

# 三角激光脉冲尾波加速粒子模拟\*

徐 涵 常文蔚 银 燕 卓红斌

(国防科学技术大学理学院,长沙 410073)

(2002 年 9 月 29 日收到,2003 年 4 月 14 日收到修改稿)

电子俘获是激光尾波场加速电子的主要机理,增大电子的初速度可以使更多的电子被尾波场俘获.提出三角脉冲激发尾波加速电子的方案,三角脉冲平缓上升沿激发受激 Raman 散射,用以初步加速电子,三角脉冲陡峭下降沿激发尾波场,将更多的电子加速到接近光速.2D3V 粒子模拟结果证实了这一点.同时表明:脉冲长度为几个等离子体波长的超强激光在稀薄等离子体中传播时,还激发侧向 Raman 散射.在侧向受激 Raman 散射中,静电波增长最快的波矢模式为  $k_p = (2\omega_p/\omega_0)^2$ , 散射方向与激光入射方向的夹角为  $\theta = \cos^{-1}(2\omega_p/\omega_0)^2$ .

关键词:有质动力,电子俘获,前向受激 Raman 散射,侧向受激 Raman 散射

PACC:5265,5238

## 1. 引 言

当脉冲长度  $L \approx \frac{1}{2} \lambda_p$  ( $\lambda_p = 2\pi c/\omega_p$  为等离子体波,  $\omega_p = (4\pi ne^2/m_e)^{1/2}$  为等离子体频率)的超短脉冲超强激光(激光强度  $I > 10^{18} \text{ W/cm}^2$ )在稀薄等离子体(等离子体密度  $n < 0.1 n_c$ ,  $n_c$  为临界密度)中传播时,由于有质动力  $f_p \propto -\nabla I$  的作用<sup>[1]</sup>,在激光脉冲的尾部将激发极强的静电场,俗称“尾波场”<sup>[2]</sup>,其相速度接近光速,即

$$v_p = c(1 - \omega_p^2/\omega_0^2)^{1/2}. \quad (1)$$

电子在尾波场的作用下,在不足 1cm 的长度内就能加速到几个兆电子伏,这一机理可以用来设计小型新型电子加速器<sup>[3,4]</sup>.

电子加速的主要机理是“电子俘获”,其原理如图 1 所示.假设静电场的形式为  $E_x = E_0 \sin \phi$ ,  $\phi = k_p(x - v_p t)$  并且假设当  $\phi = 0$  时电子的初速度  $v_x < v_p$ ,电子相位落后于静电波,当  $-\pi < \phi < 0$  时,电子将受到加速, $\phi = -\pi$  时,速度达到最大  $v'_x$ ,若  $v'_x < v_p$ ,在接下来的  $0 < \phi < \pi$  减速半周期内,则电子要继续落后于静电波,若  $v'_x > v_p$ ,在接下来的  $0 < \phi < \pi$  减速半周期内,电子将受到静电波减速.这样在图 1 所示静电波的波节处  $E_x$  为静电场,  $W_\phi$  为电子势

能曲线,  $W_\phi$  与  $E_x$  相位差  $\pi/2$ ,导致“聚集”了许多电子.随着静电波的相速度一起运动,这些电子好像被静电波“俘获”了一样.根据这一机理,得到如下结论:

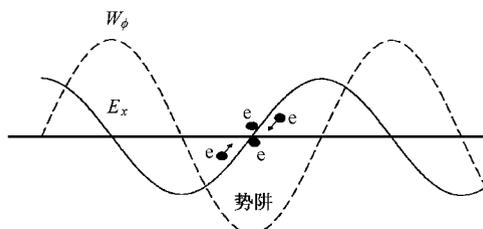


图 1 “电子俘获”示意图 —— 为尾波场电场分量  $E_x$ ,  
--- 为相应的电子的静电势能  $W_\phi$

1) 增大电子初速度,可以使更多的电子发生“电子俘获”.

