

激光尾波场横向波破的粒子模拟*

徐 涵 常文蔚 银 燕 卓红斌 马燕云

(国防科技大学理学院,长沙 410073)

(2002 年 3 月 16 日收到 2002 年 10 月 12 日收到修改稿)

用粒子模拟方法,研究激光脉冲的横向宽度有限时对产生激光尾波场和电子加热的影响.在纵向和横向有质动力的作用下,电子密度的空间分布形成“马蹄型”的低密度区,这些低密度区好像运动的透镜,使长脉冲激光自聚焦,而且随着激光的传播,“马蹄型”的曲率越来越大,直到产生横向波破.横向波破一方面使得波破时静电场极值远小于波破极限,另一方面将更多的电子推入加速相位,“静电场”俘获的电子数目大大增加,但最大电子动能明显减小.

关键词:尾波场,有质动力,电子俘获,横向波破

PACC: 5265, 5238

1. 引 言

CPA(chirped pulse amplification)^[1]技术使激光脉冲在固体介质中被有效地放大,形成超短脉冲超强激光.利用这一原理,飞秒激光器的输出功率已从吉瓦量级提高到太瓦量级,最新的亚皮秒激光器的输出激光强度已经超过 10^{21} W/cm²[2].当如此强的激光照射固体靶时,隧道电离效应迅速剥离原子的所有电子形成等离子体.等离子体中的电子在激光电场的作用下作横向振动,振动速度 v_{os} 接近光速 c 在零级近似下(假设入射激光脉冲不因与等离子体的相互作用而改变),电子的归一化振动动量等于入射激光的归一化矢势 $p_{\perp 0} = a$,其中 $p_{\perp 0} \equiv \gamma_{\perp 0} v_{os}/c = (\gamma_{\perp 0}^2 - 1)^{1/2}$, $\gamma_{\perp 0}$ 为电子相对论因子, $a \equiv Ae/m_0 c^2$, A 为激光矢势.对于圆偏振入射激光, $a = 6.0 \times 10^{-10} \lambda_0^{1/2} \mu\text{mW}/\text{cm}^2$;对于线偏振入射激光, $a = 8.5 \times 10^{-10} \lambda_0^{1/2} \mu\text{mW}/\text{cm}^2$,其中 λ_0 为激光波长.所以当激光强度大于 10^{17} W/cm² 时,相对论效应必须考虑.由于相对论效应,电子在激光电场的作用下作横向振动将导致电子质量的增加, $m_e = \gamma_{\perp 0} m_0$,这时等离子体频率变为 $\omega_p = \left(\frac{4\pi n_e e^2}{mc^2}\right)^{1/2}$,其中 n_e 为等离子体中的电子密度,由于等离子体的光学折射率 $\eta = (1 - \omega_{p0}^2/\gamma_{\perp 0} \omega_0^2)^{1/2}$ 与激光强度有

关,其中 ω_0 为入射激光频率,当入射激光横向为 Gauss 型,相对论效应导致中心轴附近的折射率比两侧大,等离子体相对于激光而言如同一个凸透镜,激光脉冲有被聚焦的趋势,当这一聚焦趋势足以抵消 Gauss 光束自身的发散趋势时,激光脉冲将发生自聚焦.这一现象称为“相对论性自聚焦”,发生“相对论性自聚焦”的条件是激光功率大于一临界值 $P > P_c$, $P_c = 17.4 (\lambda_{p0}/\lambda_0)^2 \text{GW}^{[3]}$,其中 $\lambda_{p0} = c \frac{2\pi}{\omega_{p0}}$ 为等离子体波长.然而我们粒子模拟的结果显示,对于极窄的激光脉冲(宽度小于 λ_{p0})即使激光功率 $P = 24P_c$,自聚焦也没有发生,这时横向有质动力将电子完全排空.

当脉冲长度约为等离子体波长 λ_{p0} 的超短脉冲超强激光在稀薄等离子体中传播时,由于纵向有质动力的作用,在脉冲扫过的尾部,等离子体将激发静电场,这一静电场因为在脉冲尾部激发,故称为尾波场(wakefield)^[4,5].尾波场的振幅可达 GeV/m 以上,在小于 1cm 的长度内就可以将电子加速到几十兆电子伏以上,这一机理可以用于设计小型新型电子加速器,在 ICF 中它作为超热电子的一种产生机理,对“快点火”^[6]的研究有重要意义.最近 20 年来,无论在理论上^[7]还是在数值模拟^[4,8,9]和实验上^[10]都得到广泛和深入的研究.当激光脉冲不仅长度很短,脉冲宽度也很窄时,电子还受到横向有质动力作

* 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.

