

强激光与细锥靶相互作用产生强流高能电子束的研究*

穆洁 盛政明[†] 郑君 张杰

(上海交通大学物理系, 激光等离子体教育部重点实验室, 上海 200240)

(2012年7月9日收到; 2013年2月16日收到修改稿)

本文提出采用了强激光与细锥形靶作用, 产生大量定向高能电子, 用于快点火激光聚变方案研究. 通过 PIC 模拟, 研究了细锥靶和激光脉冲的各项参数, 对产生高能电子的影响. 模拟发现, 细锥靶开口 10° 时能够产生较多的高能电子, 当开口角度逐渐增大时, 高能电子的能量和数目都有一定程度下降. 若为细锥靶加上预等离子体, 产生的高能电子的数目将大大提高, 而最高的电子能量将会下降. 中等能量的电子加速主要由于激光有质动力加速, 而高能电子的加速主要由于电子感应加速. 随着激光脉宽的增加, 高能电子的数量直线上升.

关键词: 细锥形靶, 电子加速, 感应共振加速

PACS: 52.57.Kk, 52.38.Kd, 52.59.-f

DOI: 10.7498/aps.62.135202

1 引言

相对论强激光与等离子体相互作用会产生高能电子, 在先进粒子加速器、新型电磁辐射源产生、快点火激光聚变等具有重要潜在应用^[1,2]. 在快点火激光聚变中, 定向强流电子束的产生是其核心问题之一. 通过强流电子束传输和能量沉积加热被压缩的燃料, 来达到核聚变反应需要的能量, 这种快点火方式已经有很多人在实验上进行了研究^[3,4]. 另一方面, 这些电子在向内运输过程中会形成准静态电磁场来加速离子^[5], 因而电子的加速对粒子加速和其他科学研究非常重要. 在不同激光和靶参数下有不同电子加速机理, 例如激光等离子体尾场加速、激光有质动力加速^[6]、真空加热^[7]、共振吸收加热^[8]、激光自聚焦通道直接加热电子^[9]等.

以往的研究表明, 与平面靶相比, 锥形靶在电子加速中产生的电子能量可以更高^[10]、方向性更好^[11]. Liu 等^[12]在实验和理论上研究了锥形靶用

于电子加速的情况, 并讨论了激光焦点位置等参数对电子能量和分布的影响. Li 等人通过实验和模拟证明大角度倾斜的固体靶在电子加速过程中能对电子起到很好的引导作用^[13]. Cai 等人发现, 采用双层锥靶的结构可以将电子更好地箍缩在锥靶附近, 电子的能量更好的聚焦在靶尖, 提高了激光的效率^[5]. 高能电子的产生对快点火的实现和离子加速非常有用^[14]. 在 Zheng 等^[15], 通过 PIC 模拟发现, 给锥形靶加入两条有一定开口的细丝状靶, 可以产生更多的高能电子, 从而产生更强的静电场加速质子, 大大提高了准单能质子的能量峰值. 实验中通常使用打造好的金锥靶, 理论证明也可以使用激光来自然产生锥形靶^[16].

本文通过二维 PIC 模拟, 研究强激光与细锥形靶作用中的电子加速. 在二维情况下, 细锥形靶被简化为两条细丝, 如图 1(a) 所示. 与通常研究的开口 30° 左右的锥形靶相比, 我们采用的细锥靶的开口张角小于 20° . 通过二维 PIC 模拟, 改变激光的强度和脉宽、改变细锥靶的开口大小等参数, 以及为细锥靶增加预等离子体, 研究了靶内产生的高能电

* 国家自然科学基金(批准号: 11075105, 11121504, 10905039)资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: zmsheng@sju.edu.cn

子和以上参数的关系.

2 二维 PIC 模拟

图 1(a) 为细锥形靶初始状态的示意图, 三维的细锥形靶在二维模拟中简化为两条细丝. 两条细丝开口 10° , 开口处间距 7λ , 靶面处细丝间距 0.87λ , 两根细丝 (锥形部分) 厚度为 0.3λ , 长度为 35λ , 连接两根细丝的平面靶厚度为 1λ , 横向尺度为 20λ ,

其中 λ 为激光波长. 靶的初始密度为 $50n_c$, 其中等离子体临界密度 $n_c = \epsilon_0 m_e \omega_l^2 / e^2 = 1.1 \times 10^{21} / \lambda_{\mu m}^2$. 激光为 p 偏振激光, 波长 $1\mu m$, 沿纵轴 (z 轴) 传播, 初始状态归一化振幅 (a_0) 为 5, 焦斑半径 5λ . 脉宽 35τ , 其中包括上升沿和下降沿各 5τ , τ 为激光周期 3.33 fs. 模拟过程中, 每个波长 λ 取 100 个格点, 每个格点中有 25 个模拟粒子. 每个模拟粒子代表 1.1×10^7 个实际粒子. 模拟过程涉及的时间远小于离子运动的特征时间, 因此假设离子固定不动.