2) 增大尾波场相速度,可以使发生“俘获”时电子的最大动能增加.

3) 增大尾波场的振幅,既能使更多的电子发生“电子俘获”,又能增大“俘获”时电子的最大动能.

为了增大尾波场振幅,Chen 等人<sup>[5]</sup>提出多脉冲激光尾波加速的方案,将多个间隔距离为  $\lambda_p$  的超短脉冲,排成一个脉冲序列,逐次加强尾波场的振幅,但总的振幅受到相位失谐的限制. Umstadter<sup>[6]</sup>提出优化脉冲间距的多脉冲激光尾波加速方案,精细地安排各脉冲长度,以及脉冲之间的间距,以增大相位

\* 国家自然科学基金(批准号:10085002)和国家高技术惯性约束聚变基金资助的课题.

失谐长度<sup>[7]</sup>,但在工程中难以实现.Gorbunov<sup>[8]</sup>提出自调制激光尾波场电子加速方案,脉冲长度约为几个 $\lambda_p$ 的超长脉冲超强激光,在前向受激 Raman 散射作用下,自洽地形成间隔不等的脉冲峰,这些脉冲峰依次加强尾波场振幅,同时较好地克服了“相位失谐”导致的饱和.但这一方案所需的等离子体密度较高,这样一方面增大了激发其他不稳定性的风险;另一方面减少了尾波场的相速度(见方程(1)),以至于限制了电子的最大动能.

为了增大电子的初速度,人们提出了多种方法:Rosenzweig 等人<sup>[9,40]</sup>提出在产生尾波场的基础上,注入预加热的电子束方案;Umstadter<sup>[11]</sup>提出利用两束激光正交入射,其中垂直入射的那束激光横向宽度很小,其横向有质动力预加速电子,产生的热电子再被另一束激光脉冲激发的尾波场俘获.本文提出三角脉冲加速电子方法,三角激光脉冲具有长而缓慢的上升沿,短而陡峭的下降沿,在上升沿将激发受激 Raman 散射,等离子体中的电子得到初步加热,而在陡峭的下降沿由于强大的有质动力,等离子体将激发尾波场,得到初步加速的电子进一步被尾波场“俘获”.本文用 2D3V 粒子模拟方法,研究这一过程中电子的加速与激发的受激 Raman 散射之间的关系.

## 2. 三角脉冲尾波加速电子的粒子模拟结果

采用 2D3V 并行粒子模拟程序 PPICC,在 YH4

巨型机上,利用 32 节点进行计算.计算参数如下:模拟的电子和离子数目各为  $4 \times 10^6$ ,模拟的空间区域大小为  $300\lambda_0 \times 12.8\lambda_0$ ,网格数为  $3000 \times 128$ , $x$  方向左端和右端各留  $20\lambda_0$  长度的真空,等离子体均匀分布在  $20\lambda_0 \rightarrow 280\lambda_0$  区域内,密度为  $0.01n_c$ ,这里  $\lambda_0 = 1.0\mu\text{m}$  为入射激光的波长.圆极化的激光从  $x$  方向入射,在  $y$  方向上激光强度均匀分布,沿  $x$  方向上激光脉冲为“三角”型,在  $0 < t < 40T_0$  区域内( $T_0$  为激光周期),脉冲强度呈线性增加,在  $t = 40T_0$  时达到最大,  $I = 1.1 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ ,随后光强下降为零,形成陡峭的下降沿.电磁场的边界条件为:沿激光传播的  $x$  方向,在左右两个边界上都采用吸收边界条件;在垂直激光传播的  $y$  方向,采用周期边界条件.粒子边界条件为:在  $y$  方向同样采用周期边界,对于从  $x$  方向溢出计算边界的粒子,把它从计算中移走,然后在粒子的初始位置重新分配一个热粒子,由于在  $x$  方向两端预留了一段真空,所以在本文所关心的计算时间内,从  $x$  左右边界溢出的粒子很少.其余计算参数为:电子和离子的温度  $T_e = T_i = 1.0\text{keV}$ ,离子和电子的电荷比为  $Q_i/Q_e = -1$ ,时间步长为  $0.267\omega_0^{-1}$ ,其中  $\omega_0$  为入射激光的频率.

