

激光 - 纳米丝靶相互作用过程中超热电子的 加热机理研究*

余金清¹⁾²⁾ 金晓林¹⁾ 周维民²⁾ 李斌¹⁾ 谷渝秋^{2)†}

1) (电子科技大学大功率微波电真空器件技术国防科技重点实验室, 成都 610054)

2) (中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

(2012年3月9日收到; 2012年6月14日收到修改稿)

超热电子的产生及其转化效率是快点火中的重要研究内容, 也是优化快点火中的激光等离子体参数、降低对点火脉冲能量需求等方面的重要依据. 纳米丝靶是提高激光 - 超热电子转化效率的一种有效途径, 为了进一步理解激光 - 纳米丝靶相互作用中超热电子的产生过程以及加热方式, 本文应用二维 PIC(Flips2D) 程序进行了相关的数值模拟. 通过研究电子在丝靶中的运动轨迹发现了远离相互作用面的冷电子通过回流的方式向相互作用面运动, 然后在相互作用面附近与激光场相互作用被加热; 研究了单个激光周期内电子密度和电子能量密度的变化, 确定了反向运动的电子的能量要远小于前向运动的电子能量, 确定了反向运动的电子大部分是冷电子的回流; 通过研究场与电子空间位置随时间变化的关系, 确定了丝靶中超热电子的加热机理为 $J \times B$ 机理.

关键词: 纳米丝靶, PIC 程序, 超热电子, 加热机理

PACS: 52.38.-r, 52.38.kd, 52.65.-y

1 引言

在相对论等离子体物理中, 超强激光与稠密物质或者固体物质相互作用受到了广泛的重视, 并且进行了大量的研究^[1-5], 这是由于激光与物质相互作用的潜在的应用. 诸如在以下领域: 高能粒子束的产生^[6-8], 高能密度物理的诊断^[9-12], 癌症的治疗^[13], 以及惯性约束聚变中的快点火^[14]. 快点火自从 1994 年被提出以来, 由于其既降低了点火能量需求又提高了靶丸的效率, 受到了学术界的广泛关注并进行了大量的研究. 在初始的快点火方案中, 可以将整个点火过程分为三个部分, 首先是将燃料压缩到高密度, 然后用一束超短超强 ps 激光脉冲与压缩后的靶丸相互作用产生超热电子, 超热电子在 10ps 的时间内将能量沉积到点火芯区并将其点燃. 因此在快点火中, 至关重要的一点就是提高激

光 - 超热电子的转换效率以降低对点火激光脉冲的能量需求.

在如何提高激光 - 超热电子的转换效率方面, 国内外也进行了大量的研究. 在 2010 年, Cao^[15,16], Zhao^[17], Ji^[18] 等提出了采用激光纳米丝靶结构靶相互作用提高激光的吸收效率以及激光 - 超热电子的转化效率. 通过模拟研究发现纳米靶的激光吸收效率可以达到 90%, 通过优化丝靶的占空比使得超热电子的转换效率可以接近 70%^[15,16]; 通过实验研究发现纳米丝靶可以更有效的产生超热电子, 并且相对于平面靶纳米丝结构可以更有效的引导超热电子^[17], PIC 模拟中使用碳纳米丝靶与激光脉冲相互作用, 超热电子可以更有效的产生和输运^[18], 不仅提高了激光 - 超热电子的转化效率, 更有利于激光惯性约束聚变快点火的实现.

为了更进一步理解激光 - 丝靶相互作用超热电子的产生过程, 以及确定激光 - 丝靶相互作用中超

* 国家自然科学基金 (批准号:10905009, 11174259, 11175165, 10975121)、高等学校博士学科点专项科研基金 (批准号:200806141034)、重点实验室基金 (批准号: 9140c6802031003) 和中央高校基本研究基金 (批准号: ZYGX2010J052) 资助的课题.

† E-mail: yqgu@caep.ac.cn; libin@uestc.edu.cn

热电子的加热方式, 本文使用了中国工程物理研究院激光聚变研究中心的二维 PIC(Flips2D) 程序分别研究了激光丝靶相互作用过程中电子在丝靶中的运动轨迹、电子密度的变化、电子能量密度的变化、场的变化与电子空间位置变化的关系, 对激光-丝靶相互作用加热超热电子的过程有了更为直观的理解, 确定了激光-丝靶相互作用过程中超热电子的加热方式. 该程序 (Flips2D) 已经成功的应用于研究激光-等离子体相互作用中^[19-22].

