与等离子体的接触面积,这将显著减少激光在靶表面的反射而提高激光耦合效率.更为重要的是,泡沫靶区域形成的磁势垒将强流电子束低能端电子送回激光等离子体区域,发生激光多次加速过程,增大了单个电子获得更大激光能量的概率.图5是PIC模拟中 $150 T_0$ 时刻靶前表面的电子能量密度图.可以看到泡沫靶前表面能量密度随着孔径增大而增大,这是因为更强的磁场束缚了更多的超热电子在泡沫区.泡沫层后固体区域能量密度相比平面靶也有不同程度的增大,这反映了泡沫靶可以用于增强激光能量耦合效率.

由于泡沫区准静态磁场的存在,强流电子束低能端电子的输运被磁场阻挡,部分低能端电子被送回激光加速区域,在激光场和鞘场的联合作用下,再次从激光场中获得加速.因而强流电子束高能端

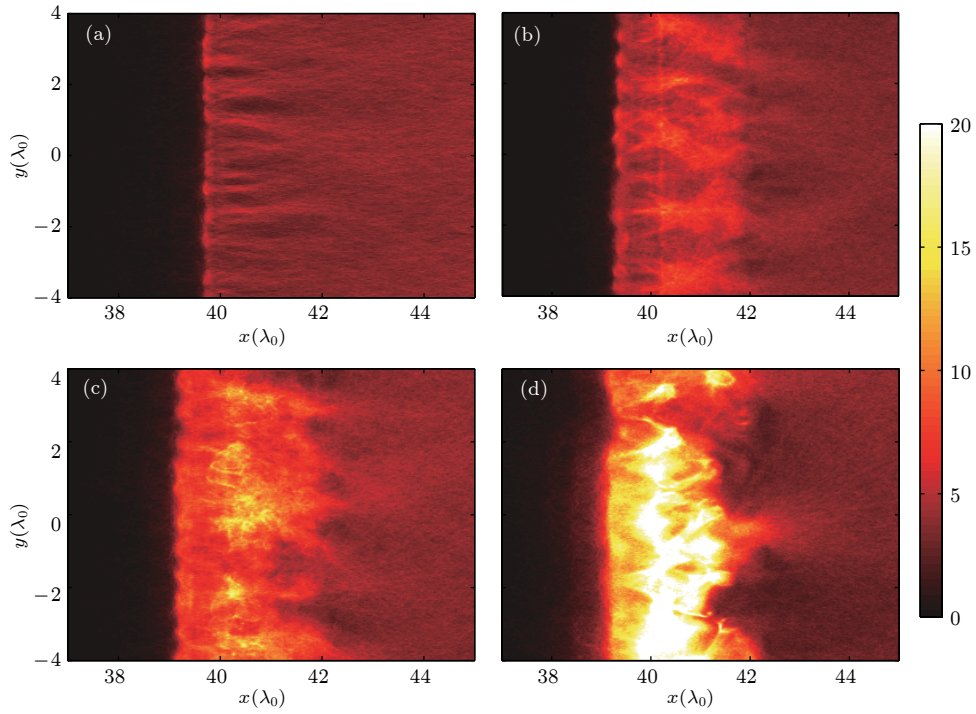


图 5 平面靶和不同孔径泡沫靶的电子能量密度空间分布 (a) 平面靶; (b) 泡沫孔径 $0.075\lambda_0$; (c) 泡沫孔径 $0.15\lambda_0$; (d) 泡沫孔径 $0.6\lambda_0$; 电子能量密度无量纲单位为 $n_c m_e c^2$

Fig. 5. Spatial distribution of electron energy density for (a) planar target, and bubble target with bubble size of (b) $0.075\lambda_0$, (c) $0.15\lambda_0$, (d) $0.6\lambda_0$. The unit of electron energy density is $n_c m_e c^2$.