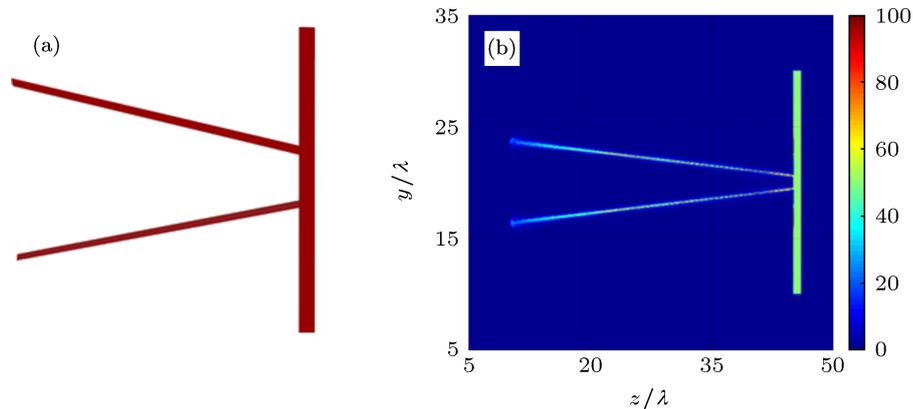


图 1 (a) 细锥形靶示意图; (b) 激光作用下 60τ 时靶上的电子密度分布

图 1(b) 为强激光与锥形靶作用时 (60τ) 固体靶附近的电子密度分布, 图中可见平面靶上的电子密度为原始值 $50n_c$, 而细锥靶上的电子密度由于部分电子被加速而变得不均匀. 图中横纵坐标的单位都是激光波长 λ .

图 2 为强激光作用下固体靶附近的横向和纵向电场, 以及垂向磁场分布. 其中由横向电场图 2(a) 可以看出, 激光电场在锥靶中聚集而被加强, 而细锥靶附近由于电子被加速、聚集而产生了静电场. 纵向电场分布如图 2(b) 所示, 纵向电场相对横向电场比较弱, 也可以看出在细锥靶和平面靶连接处附近产生了静电场. 垂向磁场分布如图 2(c) 所示, 对于磁场, 横向 (y 方向) 和纵向 (z 方向) 磁场分量都比较弱, 而 x 方向的磁场非常强, 在细锥靶表面附近产生了静磁场.

在 p 偏振激光电磁场作用下, 横向电场峰值附近的电子被拖拽出锥形靶面, 进入真空被加速, 然后在洛伦兹力作用下向前运动. 纵轴上在不同的位置 z , 激光场的相位不同, 横向上相位正负方向的电场分别将电子拖拽到 y 的正负方向, 如图 3 所示. 处

于相同方向相位的电子受到相同方向的力, 一起运动, 组成了图中所示的一条电子束. 由于电子有横向分量, 纵向 z 比较小的电子, 较早被加速, 因而在横向上能达到更远的位置, z 比较大的电子因为被加速的时间短而在横向处于比较近的位置, 这些电子组成一条条独立的电子束. 由于电子纵向速度小于激光传播速度, 与电场相比, 较早被拖拽出来的电子会落后一段, 而后被拖拽的电子比较靠近电场的位置, 因此呈现出弯曲的电子束^[17]. 在靠近靶面处, 电子束由于加速时间较长而失去了周期性结构.

对于快点火激光核聚变方案来说, 需要大量高能电子, 因此热电子的数目对聚变反应来说非常重要. 快点火所需的电子能量一般认为在 5 MeV 左右, 本文统计了 2 MeV 到 10 MeV 之间 (即 $3.91 < \gamma < 19.57$) 的电子数目, 并且通过改变锥形靶和激光的各项参数, 研究高能电子的产生和特性.