图 2(a)和(b)为激光脉冲刚入射进等离子体时刻电场分量  $E_y$  沿  $x$  方向的分布及其空间频谱分析.由于跃变函数不满足电磁场的 Maxwell 方程,所以脉冲尾部如图 2(a)中  $x = 2 \rightarrow 2.8\lambda_p$  处有一变形.图 2(c)和(d)为整个脉冲即将透射出等离子体时刻电

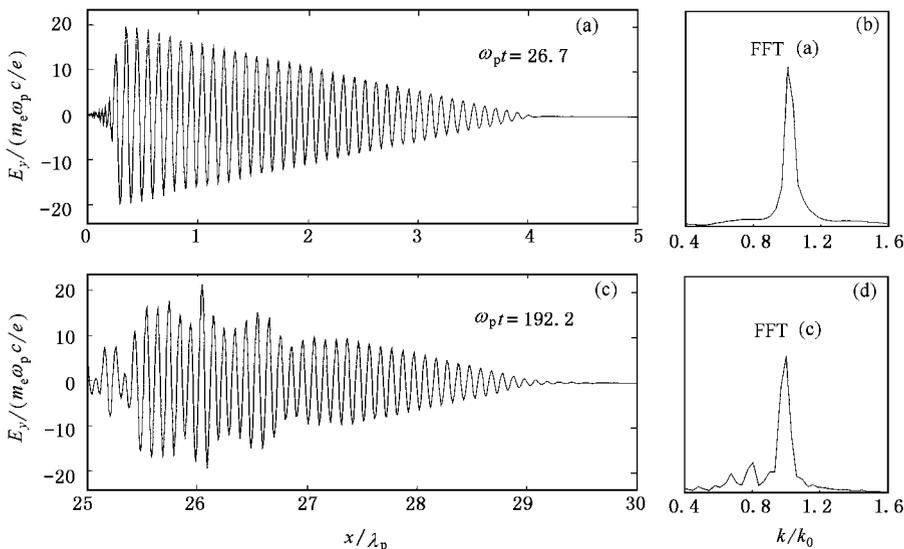


图2 电场分量  $E_y$  沿  $x$  方向的分布(a)和(c)及其空间频谱分析(b)和(d)] (a)和(b)对应于  $t = 26.7\omega_p^{-1}$  (c)和(d)对应于  $t = 192.2\omega_p^{-1}$

场分量  $E_y$  及其空间频谱分析. 可见脉冲后部发生了调制, 调制波波矢的  $x$  分量显然约为  $0.2k_0$ , 它们与原激光场拍频形成如图 3(c) 的结果. 在下面的分析中看出这是由于激光与等离子体相互作用激光了侧向受激 Raman 散射, 由于侧向受激 Raman 散射的增长率  $\Gamma_{\text{SSRS}} \propto a_0 (1 + a_0^2)^{-1/2} (a_0 \text{ 为归一化矢势})$ , 所以在  $a_0$  较小的脉冲头部不稳定性还没有充分发展起来, 而在  $a_0$  较大的尾部则显得非常明显.