2 模型以及数值模拟条件

使用的模拟窗口大小是 $X_L \times Y_L = 40\lambda_0 \times 30\lambda_0$, 模拟时间是 50 个激光周期 (约 167 fs), 网格大小取为 $\Delta X = \Delta Y = 0.025\lambda_0$, 时间步长为 0.01τ , 其中 τ 和 $\lambda_0 = 1.06 \mu\text{m}$ 分别是激光周期和激光波长. 激光脉冲采用 y 方向高斯分布的 p 极化激光, 焦斑大小 (半高全宽) 取为 $5\lambda_0$, 在 x 方向的脉冲结构采用上升沿 (5τ)+ 平台 (20τ)+ 下降沿 (5τ) 的形状. 激光脉冲从模拟窗口的左侧入射, 归一化强度为 $a_0 = 5.0$. 等离子体的电子和离子的初始温度均设定为 1 keV , 每个网格里面的电子和离子数各为 169 个. 图 1 所示是模拟中使用的纳米丝靶结构示意图, 其左端面位于模拟窗口 $x = 8.0\lambda_0$ 处, 激光光轴位于 $y = 15.0\lambda_0$, 丝靶的长度为 $10.0\lambda_0$, 丝靶的宽度为 $d_1 = 0.1\lambda_0$, 真空间隙取为 $d_2 = 0.6\lambda_0$, 占空比为 $d_1/d_2 = 1/6$, 等离子体密度为 $50n_c$, 这里的 n_c 是临界密度 $n_c = m_e\omega_0^2/4\pi e^2$. 激光等离子体相互作用的模拟中, 由于所研究的物理量量级相差悬殊, 为了计算模拟的方便有必要对相关物理量做归一化处理, 其中电场和磁场的归一化表达式为 $\hat{E} = eE/m_e\omega_0c$, $\hat{B} = eB/m_e\omega_0$, 式中 \hat{E} 和 \hat{B} 是归一化以后的值, 而 E 和 B 是实际的电场和磁场值, 本文中使用的电场和磁场均为归一化以后的值.

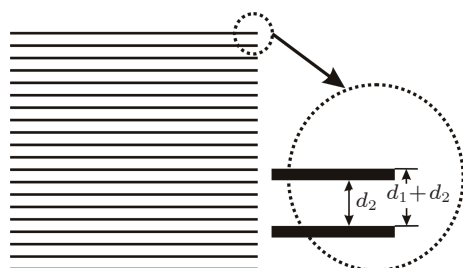


图 1 模拟中使用的丝靶结构, 等离子体密度为 $50n_c$, 长度为 $10.0\lambda_0$, 宽度为 $d_1 = 0.1\lambda_0$, 真空间隙取为 $d_2 = 0.6\lambda_0$, 占空比为: $d_1/d_2 = 1/6$

3 模拟结果及讨论

3.1 电子在丝靶中的运动方式

在激光-丝靶相互作用中, 激光的吸收效率可以高达 80% 以上^[15,16], 因此有必要研究丝靶中超热电子的产生机理. 首先研究了电子在丝靶中的运动轨迹, 这里统计的是以一定能量穿出靶背的电子 ($0.5-10 \text{ MeV}$ 的超热电子), 其轨迹的起始点是模拟的初始时刻该电子所在的位置, 每经过 0.1τ 统计一次位置信息, 总共统计了 50τ (也就是 500 个轨迹点). 图 2(a) 给出了 50 个激光周期内电子的运动轨迹, 其中箭头标明了初始时刻电子运动方向, 从图中可以看出丝靶中大量远离相互作用面的电子首先是向激光-等离子体相互作用面运动 (与激光入射方向相反), 这个运动过程是在单根丝里面进行的; 当电子运动到激光-等离子体相互作用面附近时 (也就是 $8.0\lambda_0$ 的位置), 受到非常强的激光场作用, 获得一个沿激光入射方向的加热度, 使得方向变为与激光入射方向相同, 加热以后大多数的超热电子在丝靶的真空间隙中运动. 这样就会使得远离激光-等离子体相互作用面的电子也可以被加热成为超热电子, 而不是像平面靶中的只有趋肤深度内 ($\delta_s = c/\omega_p$ 满足 $\delta_s \ll \lambda_0$, 这里 c , δ_s , λ_0 分别是光速、电子等离子体频率和真空中激光波长) 的电子被加热成为超热电子. 这就说明采用纳米丝结构间接增大了激光脉冲的趋肤深度, 使得可以产生更多超热电子.