激光与细锥靶相互作用产生高能电子, 主要有两种激光直接加速机理^[15]. 一种是激光有质动力加速, 电场将靶中的电子拖拽出靶面再由磁场进行

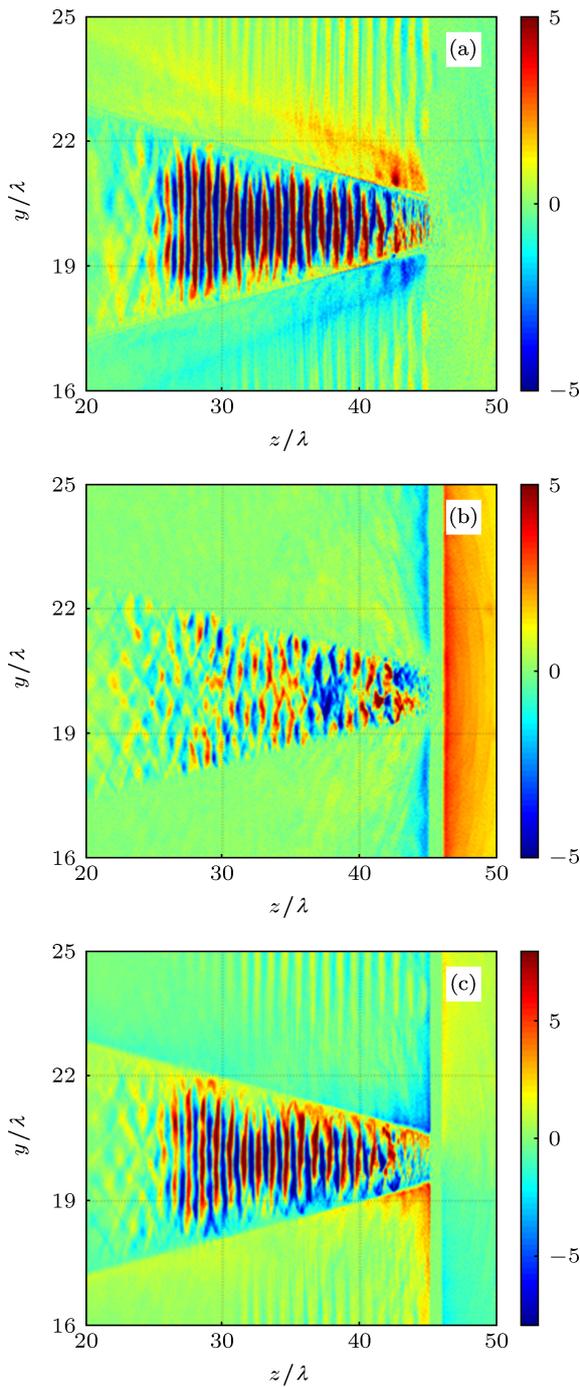


图2 60τ时固体靶附近的电场 (a) 横向(y方向) 电场分布; (b) 为纵向(z方向) 电场; (c) 垂向(x方向) 磁场

偏转加速, 在激光与固体靶相互作用时通常发生这种加速作用; 另一种是感应电子共振加速, 这种加速机理在激光入射角非常大时产生, 能够产生非常高能的电子^[18].

激光与固体细锥靶的作用, 相当于激光大角度入射在固体靶面, 在靶面附近会产生较强的准静电性电场和磁场^[19], 它们会把电子约束在细锥靶表面, 如图2所示. 由于线偏振激光场的相位每半个

周期会改变方向, 这些电子的受力也会周期性改变方向, 发生周期性振荡^[20]. 当入射角度大于 80° 时, 被反射的激光会和这些被约束电子的振荡频率重合发生共振, 电子的振幅加大, 因洛伦兹力产生的纵向速度也会增大. 最后使得电子能量达到远高于未发生共振时的电子能量.

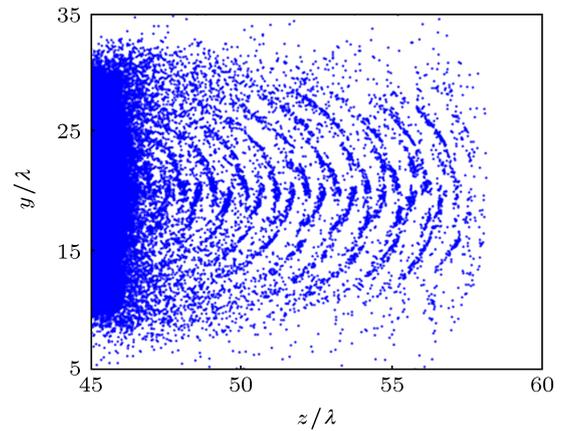


图3 60τ时平面靶后的电子的空间分布

3 激光和靶参数对高能电子产生的影响

3.1 靶参数的影响

通过二维 PIC 模拟, 我们可以看到电子的空间分布和能谱. 开口分别为 10°, 15°, 20° 时的电子能谱如图 4(a) 所示.

三条曲线由上到下依次是锥靶开口 10°, 15°, 20° 时电子的能谱曲线. 由图 4(a) 可见, 不同开口的模拟情况中都存在低能电子和高能电子. 三种不同开口情况中, 能量相对较低的在能量为 7.5 MeV 附近的电子温度都为 5 MeV, 而高能电子的能量随锥靶开口的大小而不同. 开口 10° 的情况中高能电子温度约为 20 MeV, 15° 的高能电子温度约为 11 MeV, 20° 的情况中高能电子温度为 6 MeV. 锥靶的开口为 10° 时, 电子的温度最高. 在统计快点火中需要的适宜能量的电子数目时, $3.91 < \gamma < 19.57$ 的电子数目在开口 10°, 15°, 20° 时逐渐减少, 但变化幅度较小, 模拟电子数目约为 9×10^4 . 在我们的模拟参数条件下, 每个模拟粒子代表 1.1×10^7 个实际粒子, 实际电子数目为 9.9×10^{11} , 高能粒子的能量转换效率为 14.67%.

从上面的研究可以看出, 细锥靶的开口角度对 中低能电子的能量影响不大, 但有一部分电子在开

口 10° 时能够达到更高的能量. 以上三种不同开口角度的靶和激光相互作用时, 都会发生电子振荡加速. 而开口 10° 时, 细锥靶附近的电场和磁场更加聚集, 使得更多的电子在细锥靶表面进行感应振荡, 从而和反射激光发生共振, 因此产生更高能量的电子.