为了确定上述调制来源于静电还是电磁, 我们诊断总电场(包括静电部分和电磁部分)和静电场沿  $x$  方向的分布, 静电场可以通过求解泊松方程得到. 结果如图 3 所示. 可见  $x$  方向的电场主要的贡献来自于电磁部分, 静电部分对电场强度的贡献不足

10%, 电磁场波矢的  $x$  分量在  $k_x = 0.6, 0.7, 0.8k_0$  处有三个峰值, 比较图 3(c) 看出:  $k_x = 0.8k_0$  主要位于  $x = 25.5 \rightarrow 26.5\lambda_p$ ,  $k_x = 0.6k_0$  主要位于  $x = 23 \rightarrow 25.5\lambda_p$ ,  $k_x = 0.7k_0$  主要位于  $x = 20 \rightarrow 23.5\lambda_p$ . 静电场  $SE_x$  在  $k_x = 0.1k_0$  和  $k_x = 0.2k_0$  ( $k_p = 0.1k_0$ ) 处有两个峰值, 对照图 3(c) 看出, 在  $x < 25\lambda_p$  区域内  $k_x = k_p$  的静电场正是激光脉冲尾部陡峭的下降沿激发的尾波场, 而在  $25.2\lambda_p < x < 27\lambda_p$  区域内, 静电波波矢分量  $k_x = 0.2k_0$ , 在下文的分析中看到, 这正是侧向受激 Raman 散射激发的静电波. 侧向受激 Raman 散射激发的电磁波( $k_x = 0.8k_0$ )与尾波场( $k_x = 0.1k_0$ )的拍频正好说明图 3(b) 中三个峰值.

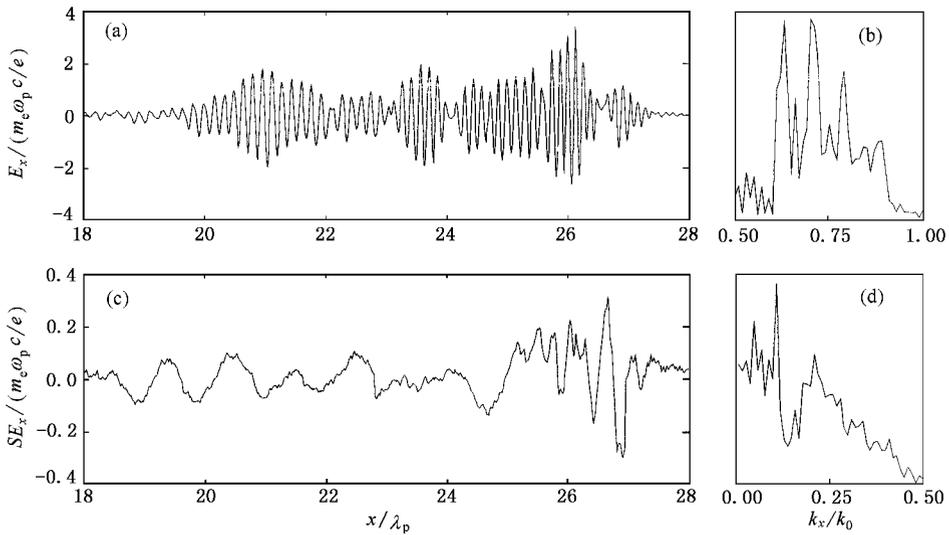


图 3  $t = 192.2\omega_p^{-1}$  时刻总电场强度分量  $E_x$  沿  $x$  方向的分布(a)和图(a)的空间频谱分析(b), 以及静电场分量  $SE_x$  沿  $x$  方向的分布及其空间频谱分析(c)和(d)]

为了更清楚地看出这一过程中激发了侧向受激 Raman 散射, 我们诊断总电磁场能量在二维空间的分布, 如图 4 所示. 看出能量在空间的分布呈“条纹”状, 激光能量的梯度方向与  $x$  轴的夹角约为  $60^\circ$ . 下面将简要证明: 电磁场能量的梯度方向即为侧向 Raman 散射中静电波的波矢方向.