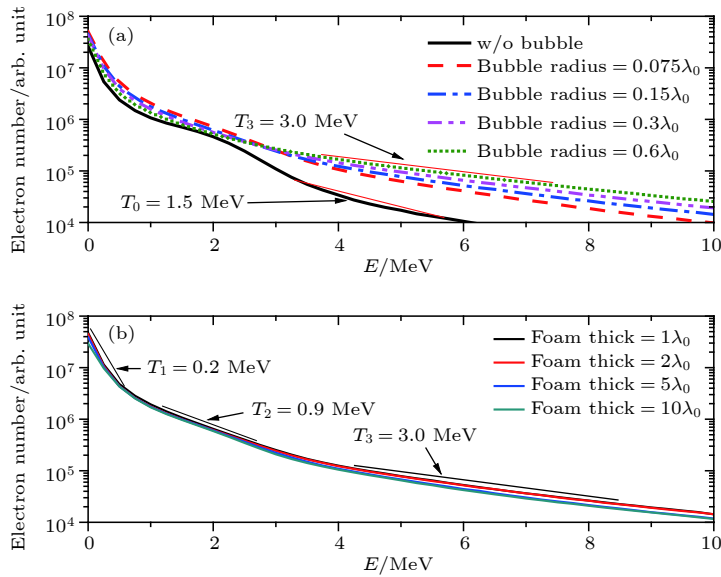


图 6 (a) 不同孔径泡沫靶的超热电子能谱; (b) 不同厚度泡沫靶的超热电子能谱

Fig. 6. (a) Electron energy spectra of foam targets with different bubble radii; (b) electron energy spectra of foam targets with different foam thicknesses.

电子份额会显著增大(与图 3 结果相一致, 是磁势垒辅助激光多次加速电子的结果), 加速电子的能谱被硬化. 图 6 给出了不同孔径和厚度泡沫靶情况下在 $x = 50\lambda_0$ 处统计的穿过此位置平面的强流电子束能谱. 从图 6(a) 可以看出平面靶情况下, 强流

电子束温度 $T_0 = 1.5$ MeV, 这与 Wilks 定标率 $T = (\sqrt{1 + a_0^2} - 1) \times 0.511$ MeV 估计出的 1.6 MeV 电子温度较为接近, 表明高能电子在平面靶情况下主要为 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 加热机制. 在泡沫靶情况下, 强流电子束呈现三温分布特征, 温度为 $T_1 = 0.2$ MeV 的

这群电子与靶体内加热的背景电子有关, 温度为 $T_2 = 0.9$ MeV 的这群电子与 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 加速机制相关, 与平面靶情况相比, 出现了远高于 Wilks 定标率给出的 $T_3 = 3.0$ MeV 这部分电子, 这与磁势垒辅助激光多次加速过程相关. 与平面靶相比, 泡沫靶情况下激光产生的强流电子束数目整体增加了, 这是因为泡沫靶情况下, 激光能量耦合效率从 37% 提高到了 42%. 更为重要的是, 泡沫靶情况下强流电子束高能端电子产额显著增大, 这是因为部分低能端电子被磁势垒返回激光等离子体相互作用区域, 通过多次加速机制获得了更高的能量. 高能电子的输运会通过轫致辐射、内壳层激发等机制产生 X 射线或者 γ 射线. 因此我们认为在辐射源处涂一层微米级别厚度的泡沫会显著增强能量耦合效率和辐射源的强度.

4 结 论

本文利用 2D3V PIC 程序研究了超强激光与泡沫微结构靶相互作用中强流电子束产生的物理过程. 研究发现泡沫微结构薄层可以增强激光能量耦合效率, 同时还可提高强流电子束高能端电子份额. 模拟结果表明, 泡沫结构靶中因为电子回流形成了百兆高斯准静态磁场, 这相当于在靶表面形成了“磁势垒”. 强流电子束低能端电子在磁势垒的作用下返回激光作用区域, 在鞘场和激光场的共同作用下, 通过激光多次加速机理获得更高能量. 研究表明, 表面涂泡沫薄层的固体靶能产生更多的高能电子, 此方案可应用于增强激光驱动 X 射线源或者 γ 辐射源.