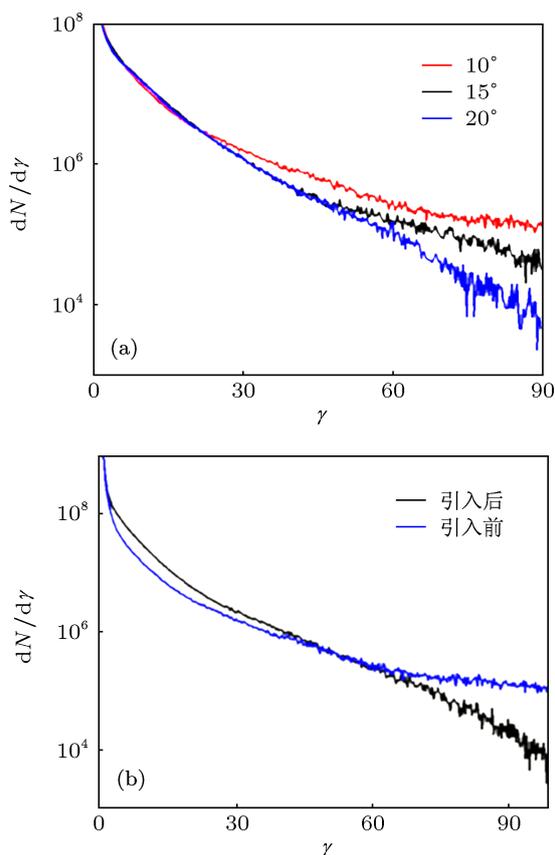


图4 60τ 时 (a) 细锥靶开口角度分别为 10° , 15° , 20° 时的电子能谱曲线; (b) 细锥靶开口 10° , 引入预等离子体前后电子的能谱曲线 (激光参数与图 1 相同)

随后, 我们给细锥靶的两根靶丝内侧加了尺度为 0.5 的指数型预等离子体, 即 $n(z) = n_0 \exp[(y(z) - y_0)/L]$, $L = 0.5$. 同样参数下产生的电子最高能量有一定程度降低, 但是高能电子数目大大增加了. 如图 4(b) 所示, 上下两条曲线分别是不加预等离子体和加了预等离子体之后的电子能谱图, 两条能谱曲线在能量较低的区域比较相似, 说明预等离子体的引入对中低能量的电子能谱影响不大, 但有了预等离子体后中等能量的电子数量增加很多. 高能电子分量的温度在有无预等离子体条件下相差较大: 未引入预等离子体时, 高能电子的温度达到了 20 MeV, 而引入预等离子体之后, 高能电子的温度为 6.5 MeV.

虽然预等离子体的引入降低了电子的最高能量, 但是高能电子的数目却有很大的增加. 没有考虑预等离子体时, 能量在 2 MeV 到 10 MeV 之间的模拟电子数目约为 9×10^4 , 在加入了尺度为 0.3 的预等离子体之后, 这些高能电子的数目达到了 36×10^4 , 增加了 3 倍. 对于快点火聚变方案来说, 少数极高能量的电子并不能起到太大的作用, 提高在快点火适宜的能量范围内的电子数目, 才更加有效, 因此预等离子体的引入对于快点火聚变靶丸加热来说非常有用.

从物理机理上看, 在没有预等离子体时, 极高能 ($\gamma > 20$) 电子产生的主要机理是感应电子共振加速, 它可以产生远比激光有质动力势高的能量. 加入预等离子体使得细锥靶表面的电子密度由内向外逐渐降低, 这使激光可以有机会与更多的电子相互作用, 并通过激光有质动力直接加速电子. 但电子在中等能量区的温度仍远大于通过有质动力加速对应的电子温度 $0.511[(1 + a_0^2)^{1/2} - 1]$ MeV. 这说明感应共振加速可能对这部分电子也有一定的贡献.

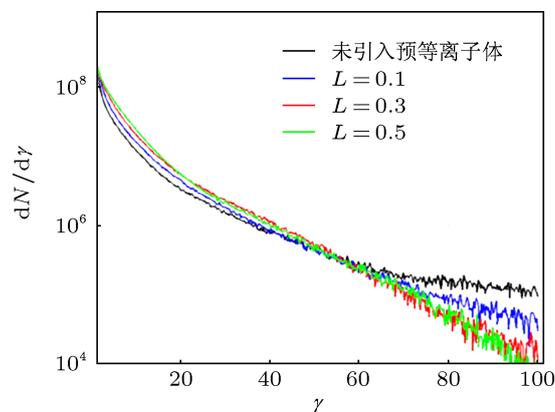


图5 60τ 时电子能谱随预等离子体尺度的变化

当改变预等离子体的尺度时, 电子的温度、电磁场和高能电子的数目都会有相应的改变. 改变预等离子体的尺度时, 电子的能谱曲线如图 5 所示. 当预等离子体的尺度从 0.1 增加至 0.5 时, 从电子能谱看出, 低温度的电子数目增加, 而高温度的电子数目减小. 预等离子体降低了细锥靶表面的密度梯度, 减弱了电子感应共振加速的作用, 同时加强了有质动力加速的作用. 在曲线左边部分, 电子能量较低, 这些低能电子主要由激光有质动力加速产生, 当预等离子体的尺度 L 增大时, 有质动力的作用增强, 因此在能量较低的区域, 尺度 L 越大低能

电子的数目越多. 而在曲线右边的部分, 电子能量很高, 主要由电子感应共振加速产生, 在电子能量区域, 预等离子体尺度 L 越大, 电子感应共振加热的作用越弱, 高能电子的数目越少.