在受激 Raman 散射中, 电磁场可以用归一化矢势  $\mathbf{a}$  来描述, 它包括抽运波  $a_0$  和两个散射子波  $a_+$  和  $a_-$ :

$$\begin{aligned} \mathbf{a}(\mathbf{r}, t) = & \mathbf{e}_p \{ a_0 + a_+ \exp[i(\mathbf{k}_p \cdot \mathbf{r} - \omega_p t)] \\ & + a_- \exp[-i(\mathbf{k}_p \cdot \mathbf{r} - \omega_p^* t)] \} \\ & \times \exp[i(k_0 x - \omega_0 t)] + \text{c.c.}, \quad (2) \end{aligned}$$

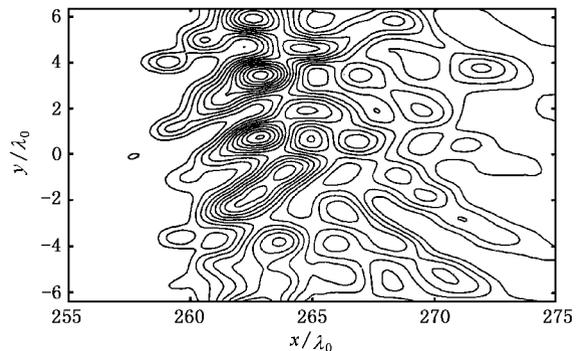


图 4  $\omega_p t = 192.2$  时刻, 电磁场的能量在空间的分布. 等高线形成的“条纹”与  $x$  坐标轴的夹角约为  $60^\circ$

其中  $e_p$  为极化方向单位矢量,对于圆极化  $e_p = \frac{1}{\sqrt{2}}(e_x + e_z)$ ,  $\omega_0$  和  $k_0$  为抽运电磁波频率和波矢,  $\omega_p$  和  $k_p$  为散射波频率和波矢相对于入射波的漂移, c. c. 为前一项的复共轭. 由方程 (2) 得

$$\frac{1}{2} < |a|^2 > = a_0^2 + \{ (a_+ + a_-^*) a_0 \exp[i(k_p \cdot r - \omega_p^* t)] + \text{c. c.} \}. \quad (3)$$

受激 Raman 散射中静电波来源于有质动力  $f_p \propto < |a|^2 >$  的驱动 ( $< >$  为一个激光脉冲周期内取平均), 有质动力推动电子运动形成的电荷分离在一阶近似下为

$$\frac{\delta n}{n_0} \propto \exp[i(k_p \cdot r - \omega_p t)]. \quad (4)$$

电磁能同样正比于矢势的平方  $W \propto |a|^2$ , 所以静电波的波矢方向  $k$  等同于激光能量的梯度方向.

图 5 为同一时刻电子在实空间的分布, 可见在激光脉冲体所在区域, 电子密度形成与图 4 类似的“条纹”状结构, 它与  $x$  夹角同样为  $60^\circ$ , 至此我们粒子模拟的结果得到: 静电波波矢与  $x$  轴的夹角为  $60^\circ$ , 图 2(d) 中看出  $k_p$  的  $x$  分量  $k_{px} = 0.2k_0$ .

理论上, 稀薄等离子体中 ( $\omega_p \ll \omega_0$ ) 侧向受激 Raman 散射激发的静电波的色散关系为<sup>[13]</sup>

$$k_p = k_0 \cos \theta \pm (k_0^2 \cos^2 \theta - 2\omega_p \omega_0 / c^2)^{1/2}, \quad (5)$$

其中 + 号表示后向散射, - 号表示前向散射,  $\theta$  为静电波波矢与  $x$  轴的夹角. 方程 (5) 中, 当  $\theta$  满足  $\partial k_p / \partial \theta = 0$ , 即  $\cos \theta = (2\omega_p / \omega_0)^{1/2}$  时, 静电波波矢  $k_p = (2\omega_p / \omega_0)^{1/2} k_0$  取最大值. 代入我们的计算参数, 最大波矢为  $k_p = 0.45k_0$ , 相应的波矢方向与  $x$  轴的夹角为  $\theta = 63.5^\circ$ , 最大波矢在  $x$  方向的投影为  $0.45 \cos(63.5^\circ) k_0 = 0.2k_0$ . 粒子模拟的结果分别为  $60^\circ$  和