由于图 2(a) 给出的只是个别电子的轨迹, 并不能完全代表丝靶中所有电子的行为, 因此需要考虑电子的密度分布, 这里统计的是能量大于 10 keV 的电子, 并且电子运动方向与激光入射方向相同时统计的密度为电子数密度乘以 1, 而当电子运动方向与激光入射方向相反时统计的密度为电子数密度乘以 -1 . 其统计结果如图 2(b) 所示, 该图是 $t = 20.0\tau$ 时刻丝靶中电子数密度分布, 从图中可以看出丝中有大量的电子向激光-等离子体相互作用面运动, 并且其运动基本都限制在单根丝中, 而电子在相互作用面被加热以后其运动轨迹就不再限制在单根丝里面, 这个结果与上面的电子运动轨迹的结果一致, 这就说明丝靶中的存在反向电子不是个别电子的行为, 而是大量电子的行为. 模拟还发现随着相互作用的进行, 超热电子在丝靶中的推进, 离相互作用面更远的电子都可以获得反向运动的速

度而向激光入射面运动, 并且反向运动的电子数密度是前向运动电子数密度的好几倍, 但是前向运动的电子总数和反向运动的电子总数相差不大. 这主要是由于在快点火中^[23,24], 要求电子束电流大小为 $I_B \approx 1000I_A$, 这里 $I_A = 17.1\gamma\beta$ (kA) 是 Alfvén 极限电流, 此时电子和磁场间的相互作用非常强, 这样大的在等离子体中根本没有办法传输. 正是由于反向电流的存在, 反向电流形成的磁场以抵消前向运动电流所产生的磁场, 其结果是等离子体中前向传输的电子电流可以远大于 Alfvén 极限电流.

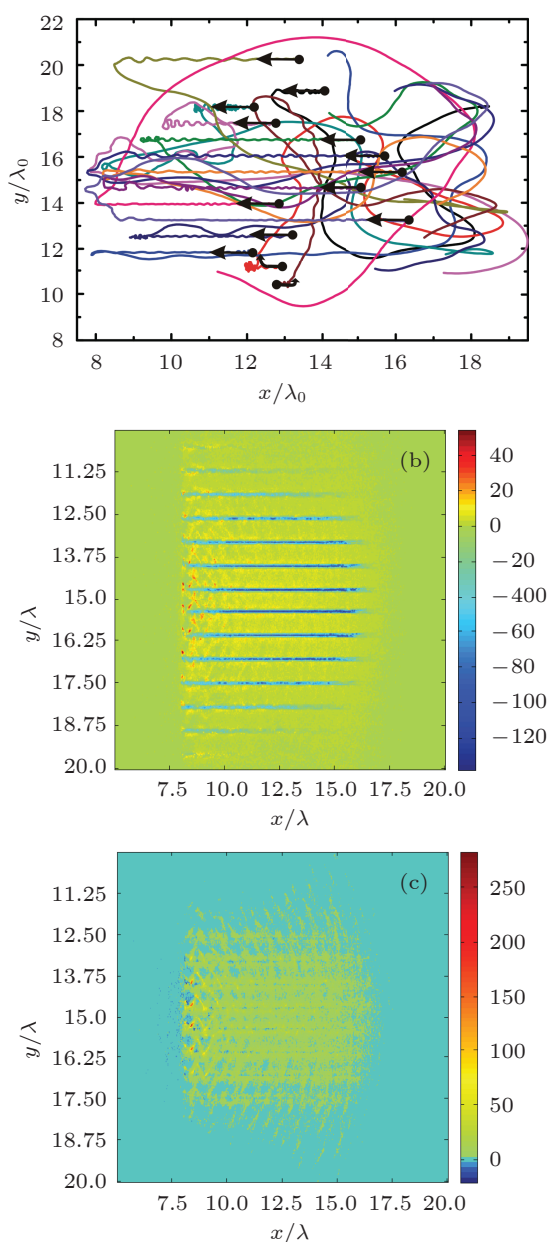


图2 (a)50个激光周期内电子在丝靶中的运动轨迹, 图中箭头标明了电子的初始运动方向, 在 $t = 20.0\tau$ 时刻丝靶中 10 keV 以上的; (b) 电子数密度分布; (c) 电子能量密度分布