图 6 为 60τ 时电子的能量分布, 图 6(a) 和 (b) 是电子能量在横向的分布. 由图可见, 加入预等离子体使得电子的最高能量有所下降, 但是高能电子的分布范围变广了, 这使更多的电子得到加速. 加入预等离子体之后, 降低了细锥靶表面的密度梯度,

减弱了电子感应共振加速的作用, 同时加强了有质动力加速的作用, 使得电子的最高能量有所下降, 而被加速的电子增多了. 图 6(c) 和 (d) 是电子能量的角分布图, 其中发散角 $\theta = \arctan(p_y/p_z)$, 由图中可见, 高能电子的能量 γ 最高达到了 150 左右, 而其他发散角较大的电子 γ 也达到了 25 以上. 高能电子的发散角比较小, 在 $\pm 0.5 \text{ rad}$ ($\pm 25^\circ$) 之间. 从能量角分布图可以分辨出这些电子主要由细锥靶与激光电子感应共振加热而达到较高的速度.

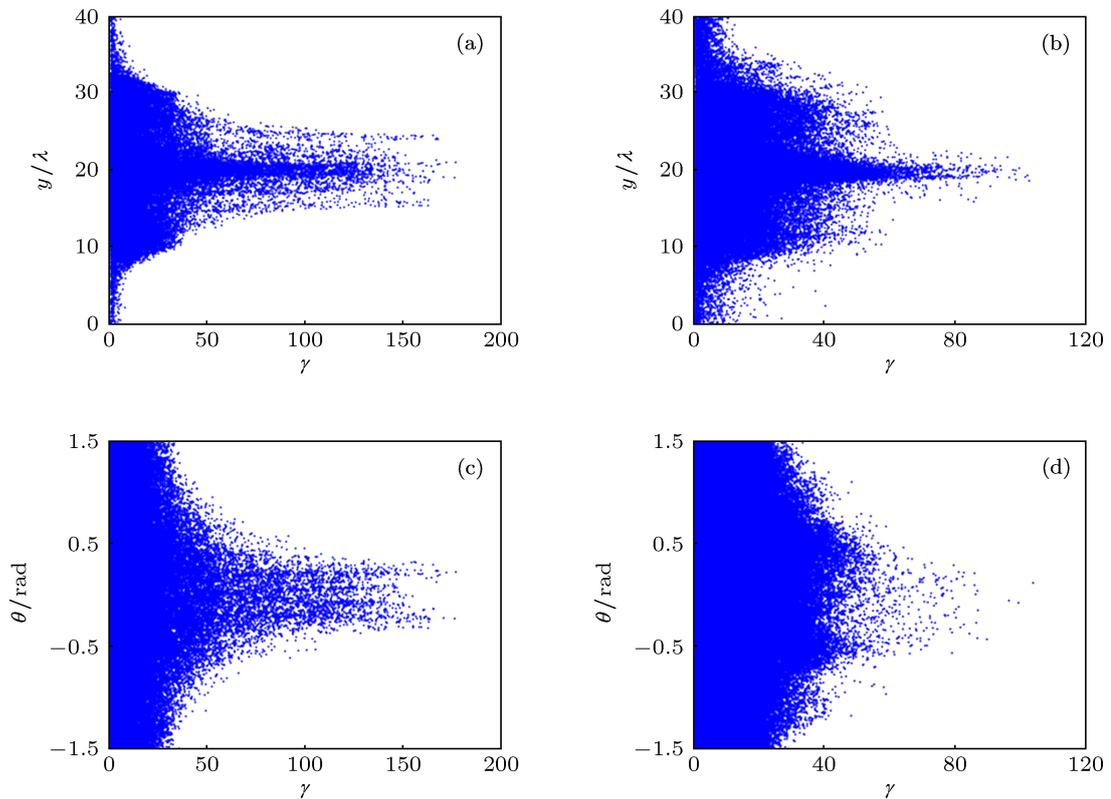


图 6 60τ 时电子横向能量分布图 (a) 为不加入预等离子体时的电子能量在横向的分布; (b) 为加入预等离子体之后的电子能量在横向的分布; (c) 为不加入预等离子体时电子能量的角分布; (d) 为加入预等离子体之后电子能量的角分布

3.2 激光参数的影响

激光的参数对高能电子产生有很大的影响. 首先, 我们研究了激光强度的影响. 在分别用归一化振幅 a_0 为 5 和 1 的激光与细锥靶作用时, 发现电子能谱、能量、动量、高能电子的数目等参数都是在 a_0 为 5 时较为满意, 而在较弱的激光作用下, 电子能量低、高能电子的数目少, 而且电子的分布也未形成周期性结构. 图 7(a) 是归一化激光振幅 $a_0 = 5$ 的靶后电子分布, 图 7(b) 为 $a_0 = 1$ 时靶后的电子分布.