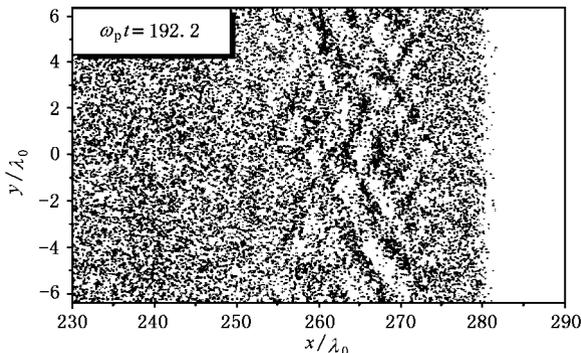


图 5  $\omega_p t = 192.2$  时刻电子在实空间 ( $x, y$ ) 的分布

$0.2k_0$ . 此外, 改变入射激光强度 ( $I > 2.0 \times 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>) 等离子体密度 ( $n_0 < 0.05n_c$ ) 脉冲形状, 发现只要激光脉冲长度大于  $\lambda_p$ , 等离子体中都将激发侧向受激 Raman 散射. 粒子模拟的结果表明其增长最快的波矢总是静电波波矢最大的那个模式, 该最大波矢大小为  $k_p = k_0 (2\omega_p / \omega_0)^{1/2}$ , 与抽运激光波矢方向的夹角  $\theta = \cos^{-1}(2\omega_p / \omega_0)^{1/2}$ .

由方程 (2) 的波矢匹配关系, 两个散射子波的波矢为

$$\begin{cases} k_+ = k_0 + k_p, \\ k_- = k_0 - k_p, \end{cases} \quad (6)$$

代入由方程 (5) 确定的静电波波矢  $k_p$  和  $\theta$ , 得到散射波波矢在  $x$  方向的投影为  $k_{+x} = 1.2k_0$  和  $k_{-x} = 0.8k_0$ . 本文粒子模拟 (图 3(a)(b)) 得到的散射波波矢的  $x$  分量为  $0.8k_0$ , 为“红移”的斯托克斯波; “蓝移”的反斯托克斯波 ( $k_{+x} = 1.2k_0$ ) 在粒子模拟中没有出现.

最后讨论这一过程中电子的加热, 我们将三角脉冲激发尾波场加速电子与一般的 Gauss 脉冲激发尾波场加速电子作了对比, Gauss 激光脉冲形态因子为  $I = I_0 \exp(-t^2 c^2 / L^2)$ ,  $L = 0.3\lambda_p$ ,  $I_0 = 1.12 \times 10^{19}$ , 其他参数与三角脉冲模拟相同. 图 6(a) 和 (b) 为  $\omega_p t = 192.2$  时刻, 分别对应于 Gauss 脉冲和三角脉冲, 电子动能 ( $\Gamma_e mc^2$ ) 沿  $x$  方向的分布. 从图 6 看出: 虽然最大电子动能两者差不多, 但三角脉冲产生了更多的高能电子, 正如引言部分所预言的那样. 图 6(b) 中三角脉冲产生的高能电子在  $x$  方向只有一个峰, 峰值位置为  $x \approx 25\lambda_p$ , 对照图 3(c), 可见这是由于电子被三角脉冲陡峭的下降沿激发的尾波场俘获的结果. 由于侧向受激 Raman 散射导致了  $x$  方向的电磁波, 电子在它的作用下作纵向振动, 这样使得被三角脉冲陡峭的下降沿形成的电荷分离更容易恢复电中性, 所以在脉冲后部激发的尾波的振幅要比一般的 Gauss 脉冲激发的小得多, 只在脉冲尾部很小的区域内被俘获, 形成如图 6(b) 中一个峰.