从图 2(a) 和 (b) 可以看出, 在丝靶中有大量的

电子沿丝向相互作用面运动, 正是由于电子的反向运动, 使得前向运输的电子电流可以远大于 Alfvén 极限电流; 也正是由于电子的反向运动, 有更多的电子可以在相互作用面处与激光场相互作用, 进而有更多的电子被加热成为超热电子. 但是这两幅图并不能表达丝靶电子的能量信息. 接下来考虑电子的能量密度分布, 在图 2(b) 电子数密度分布的基础上乘以每个电子的动能, 这样既可以得出电子运动方向, 又可以得到电子的能量密度分布, 通过这个图就可以区分正向电子和反向电子的能量大小, 其统计结果如图 2(c) 所示. 综合图 2(b) 和 (c) 发现, 虽然在丝靶中存在大量的反向电子, 并且反向电子的数密度要远大于前向运动的电子数密度, 但前向运动电子的能量密度却要大于反向运动电子的能量密度, 这就表明前向运动的电子携带的能量要远大于反向运动电子所携带的能量.

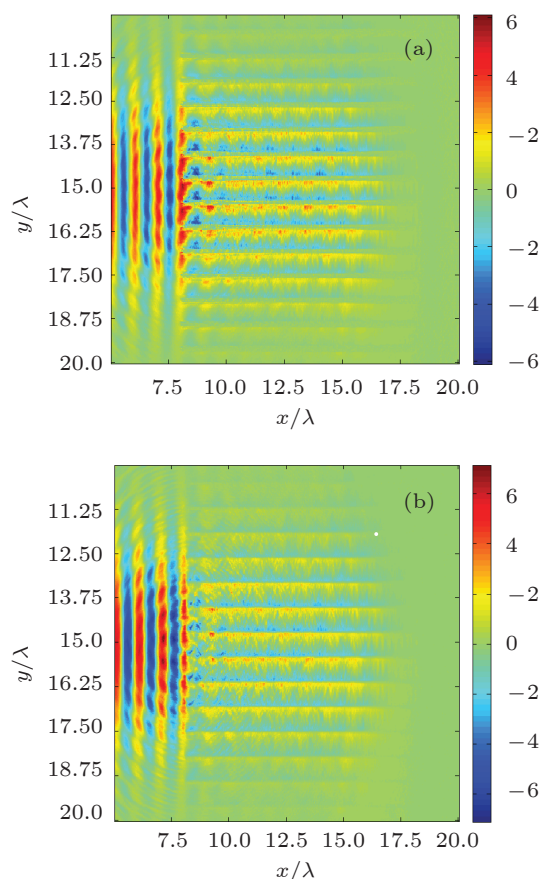


图3 $t = 20.0\tau$ 时刻 (a) 电场 E_y , (b) 磁场 B_z 分布

图 2 的模拟结果表明, 在丝靶中存在大量的反向电子, 并且大部分反向电子被限制在单根丝中, 接下来将研究电子在丝靶中所受到的限制机理. 在这里分别模拟了 $t = 20.0\tau$ 时刻的电场 E_y

和磁场 B_z 的分布, 其结果如图 3 所示. 图 3(a) 是 $t = 20.0\tau$ 时刻的电场 E_y 的分布图, 从中可以看出在丝靶的周围存在非常强的电场 E_y , 并且在激光入射面附近电场周期结构非常明显, 电场周期和波长与激光周期和波长一致, 可以认为是激光波长在丝靶里面的传播, 但是两三个激光波长的长度之后, 周期结构就不是特别明显了, 这主要是由于丝靶的亚波长结构和电子在丝靶中的运动的综合作用影响了丝靶中的电场分布. 更多的模拟发现真空间隙越宽激光传播的周期性越好, 这些场的周期性结构最终都会影响电子的加热方式. 图 3(b) 是 $t = 20.0\tau$ 时刻的磁场 B_z 的分布图, 从图中可以看出, 丝靶的附近形成了非常强的磁场 B_z , 正是由于强磁场 B_z 的存在影响了电子在丝靶中的运动轨迹, 磁场 B_z 的作用就是将电子限制在单根丝中. 电场 E_y 的作用是将丝中电子拉到真空使其获得 y 方向的速度分量, 模拟还发现随着丝之间的间隙缩小, 更多的电子是在激光-等离子体相互作用面附近被加热; 而随着间隙的增大, 亚波长结构对电场的截止变小, 其结果就是有更多远离相互作用面处的电子也获得了加热. 当电子在某一位置处受到磁场 B_z 的作用大于电场 E_y 的作用时, 电子就会被抑制在单根丝中, 这些电子只能从丝的两端逃逸出去; 而当某一位置处电子所受磁场的作用小于电场的作用时, 电子就会拉到丝靶的真空间隙, 在真空间隙电子就会获得加热度.