为了研究强激光与高密度等离子发生电子感

应共振, 我们将平面靶去掉, 只剩下两条细丝状锥靶, a_0 为 5 和 1 时的产生的热电子分布分别如图 8 所示. 由图中可见, 在没有平面靶, 而只有细丝状锥靶时, 激光激发的电子呈现出周期性结构. 而在激光强度比较低时, 未能形成周期性结构. 进一步验证了前面的说法, 当强激光大角度入射在固体靶上时, 会由于自由电子感应共振而产生周期性的结构.

图 9 是去掉锥形靶后面的平面靶后, 激光归一化振幅 a_0 为 5 和 1 时, 激光作用前面的细锥形结构产生的高能电子能量的横向分布. 由图中可以看出, 激光较强时, 高能电子的 γ 达到了 150, 而在激光强度较低时, 高能电子 γ 最高只能达到 30 左右. 同时

对比图 9(a) 和图 6(a) 发现高能电子的能量较为接近, 说明在强激光照射细丝状锥靶时, 细锥靶中的

电子会发生感应共振, 迅速达到极高的能量, 这部分高能电子全来自细锥靶, 而与平面靶无关.

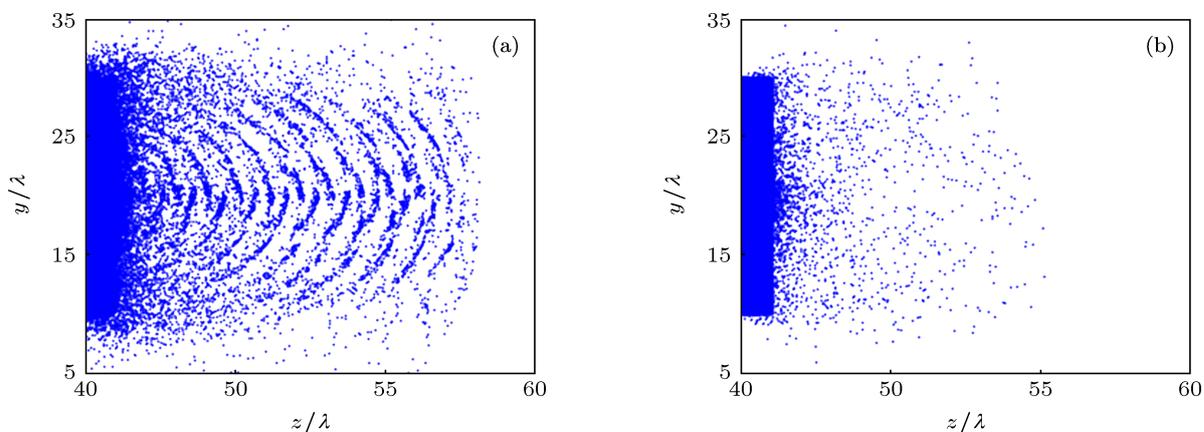


图 7 60τ 时锥形靶后电子空间分布图 (a) $a_0 = 5$; (b) $a_0 = 1$

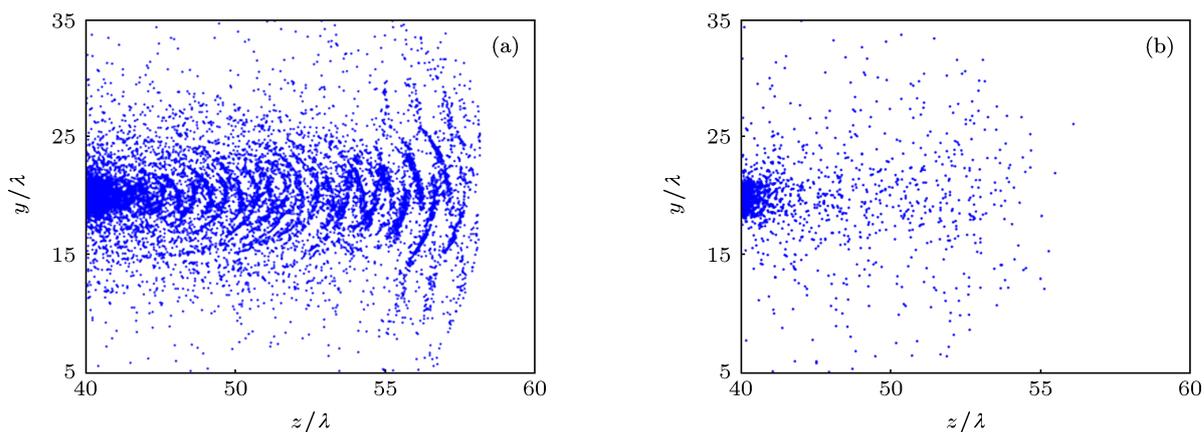


图 8 去掉平面靶后, 60τ 时高能电子的分布 (a) $a_0 = 5$; (b) $a_0 = 1$

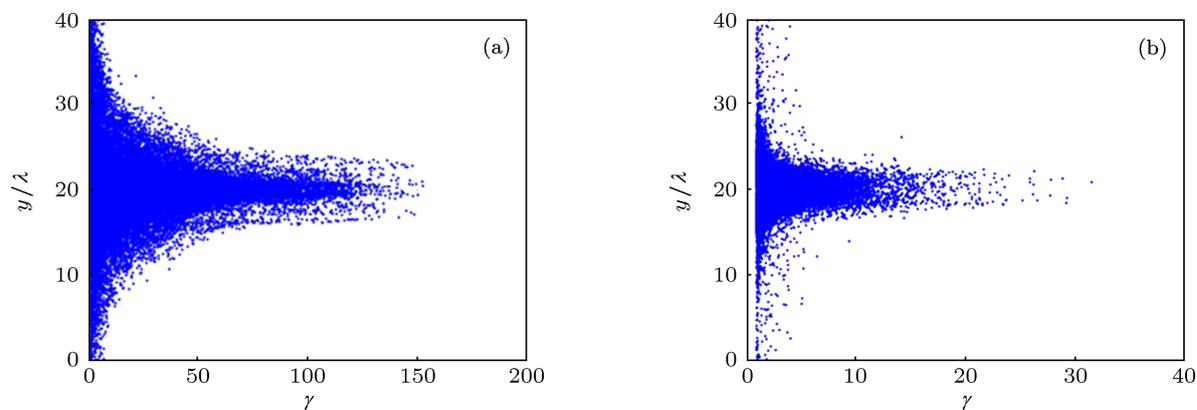


图 9 去掉平面靶后, 60τ 时高能电子在横向空间的能量分布 (a) $a_0 = 5$; (b) $a_0 = 1$

然后我们研究了激光脉宽对电子加速的影响. 对比不同脉宽的激光脉冲作用在相同细锥靶的情形, 发现随着作用时间的增加, 长脉冲激光作用下的高能电子的数目更多, 但电子的最高能量并没有增加. 这说明自由电子共振加热只产生在激光与细锥靶相互作用初期. 对比脉宽分别为 35τ 和 60τ 的激光脉冲的作用, 在短脉冲还没有作用完的过程中, 两种脉冲激发的电子数目相近, 但是随着时间的推移, 短脉冲作用完而长脉冲还在持续与靶相互作用, 不断地加速电子, 在短脉冲作用完 5 个激光周期的时间内, 高能电子的数目已经增加为先前的两倍.