图 6(c) 和 (d) 为 Gauss 型和三角型脉冲情况下电子的相空间 ( $P_x, P_z$ ) 分布. 前者  $x$  方向动量最大的电子在  $z$  方向的动量最小, 这是静电波加热电子的重要特征. 而后者  $x$  方向动量最大的电子相应的  $z$  方向的动量有正负两个最大值, 这是电子在磁场作用发生回旋原因, 因此为电磁加热的重要特征<sup>[13]</sup>, 这里磁场主要来源于侧向受激 Raman 散射.

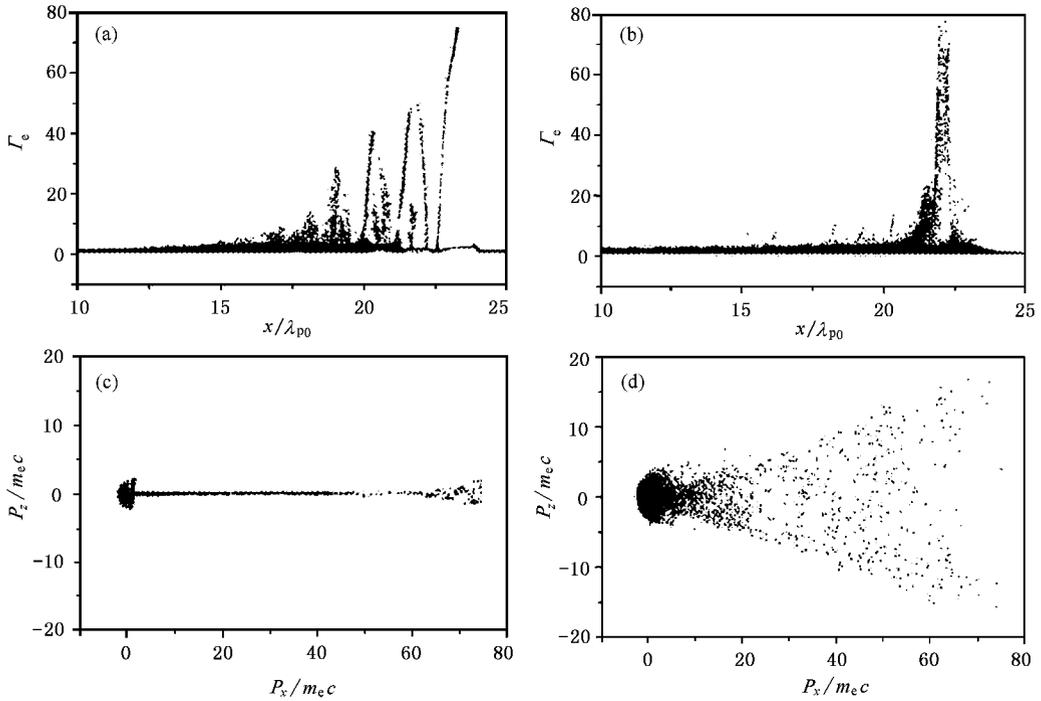


图 6  $\omega_p t = 192.2$  时刻电子动能  $\Gamma_e$  沿  $x$  方向的分布 (a) 和 (b) 和电子的相空间分布 ( $P_x, P_z$ ) [(c) 和 (d)] (a) 和 (c) 对应于 Gauss 型脉冲 (b) 和 (d) 对应于三角脉冲

图 6 (c) 中  $P_x/m_e c > 60$  处电子  $z$  方向的动量增加, 这同样是由于磁场的的作用, 不过这一磁场不同来源于侧向受激 Raman 散射 (当脉冲长度远小于等离子体波长时, 在我们的模拟时间内还不会激发受激 Raman 散射<sup>[14]</sup>), 它可能来源于高能电子形成的电流激发的 Weibel 不稳定性, 有待进一步深入研究. 此外, 从图 6 (c) 与 (d) 的比较中看出: 高斯脉冲方案中电子的普遍温度要低于三角脉冲, 这正是发生侧向 Raman 散射的结果. 诊断这两种情况下电子的最可几温度, 在图 6 所示时刻, 前者约为 10keV, 后者则达到 300keV. 在诊断三角脉冲情况下, 到  $\omega_p t = 192.2$  时刻, 入射激光的能量分配为约 9% 的激光能量转化为电子动能, 90% 以上为电磁能, 离子的动能所占比例小于 0.1%.