相对于平面靶而言, 激光与丝靶相互作用中激光的吸收效率可以达到 80% 以上, 超热电子的转换

效率也可以达到 35% 以上, 如此高的吸收效率和转换效率对快点火来说至关重要. 经过上面的模拟, 发现丝靶中远离相互作用面的冷电子会沿着丝靶向相互作用面运动, 反向电子电流可以使得前向运输的超热电子电流中性化, 进而使得前向电子电流远大于 Alfvén 极限电流, 反向电子运动到相互作用面附近时, 在激光场作用下加热到高能量. 也正是由于这些远离相互作用面的冷电子反向运动到相互作用面附近被加热, 最终使得纳米丝靶中激光的吸收效率和超热电子的转换效率大为提高.

3.2 电子在丝靶中加热方式

在这一部分通过比较电子数密度变化与场变化的关系, 研究了丝靶中超热电子的加热方式. 首先模拟了一个激光周期内电子 (只统计了 10 keV 以上的电子) 数密度的变化, 其统计方式与图 2(b) 所采用的方式相同, 其结果如图 4 所示. 在一个激光周期内, 每隔 0.1 个激光周期的时间输出一次电子数密度分布的结果, 从图中可以看出, 在一个激光周期内位于激光-等离子体相互作用附近的电子完成两个加热周期, 从 $t = 11.8\tau$ 开始, 相互作用面附近的电子开始向 $-y$ 方向运动; 而从 $t = 12.3\tau$ 开始, 位于相互作用面附近的电子又获得了一个 $+y$ 方向的运动. 这样在一个激光周期内, 可以激光-等离子体相互作用可以将两群电子加热, 一群电子具有 $-y$ 方向的运动分量而另一群则有 $+y$ 方向的运动分量.

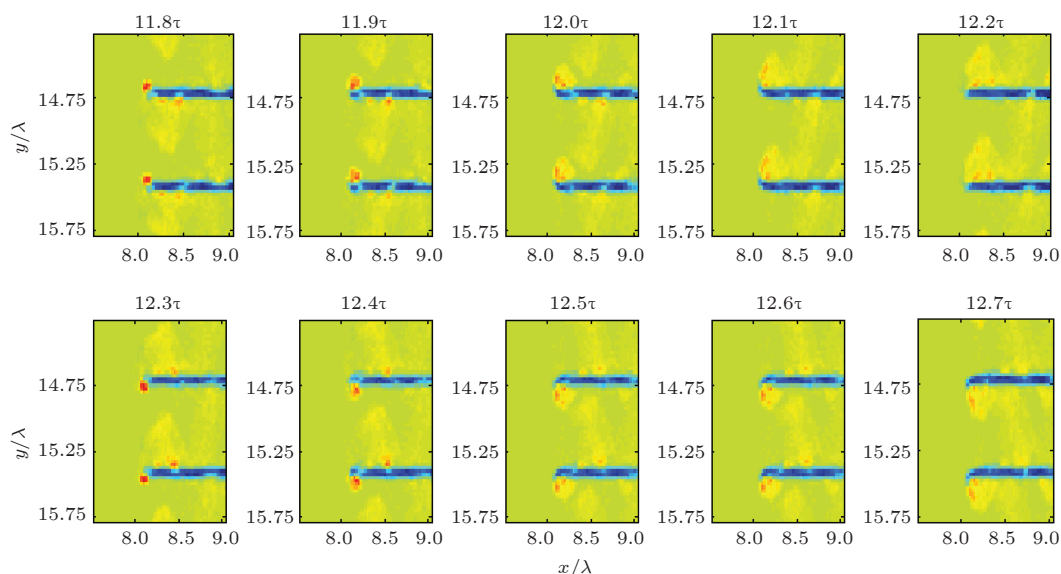


图 4 一个激光周期内 ($t = 11.8\tau$ — 12.7τ) 电子 (只统计了 10 keV 以上的电子) 密度的变化

经过上面的模拟及分析,已经明确了激光-丝靶等离子体相互作用过程中,电子在一个激光周期内的运动过程.接下来通过研究场的分布确定相互作用过程中电子的加热方式,首先模拟了 $t = 11.8\tau - 12.0\tau$ 时间内电场 E_y 的变化情况,其结果如图 5(a) 所示.从图中可以看出,在 11.8τ 时刻 $8\lambda_0$ (激光-丝靶等离子体的相互作用面) 位置处已经形成了一个正向电场 E_y ,在这个场中的电子会受到一个 $-y$ 方向