用^[11]在横向也将激发电荷分离,研究横向效应对激发尾波场和加速电子影响是本文的一个目的.

2. 粒子模拟结果

等离子体中激发的尾波场满足 Poisson 方程 $\nabla \cdot E = 4\pi(n_0 - n_e)$ (n_0 为离子密度,在脉冲长度很短时可认为保持不变),在尾波场振幅较小的线性区,假设 $E = E_0 \exp(ik_{\perp 0} x)$,代入 Poisson 方程,得到 $k_{\perp 0} = \omega_{p0}/c$, $E_0 = 4\pi en_0/k_{\perp 0}$,静电波波长 $\lambda_p = \lambda_{p0} = \frac{2\pi}{k_{\perp 0}}$, E_0 即为一维线性波破极限.当激发的尾波场振幅 E_{\max} 超过 E_0 ,就进入非线性区,静电波波长还与振幅有关^[7]:

$$\lambda_p^{\text{NL}} = (2/\pi)\xi(\sqrt{(\gamma_{\perp 0}^2 - 1)\gamma_{\perp 0}^2}) E_{\max}/E_0 \lambda_{p0}, \quad (1)$$

其中 $\xi(x)$ 为第二类椭圆积分函数.当 $\gamma_{\perp 0} \gg 1$ 时, $\xi(x) \rightarrow 1$,非线性静电波波长为 $\lambda_p^{\text{NL}} = (2/\pi)E_{\max}/E_0 \lambda_{p0}$,非线性情况下,静电波波破的极限变大,在一维冷等离子体近似下,非线性波破极限为

$$E_{\text{WB}} = \sqrt{\alpha(\gamma_p - 1)^2} E_0, \quad (2)$$

其中 $\gamma_p = (1 - v_p^2/c^2)^{-1/2}$, $v_p = \alpha(1 - \omega_{p0}^2/\gamma_{\perp 0} \omega_0^2)^{1/2}$ 为静电波相速度.

我们用 2D3V 并行 PPICC 粒子模拟程序对横向有质动力影响尾波场和电子加热这一过程进行模拟分析,计算参数如下:圆极化激光沿 x 方向垂直入射到稀薄均匀等离子体中,等离子体密度 $n_0 = 0.01 n_c$,激光强度为

$$I = I_0 \exp(-2y^2/y_0^2) \exp(-2t^2/t_0^2), \quad (3)$$

其中 $I_0 = 2.0 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$, $y_0 = 0.7 \lambda_{p0}$, $t_0 = 1 \lambda_{p0}/c$,

$\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$ 为入射激光波长.模拟的电子和离子数各为 3×10^6 ,空间模拟区域为 $120 \lambda_0 \times 25.6 \lambda_0$,网格数为 1200×256 , x 方向左端和右端各留 $20 \lambda_0$ 的真空,即等离子体分布在 $20 \rightarrow 100 \lambda_0$ 区域内.电磁场的边界条件为:在激光入射的 x 方向采用 Lindman 吸收边界,在 y 方向采用周期边界条件.对于从 x 方向逸出计算区域的粒子,我们把它从计算中移走,而在该粒子的初始位置随机分配一个热电子,由于 x 方向左右两端预留一段真空,在我们的计算时间内, x 边界逸出的粒子很少;在 y 方向粒子也采用周期边界条件.其余参数为:温度 $T_e = T_i = 1 \text{ keV}$,离子与电子的电荷比为 $Q_i = -Q_e = e$,时间步长为 $0.311 \omega_0^{-1}$.

我们诊断不同时刻的激光强度在空间的分布,结果如图 1 所示.激光脉冲传播了 $86 \mu\text{m}$ 后,横向宽度增加了约 1 倍,峰值约下降了 1/2.可见极短极窄脉冲在稀薄等离子体中传播时,没有发生“自聚焦”.在我们的计算参数下,入射激光功率 $P = 24 P_c$,但由于脉冲宽度很窄,横向有质动力完全排空等离子体中的电子,相对论自聚集就不能发生.我们诊断在 $t = 566.1 \omega_0^{-1}$ 时刻,激光能量的分配:电磁能占输入激光能量的 92.6%,其余的 6.8% 转化为热电子的能量,离子能量和通过边界散射出的电磁能占 0.6%.