### 3. 结 论

1. “电子俘获”是尾波场加速电子的主要物理机理. 理论分析表明: 增加电子的初速度, 或者增大尾波场的振幅, 可以俘获更多的电子.

2. 三角型脉冲平缓的上升沿激发受激 Raman 散射, 初步加速电子, 其陡峭的下降沿激发的尾波场将使更多的电子得到加速.

3. 脉冲长度为几个等离子体波长的超短脉冲超强激光在稀薄等离子体中传播时, 主要激发侧向受激 Raman 散射, 增长最快的波矢模式为  $k_p = (2\omega_p/\omega_0)^2$  与激光入射方向的夹角  $\theta = \cos^{-1}(2\omega_p/\omega_0)^2$ .

感谢与常铁强教授、刘兴平教授、蔚喜军教授的有益讨论. 感谢他们的热心支持.

[1] Umstadter D et al 1996 *Science* **273** 472  
 [2] Tajima T and Dawson J M 1979 *Phys. Rev. Lett.* **43** 267  
 [3] Esarey E et al 1995 *Phys. Plasmas* **2** 1432  
 [4] Nakajima K et al 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 4428  
 [5] Chen P et al 1985 *Phys. Rev. Lett.* **54** 693  
 [6] Umstadter D et al 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 1224  
 [7] Xu H et al 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2836 (in Chinese) [徐 涵等 2003 物理学报 **52** 2836]

[8] Gorbunov L M and Kirsanov V I 1987 *Sov. Phys. JETP* **66** 290  
 [9] Rosenzweig J B 1991 *Phys. Rev. A* **44** 6854  
 [10] Antonsen T M et al 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 2204  
 [11] Umstadter D et al 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 2073  
 [12] Antonsen T M et al 1992 *Phys. Fluids B* **2** 1440  
 [13] Forslund D D W et al 1985 *Phys. Rev. Lett.* **54** 558  
 [14] Xu H et al 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 135 (in Chinese) [徐 涵等 2003 物理学报 **52** 135]

# PIC simulation of the wake field acceleration driven by triangle-shaped laser pulse<sup>\*</sup>

Xu Han Chang Wen-Wei Yin Yan Zhuo Hong-Bin

( *Institute of Science , National University of Defense Technology , Changsha 410073 , China* )

( Received 29 September 2002 ; revised manuscript received 14 April 2003 )

## Abstract

“ Electron trapping ” is the main acceleration mechanism in the laser wakefield acceleration , and the theoretical analysis indicates that more electrons are trapped when the initial velocity of the electrons are increased. A new wakefield acceleration scheme named “ triangle-shaped laser pulse wakefield acceleration ” is proposed and tested by 2D3V PIC simulation. The slow-rising part of the triangle-shape will excites stimulated Raman scattering( SRS ) which preheats electrons while the sharp-descending part of the pulse drives the wakefield to trap more electrons. Our simulation also indicates that the side stimulated Raman scattering ( SSRS ) is the main instability when the length of the incident laser pulse is greater than the plasma wavelength. Furthermore , the electrostatic wave mode with the greatest growth rate in SSRS is always the one with the largest wave vector  $k_p = ( 2\omega_p / \omega_0 )^{1/2}$  , and the scattering angle satisfies  $\theta = \cos^{-1}( 2\omega_p / \omega_0 )$ .

**Keywords** : ponderomotive force , electron trapping , forward stimulated Raman scattering , side stimulated Raman scattering

**PACC** : 5265 , 5238

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 10085002 ) , and the National High Technology Inertial Confinement Fusion Foundation of China.