的作用力,从而向 $-y$ 方向运动.同时在 $t = 11.9\tau$ 时刻在 $8\lambda_0$ 位置才形成一个 $+x$ 方向的电场 E_x ,这个电场的形成时刻要晚于电子与离子(离子的运动速度要远小于电子的运动速度)分离的时刻 (11.8τ).基于这样模拟结果,我们认为丝靶中的电场 E_x 是由于电子向真空间隙运动而离子处于丝靶时,在电子和离子之间形成的电荷分离场,这个电荷分离场的周期与电子加热周期一致.

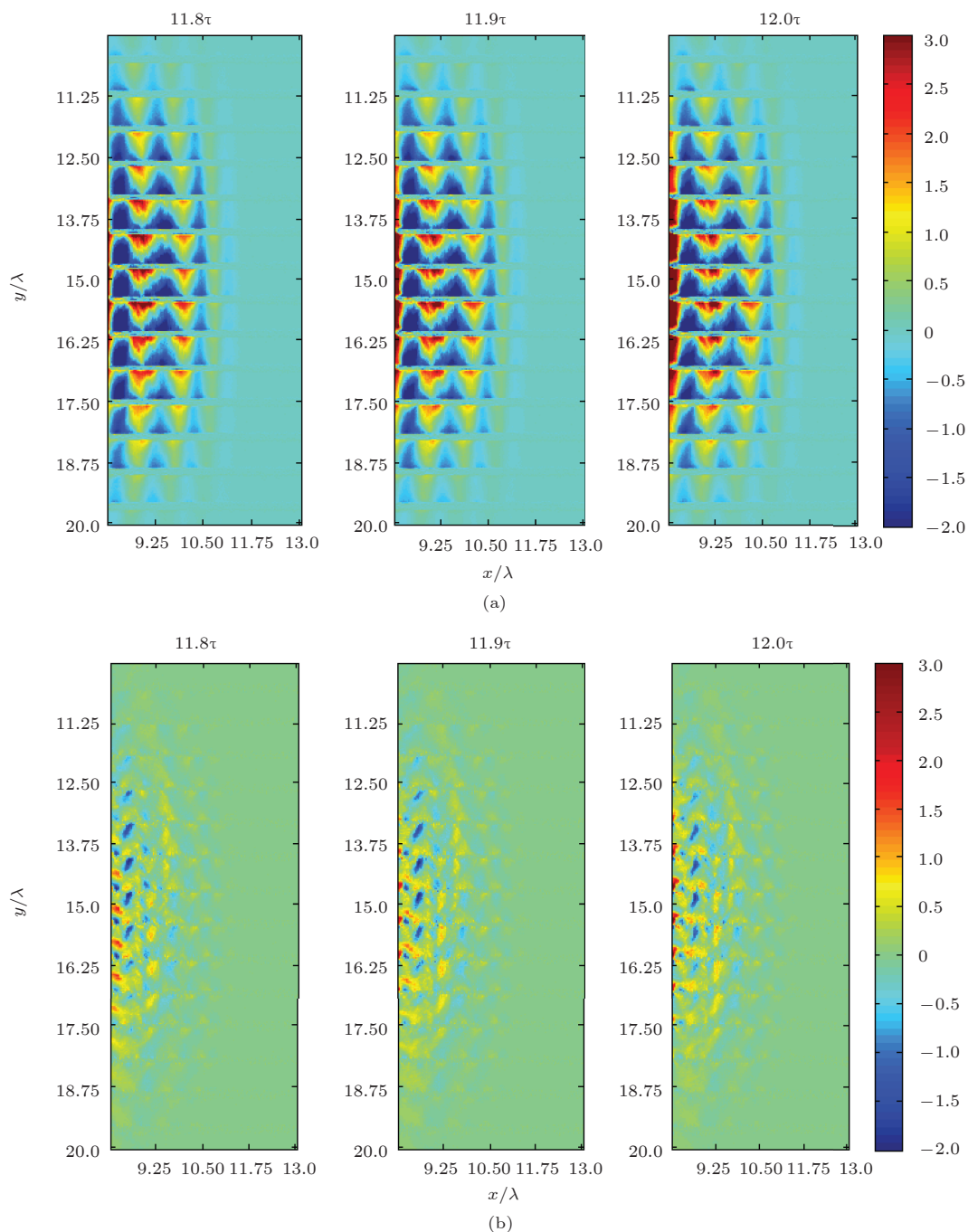


图 5 (a) $t = 11.8\tau - 12.0\tau$ 时刻的电场 E_y 分布, (b) $t = 11.8\tau - 12.0\tau$ 时刻的电场 E_x 分布