参考文献

- [1] Ma Y Y, Sheng Z M, Li Y T, Chang W W, Yuan X H, Chen M, Chen H C, Zheng J, Zhang J 2006 *Phys. Plasmas* **13** 110702
- [2] Kruer W L, Estabrook K 1985 *Phys. Fluids* **28** 430
- [3] Kong Q, Zhu L J, Wang J X, Huo Y K 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 650 (in Chinese) [孔青, 朱立俊, 王加祥, 霍裕昆 1999 物理学报 **48** 650]
- [4] Zhou C T, He X T 2007 *Opt. Lett.* **32** 2444
- [5] Norreys P A, Zepf M, Moustazis S, Fews A P, Zhang J, Lee P, Bakarezos M, Danson C N, Dyson A, Gibbon P, Loukakos P, Neely D, Walsh F N, Wark J S, Dangor A E 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 1832
- [6] Kodama R, Tanaka K, Sentoku Y, Matsushita T, Takahashi

- K, Kato Y, Fujita H, Kitagawa Y, Kanabe T, Yamanaka T, Mima K 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 674
- [7] Bastiani S, Rousse A, Geindre J P, Audebert P, Quoix C, Hamoniaux G, Antonetti A, Gauthier J C 1997 *Phys. Rev. E* **56** 7179
- [8] Ruhl H, Sentoku Y, Mima K, Tanaka K A, Kodama R 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 743
- [9] Li C K, Séguin F H, Frenje J A, Rygg J R, Petrasso R D, Town R P J, Amendt P A, Hatchett S P, Landen O L, Mackinnon A J, Patel P K, Smalyuk V A, Sangster T C, Knauer J P 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 135003
- [10] Marshall F J, McKenty P W, Delettrez J A, Epstein R, Knauer J P, Smalyuk V A, Frenje J A, Li C K, Petrasso R D, Séguin F H, Mancini R C 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 185004
- [11] Tillman C, Persson A, Wahlstrom C G, Svanberg S, Herrlin K 1995 *Appl. Phys. B* **61** 333
- [12] Tabak M, Hammer J, Glinsky M E, Kruer W L, Wilks S C, Wood-worth J, Campbell E M, Perry M D, Mason R J 1994 *Phys. Plasmas* **1** 1626
- [13] Cai H B, Mima K, Zhou W M, Jozaki T, Nagatomo H, Sunahara A, Mason R J 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 245001
- [14] Chen L M, Kando M, Ma J, Kotaki H, Fukuda Y, Hayashi Y, Daito I, Homma T, Ogura K, Mori M, Pirozhkov A S, Koga J, Daido H, Bulanov S V, Kimura T, Tajima T, Kato Y 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 211501
- [15] Sun Y Q, Chen L M, Zhang L, Mao Q Y, Liu F, Li D Z, Liu C, Li W C, Wang Z H, Li Y J, Wei Z Y, Zhang J 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 075206 (in Chinese) [孙彦乾, 陈黎明, 张璐, 毛婧一, 刘峰, 李大章, 刘成, 李伟昌, 王兆华, 李英骏, 魏志义, 张杰 2012 物理学报 **61** 075206]
- [16] Kulcsár G, AlMawlawi D, Budnik F W, Herman P R, Moskovits M, Zhao L, Marjoribanks R S 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 5049
- [17] Lei A L, Tanaka K A, Kodama R, Kumar G R, Nagai K, Norimatsu T, Yabuuchi T, Mima K 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 255006
- [18] Cao L H, Chen M, Zhao Z Q, Cai H B, Wu S Z, Gu Y Q 2011 *Phys. Plasmas* **18** 054501
- [19] Yu J Q, Jin X L, Zhou W M, Li B, Gu Y Q 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 225202 (in Chinese) [余金清, 金晓林, 周维民, 李斌, 谷渝秋 2012 物理学报 **61** 225202]
- [20] Wang W M, Sheng Z M, Zhang J 2008 *Phys. Plasmas* **15** 030702
- [21] Hu G Y, Lei A L, Wang J W, Huang L G, Wang W T, Wang X, Xu Y, Shen B F, Liu J S, Yu W, Li R X, Xu Z Z 2010 *Phys. Plasmas* **17** 083102
- [22] Tian Y, Liu J S, Wang W T, Wang C, Lu X M, Leng Y X, Liang X Y, Li R X, Xu Z Z 2014 *Plasma Phys. Control. Fusion* **56** 075021
- [23] Wilks S C, Kruer W L 1997 *IEEE J. Quantum Electron* **33** 1954
- [24] Wilks S C, Kruer W L, Tabak M, Langdon A B 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 1383
- [25] Sheng Z M, Mima K, Sentoku Y, Jovanović M S, Taguchi T, Zhang J, Meyer-ter-Vehn J 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 055004
- [26] Gibbon P 2005 *Short Pulse Laser Interactions with Matter: An Introduction* (London: Imperial College Press) pp31–33
- [27] Landau B L, Lifshits E, Holbrow C H 1963 *The Classical Theory of Fields* (Oxford: Pergamon Press) p121