图 10 为不同激光脉宽作用完时, 产生的高能电子 ($3.91 < \gamma < 19.57$ 的电子) 的数目, 图中红色曲线为对模拟结果计算的不同脉宽时高能电子数目进行线性拟合的曲线. 以上统计的电子数目为模拟电子数目, 每个模拟电子代表 1.1×10^7 个实际电子. 由图中可见, 随着激光脉宽的不断增大, 高能电子的数目也随之逐渐增加, 呈现直线上升的趋势. 可见增加激光脉宽对于提高高能电子的数目有很好的促进作用. 当脉冲达到 150 激光周期的时候所有来自细锥靶的模拟粒子都被加速了.

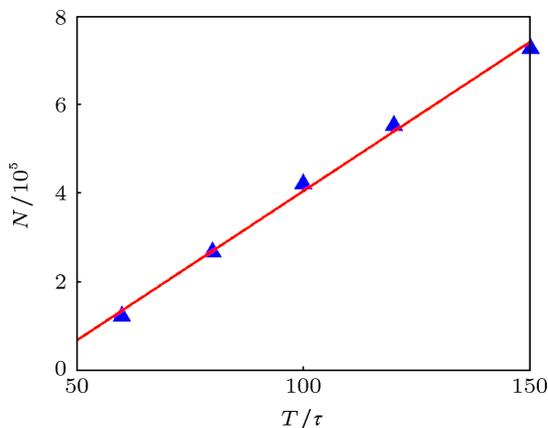


图 10 模拟高能电子数目随激光脉宽变化曲线 (蓝色点代表不同时刻统计出的 $3.91 < \gamma < 19.57$ 的模拟电子数目, 红色线段是对数据作线性拟合的曲线)

4 结论

本文通过二维 PIC 模拟强激光与细锥形固体靶的相互作用, 研究了强激光与细锥靶相互作用的物理过程, 并讨论了细锥靶和激光的各项参数对产生高能电子的影响. 研究发现, 细锥形靶开口 10° 时能够产生能量较高的电子, 当开口角度逐渐增大时, 高能电子的能量有一定程度下降. 因为在开口 10° 时, 细锥靶附近的电场和磁场更加聚集, 并使得更多在细锥靶表面的电子有更长的时间在激光场中发生感应共振加速, 因此产生较高能量的电子. 当为细锥靶加上预等离子体时, 产生的高能电子的数目将大大提高, 而最高的电子能量将会下降. 这是因为共振加热主要发生在强激光与高密度等离子体相互作用的时候, 而加入预等离子体使得锥靶的密度梯度降低, 从而降低了直接与激光作用的表面电子密度. 而且由于表面电子的阻挡, 使得直接与高密度等离子体作用的激光强度降低, 也减弱了电子感应共振加速的作用. 虽然感应共振被减弱了, 但激光有质动力的作用却因为预等离子体的存在而加强了, 这使得被加速的电子数目大大增加.

激光的强度减小时, 不论高能电子的数目还是电子的最高能量都会急速下降, 并且在较低强度的激光照射下自由电子的分布将不再出现周期性结构. 如果增加激光作用时间, 高能电子的数目也随之逐渐增加, 可见增加激光脉宽对于提高高能电子的数目有很好的促进作用.