因此,电子在丝靶中的加热过程可以概括为:激光场与等离子体相互作用时,首先是通过 E_y 的作用将位于激互作用面附近的电子拉到真空,电子在获得了 y 方向的运动分量以后,就会切割磁感线,而由于 $J \times B$ 的原因, y 方向运动的电子会受到 $+x$ 方向的洛伦茨力作用,电子在洛伦茨力的作用下被推向等离子体里面,这个运动过程和 $J \times B$ 加热机理^[23]中电子运动过程一致,所以可以判定激光-丝靶相互作用产生超热电子的主要机理是 $J \times B$ 加热机理.

随着丝靶的真空间隙的增大,电子在激光-等离子体互作用面附近被加热的数量会减少,取而代之的是侧面有质动力^[4]机理.模拟中发现,当真空间隙 $d_2 \leq 0.4\lambda_0$ 时,大多数电子都是在互作用面处被加热;而当 $d_2 \geq 0.5\lambda_0$ 时,侧面有质动力加热电子的数量逐渐增多,随着侧面有质动力加热电子数量的增多,因此激光-超热电子的转换效率也会随之发生变化.这就是为什么在 Cao 等^[15]的工作中发现,随着真空间隙的增大,激光-超热电子的转换效率也随之增大.

4 结论

本文应用二维 PIC(Flips2D) 程序对激光-丝靶相互作用进行了详细研究,确定了丝靶中超热电子的加热机理.通过研究电子在丝靶中的运动轨迹发现了远离互作用面的冷电子通过回流的方式向互作用面运动,然后在互作用面附近与激光场相互作用被加热,正是由于电子的反向运动,使得超热电子更容易在丝靶中输运;也正是由于电子的反向运动使得与激光互作用的电子数量增多.通过研究单个激光周期内电子密度的变化和电子能量密度的变化,确定了反向运动的电子的能量要远小于前向运动的电子能量,以及反向运动的电子大部分是冷电子的回流;一个激光周期内电子的密度变化表明,在一个激光周期内可以加热两群超热电子;结合密度和场的变化情况,发现电场 E_y 要先于电子运动而 E_x 要滞后于电子运动,这就表明电子在初始时刻的加热主要是由于 E_y 的作用,这就证明了激光-丝靶中超热电子的加热机理为 $J \times B$ 加热机理.