Enhancement of high-energy electron yield by interaction of ultra-intense laser pulses with micro-structured foam target^{*}

Wei Liu-Lei¹⁾ Cai Hong-Bo^{2)3)4)†} Zhang Wen-Shuai²⁾ Tian Jian-Min¹⁾

Zhang En-Hao¹⁾ Xiong Jun⁵⁾ Zhu Shao-Ping^{1)2)‡}

1) (*Graduate School, China Academy of Engineering Physics, Beijing 100088, China*)

2) (*Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100094, China*)

3) (*Center for Applied Physics and Technology, Peking University, Beijing 100871, China*)

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

5) (*Shanghai Institute of Laser Plasma Research, Shanghai 201800, China*)

(Received 28 December 2018; revised manuscript received 12 March 2019)

Abstract

Micro-structured targets have been widely used in the interaction between ultra-intense laser and target, aiming at improving the electron accelerating efficiency. In this paper, we perform two-dimensional particle-in-cell (PIC) simulations to study the interaction of the ultra-intense laser pulse with the micro-structured foam-attached target (the foam is composed of low density bubbles and high density interfaces between the bubbles). It is found that at the beginning of the laser-plasma interaction, the fast electrons accelerated at the front surface of the foam freely propagate into the target and drive a return current of cold background electrons. These cold background electrons are restricted to propagate along the interfaces between the bubbles in the foam due to the self-generated large sheath field. As a result, small current filaments are generated in the foam, which then leads to the generation of randomly distributed megagauss magnetic field in the foam layer. This quasistatic magnetic field then acts as an energy-selective “magnetic barrier”: the low-energy electrons are reflected back into the laser acceleration region while the high-energy electrons can penetrate through it. If the reflected electrons enter into the laser field with proper phases, they can be further accelerated to higher energy through cooperative actions of the ultra-intense laser pulse and the sheath field generated due to plasma expansion at the target surface. Our simulation results show that many of the laser accelerated low-energy electrons can be reflected back and accelerated several times until they gain enough energy to penetrate through the magnetic barrier. This is termed the “multiple acceleration mechanism”. Due to this mechanism, the electron acceleration efficiency in the foam-coated target with a thickness of several microns is significantly enhanced in comparison with that in the plane target. This enhancement in the electron acceleration efficiency will be beneficial to many important applications such as the fast ignition. Additionally, foam-coated targets with different bubble radii and layer thickness are also studied, and it is found that the yield of the high energy electrons increases with the radius of bubble size more efficiently than with the bubble thickness. In order to understand the physics more clearly, a single particle model is developed to analyze the simulation results.

Keywords: relativistic electron beam, ultra-intense laser, magnetic barrier, micro-structured target

PACS: 41.75.Jv, 52.38.Kd, 52.38.Fz, 52.59.-f

DOI: 10.7498/aps.68.20182291

^{*} Project supported by the Science Challenge Project, China (Grant No. TZ2016005), the National Key R & D Program of China (Grant No. 2016YFA0401100), the Program of Joint Funds of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. U1730449), and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11575030).

† Corresponding author. E-mail: cai_hongbo@iapcm.ac.cn

‡ Corresponding author. E-mail: zhu_shaoping@iapcm.ac.cn