电子感应共振加速产生的高能电子能量高、方向性好, 但数目有限. 而通过加入预等离子体和增加激光作用时间等方法, 虽然降低了电子感应共振加速的作用, 使得最高的电子能量下降, 但是却通过加强有质动力加速而使得高能电子的数目大大增加, 对快点火来说更加有利.

- [1] Sentoku Y, Mima K, Sheng Z M, Kaw P, Nishihara K, Nishikawa K 2002 *Phys. Rev. E* **65** 046408
- [2] Mangles S P D, Murphy C D, Najmudin Z, Thomas A G R, Collier J L, Dangor A E, Dival E J, Foster P S, Gallacher J G, Hooker C J, Jaroszynski D A, Langley A J, Mori W B, Norreys P A, Tsung F S, Viskup R, Walton B R, Krushelnick K 2004 *Nature* **431** 535
- [3] Kodama R, Shiraga H, Shigemori K, Toyama Y, Fujioka S, Azechi H, Fujita H, Habara H, Hall T, Izawa Y, Jitsuno T, Kitagawa Y, Krushelnick K M, Lancaster K L, Mima K, Nagai K, Nakai M, Nishimura H, Norimatsu T, Norreys P A, Sakabe S, Tanaka K A, Youssef A, Zepf M, Yamanaka T 2002 *Nature* **418** 933
- [4] Yin Y, Chang W W, Ma Y Y, Yue Z W, Cao L H 2002 *Chin. Phys. Lett.* **19** 368
- [5] Cai H B, Mima K, Zhou W M, Jozaki T, Nagatomo H, Sunahara A, Mason R J 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 245001
- [6] Kruer W L 1985 *Phys. Fluids* **28** 430
- [7] Brunel F 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 52
- [8] Estabrook K G 1975 *Phys. Rev. A* **11** 679

- [9] Pukhov A, Sheng Z M, Mayer-ter-Vehn J 1999 *Phys. Plasmas* **6** 2847
 (in Chinese) [陈民, 盛政明, 郑君, 张杰 2006 物理学报 **55** 2381]
- [10] Liu Z J, Zheng C Y, Cao L H, Li B, Zhu S P 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 0304 (in Chinese) [刘占军, 郑春阳, 曹莉华, 李斌, 朱少平 2006 物理学报 **55** 0304]
- [11] Sentoku Y, Mima K, Ruhl H, Toyama Y, Kodama R, Cowan T E 2004 *Phys. Plasmas* **11** 3083
- [12] Liu F, Liu X X, Liu B C, Ding W J, Du F 2012 *Phys. Plasmas* **19** 013103
- [13] Li Y T, Yuan X H, Xu M H, Zheng Z Y, Sheng Z M, Chen M, Ma Y Y, Liang W X, Yu Q Z, Zhang Y, Liu F, Wang Z H, Wei Z Y, Zhao W, Jin Z, Zhang J 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 165003
- [14] Chen M, Sheng Z M, Zheng J, Zhang J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2381
- [15] Zheng J, Sheng Z M, Liu J L, Zhou W M, Xu H, Zhang J 2011 *Phys. Plasmas* **13** 113103
- [16] Yang X Q, Lei A L, Yu W, Tanaka K 2008 *Chin. Phys. Lett.* **25** 2151
- [17] Ma Y Y, Sheng Z M, Li Y T, Chang W W, Yuan X H, Chen M, Wu H C, Zheng J, Zhang J 2006 *Phys. Plasmas* **13** 110702
- [18] Liu C S, Tripathi V K 2005 *Phys. Plasmas* **12** 043103
- [19] Dong X G, Sheng Z M, Chen M, Zhang J 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 7423 (in Chinese) [董晓刚, 盛政明, 陈民, 张杰 2008 物理学报 **57** 7423]
- [20] Chen M, Sheng Z M, Zheng J, Ma Y Y, Bari M A, Li Y T, Zhang J 2006 *Opt. Express* **14** 3093

Numerical studies on intense laser-generated relativistic high-energy electrons via a thin cone target*

Mu Jie Sheng Zheng-Ming[†] Zheng Jun Zhang Jie

(Key Laboratory for Laser Plasmas (MoE) and Department of Physics, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China)

(Received 9 July 2012; revised manuscript received 16 February 2013)

Abstract

It is proposed that with a mini-cone target, an enormous number of high-energy collimated electrons can be produced, which may be used for fast ignition research. The effect of different laser and cone target diameters on high-energy electrons are studied with two-dimensional particle-in-cell simulations. When the open angle of the mini-cone is 10 degree, the number of generated hot electrons is relatively larger. With the increase of the open angle, both the energy and number of hot electrons decrease. When preplasma is added to the cone surface, the amount of hot electrons increases, while the peak energy of the hot electrons decreases. With the increase of the laser pulse duration, the number of high-energy electrons increases linearly.

Keywords: mini-cone target, electron acceleration, betatron resonance acceleration

PACS: 52.57.Kk, 52.38.Kd, 52.59.-f

DOI: 10.7498/aps.62.135202

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11075105, 11121504, 10905039).

[†] Corresponding author. E-mail: zmsheng@sjtu.edu.cn