图 2 至图 5 依次为 $t = 472.8 \omega_0^{-1}$ 时刻($t = 0$ 时刻对应于激光峰值在 $x = 20 \lambda_0$ 位置)静电场 x 方向分量 SE_x 、静电场 y 方向分量 SE_y 、电流密度 x 方向分量 J_x 、磁感应强度 z 方向分量 B_z 在坐标空间(x, y)的分布图.静电场由已知的电荷密度分布通过求解 Poisson 方程 $\nabla \phi = 4\pi \rho$ 得到.图中所示均为在两个

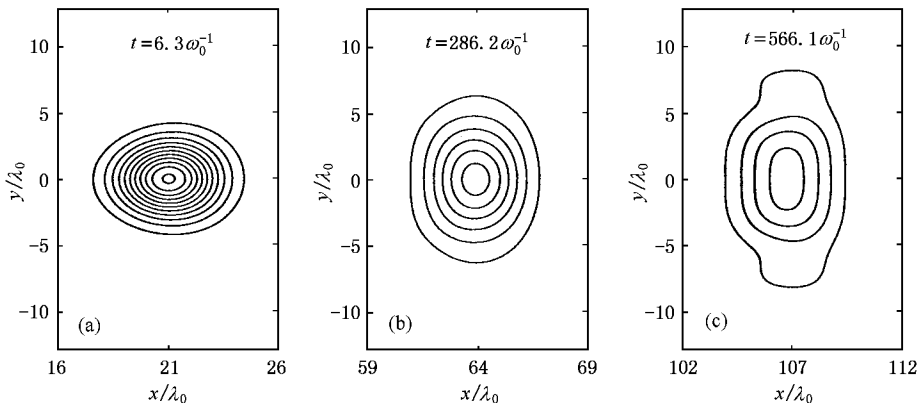


图 1 几个不同时刻激光强度在空间的分布

激光周期内平均的结果. 静电场单位为 $m_e \omega_0 v_{th}/e \approx 1.4 \times 10^{11} \text{ V/m} \approx 0.44 E_0$, 电流密度的单位为 $3 \times 10^{15} \text{ A/m}^2$, 磁感应强度的单位为 $m_e \omega_0 v_{th}/e \approx 120 \text{ T}$. SE_x 的等高线标度为 $[0.4:0.3]$ 和 $[-0.4:-0.3]$ (意思为对于实线最外层大小为 0.4, 每向内增加一层增加 0.3, 对于小于零的虚线最外层为 -0.4, 向内每增加一层绝对值增加 0.3); SE_y 的等高线标度为 $[0.2:0.15]$ 和 $[-0.2:-0.15]$, 电流密度的等高线标度为 $[-0.4:-0.6]$ 和 $[0.4:0.6]$, 磁感应强度的等高线标度为 $[0.02:0.05]$ 和 $[-0.02:-0.05]$. 可以看出, 图 2 从右至左 SE_x 的曲率逐渐变大, 即静电波波长在 y 方向自中心向两边逐渐变小, 这是因为高斯光束中心强度大, 从(1)式得到中心轴处的静电波波长比两侧大, 静电场的波长不仅与等离子体密度有关, 而且与激发的静电波振幅有关, 这是非线性激光尾波场最重要的特征.

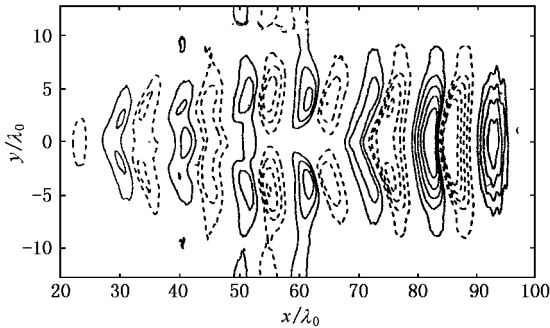


图 2 静电场分量 SE_x 在空间的分布 ——为静电场的值大于零, ---为静电场的值小于零

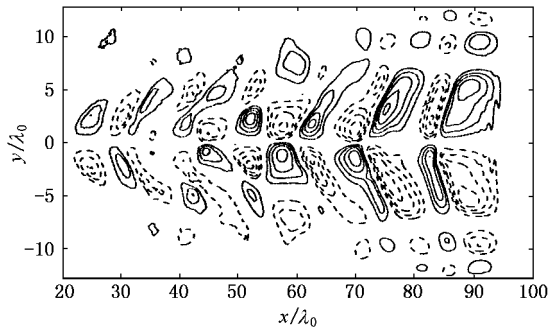


图 3 静电场分量 SE_y 在空间的分布 图注同图 2

当静电场 SE_x 的等势面的曲率增大到一定程度后, 在 $x = 60\lambda_0$ 处沿横向断裂两片, 中心轴附近静电场突然减小, 产生横向波破^[11], 电子挣脱静电势的束缚, 高速向内压缩, 致使波破时中心轴处的电子