- [1] Cai H B, Mima K, Zhou W M, Jozaki T, Nagatomo H, Sunahara A, Mason R J 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 245001
- [2] Dong K G, Gu Y Q, Zhu B, Wu Y C, Cao L F, He Y L, Liu H J, Hong W, Zhou W M, Zhao Z Q, Jiao C Y, Wen X L, Zhang B H, Wang X F 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 8733 (in Chinese) [董克攻, 谷渝秋, 朱斌, 吴玉迟, 曹磊峰, 何颖玲, 刘红杰, 洪伟, 周维民, 赵宗青, 焦春晔, 温贤伦, 张保汉, 王晓方 2010 物理学报 **59** 8733]
- [3] Xu H, Sheng Z M, Zhang J 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 968 (in Chinese) [徐慧, 盛政明, 张杰 2007 物理学报 **56** 968]
- [4] 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
- [5] Zhou C T, He X T 2007 *Opt. Lett.* **32** 2444
- [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, Quiox 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] Li C K, Séguin F H, Frenje J A, Petrasso R D, Amendt P A, Town R P J, Landen O L, Rygg J R, Betti R, Knauer J P, Meyerhofer D, Souders J M, Back C A, Kilkenny J D, Nikroo A 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 205001
- [12] Li C K, Séguin F H, Frenje J A, Manuel M, Casey D, Sinenian N, Petrasso R D, Amendt P A, Landen O L, Rygg J R, Town R P J, Betti R, Delettrez J, Knauer J P, Marshall F, Meyerhofer D D, Sangster T C, Shvarts D, Smalyuk V A, Souders J M, Back C A, Kilkenny J D, Nikroo A 2009 *Phys. Plasmas* **16** 056304
- [13] Malka V, Fritzler S, Lefebvre E, d'Humieres E, Ferrand R, Grillon G, Albaret C, Meyroneinc S, Chambaret J P, Antonetti A, Hulin D 2004 *Med. Phys.* **31** 1587
- [14] Tabak M, Hammer J, Glinesky M E, Kruer W L, Wilks S C, Woodworth J, Campbell E M, Perry M D, Mason R J 1994 *Phys. Plasmas* **1** 1626
- [15] Cao L H, Gu Y Q, Zhao Z Q, Cao L F, Huang W Z, Zhou W M, Cai H B, He X T, Yu W, Yu M Y 2010 *Phys. Plasmas* **17** 103106
- [16] Cao L H, Gu Y Q, Zhao Z Q, Cao L F, Huang W Z, Zhou W M, He X T, Yu W, Yu M Y 2010 *Phys. Plasmas* **17** 043103
- [17] Zhao Z Q, Cao L H, Cao L H, Wang J, Huang W Z, Jiang W, He Y L, Wu Y C, Zhu B, Dong K G, Ding Y K, Zhang B H, Gu Y Q, Yu M Y, and He X T 2010 *Phys. Plasmas* **17** 123108
- [18] Ji Y L, Jiang G, Wu W D, Wang C Y, Gu Y Q, Tang Y J 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 041504
- [19] Zhou W M, Gu Y Q, Hong W, Zhao Z Q, Ding Y K, Zhang B H, Cai H B, Mima K 2010 *Laser and Particle Beams*. **28** 585
- [20] Zhou W M, Mima K, Nakamura T, Nagatomo H 2008 *Phys. Plasmas* **15** 093107
- [21] Yu J Q, Zhou W M, Cao L H, Zhao Z Q, Cao L F, Shan L Q, Liu D X, Jin X L, Li B, Gu Y Q 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 204101

- [22] Yu J Q, Zhao Z Q, Jin X L, Wu F J, Yan Y H, Zhou W M, Cao L F, Li B, Gu Y Q 2012 *Phys. Plasmas* **19** 053108
[23] Atzeni S, Meyer-ter-vehn J 2004 *The Physics of Inertial Fusion*

- (Oxford Science Publications)
[24] Gibbon P 2005 *Short Pulse Laser Interactions with Matter* (Imperial College Press)

Heating mechanism of hot electrons in the interaction between laser and nanolayered target*

Yu Jin-Qing¹⁾²⁾ Jin Xiao-Lin¹⁾ Zhou Wei-Min²⁾ Li Bin¹⁾ Gu Yu-Qiu^{2)†}

1) (Vacuum Electronics National Laboratory, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China)

2) (Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

(Received 9 March 2012; revised manuscript received 14 June 2012)

Abstract

The generation of hot electrons and the coupling efficiency from laser to hot electrons are very important issues in fast ignition of inertial confinement fusion, which are important for optimizing the parameters of laser pulse and plasma and reducing the requirement for laser pulse. Laser interaction with nanolayered target is considered to be one of available ways of enhancing the coupling efficiency of laser to hot electrons. In order to understand the heating mechanism of hot electrons in the interaction between laser and nanolayered target in great detail, two-dimensional particle-in-cell simulation is carried out in this paper. Reflux for cold electrons moving to the interaction-face and then being accelerated near the interaction-face is detected by observing the tracks of electrons in the nanolayered target. It is found that the energies of inverse electrons are far smaller than those of forward electrons and the most inverse electrons are from the reflux of cold electrons by investigating the variations of the electron density and the electron energy density in one laser period. The $J \times B$ heating mechanism is found to be a dominate mechanism in the generation of hot electrons by comparing the field and the locations of hot electrons at different times.

Keywords: nanolayered target, particle-in-cell code, hot electrons, heating mechanism

PACS: 52.38.-r, 52.38.kd, 52.65.-y

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10905009, 11174259, 11175165, 10975121), the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 200806141034), the National Key Laboratory of Laser Fusion (Grant No. 9140c6802031003), and the Fundamental Research Funds For Center Universities (Grant No. ZYGX2010J052).

† E-mail: yqgu@caep.ac.cn; libin@uestc.edu.cn