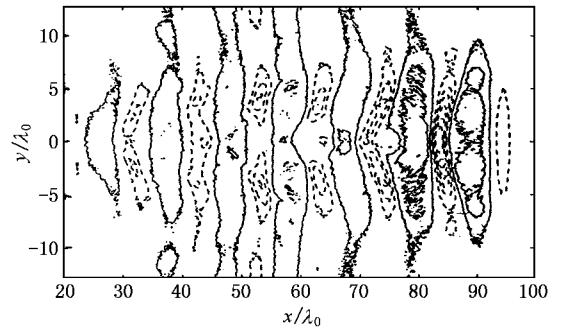


图 4 电流密度分量 J_x 在空间的分布 ---为沿 x 正方向运动电子产生的电流密度, ——为等离子体为了保持电中性而产生的回流, 它约为正向运动电子产生的电流密度的 1/4

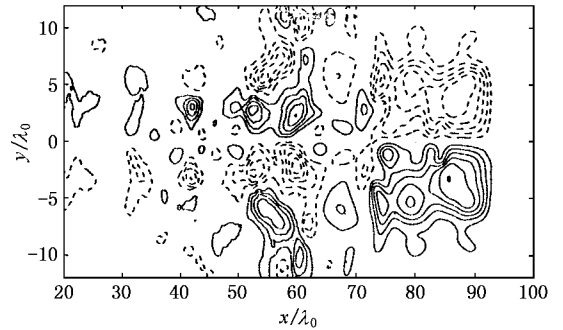


图 5 磁感应强度分量 B_z 的慢变部分在空间的分布 图注同图 2

密度反而增高(见图 6), 电子密度的增设进一步中和等离子体密度扰动, 又使静电场进一步减小. 诊断波破发生时静电场 SE_x 的振幅与理论值比较, 非线性情况下(2)式得到的波破时静电场的振幅约为 $E_{WB} \approx 6.4 E_0$. 它是一维冷等离子体模型的结果, 温度效应能使波破时静电场的振幅下降, 考虑温度效应时, 等离子体静电波波破极限为^[12] $E_{th} \approx (m_e c^2 / 3kT)^{1/4} E_0$, 代入计算的初始温度 1keV, 得到 $E_{th} = 2.0 E_0$. 实际的模拟结果为 $E_{max} = 0.7 E_0$, 可见, 这里静电场极值主要受二维横向波破的限制.

图 3 为静电场的 y 分量在坐标空间的分布, 波破前, SE_y 的极值位于 $y \approx \pm 7\lambda_0$ 附近, 这是因为对于 Gauss 光束, 有质动力最大处位于方程(3)的二阶导数为零的 $y = \pm y_0 \sqrt{2} \approx \pm 5\lambda_0$ 处, 但从图 1 看到脉冲的宽度随着时间的推移逐渐增大, 以至于在脉冲头部静电场 SE_y 最大处位于 $y \approx \pm 7\lambda_0$ 附近, 但在脉冲扫过的区域, 随着时间的推移, 静电波曲率的增加, y 方向静电场的极值逐渐向中心轴附近靠拢, 波破时, 极值位于 $y = \pm \lambda_0$.

图 4 为 x 方向运动的电子形成的电流密度在空间的分布. 我们知道: 由于空间电荷效应, 真空中传播的最大电流不能超过 Alfvén 极限 $J_A = m_{e0} c^3 \gamma / e = 1.8 \times 10^4 \text{ A}$, 而电流又决定了传输的功率大小 $P_0 = J_A^2 / c = \gamma^2 \cdot 9 \text{ GW}$. 在等离子体中, 前向电流 J 可以被等离子体产生的回流 J_{ret} 部分抵消, 使得运输的功率可以增加 $f = J / (J - J_{\text{ret}})$ 倍, 在我们的模拟中得到 f 约为 1.2. 需要指出的是: 图 4 中 $x = 62\lambda_0$ 和 $x = 75\lambda_0$ 处出现了两个“凹穴”, 但它却对应于电子动能的最大值, 只是因为电子数量非常少从而电流密度很小而已.

图 5 为 x 方向的电流产生的“角向”磁场 B_z , 入射激光磁场的高频部分已被时间平均掉(脉冲头部上能看出一些余留痕迹), 所以它是一个基本准静的磁场. 该磁场使得 x 方向运动的电子准直, 对激光“成丝”的再次融合起到关键作用^[13].

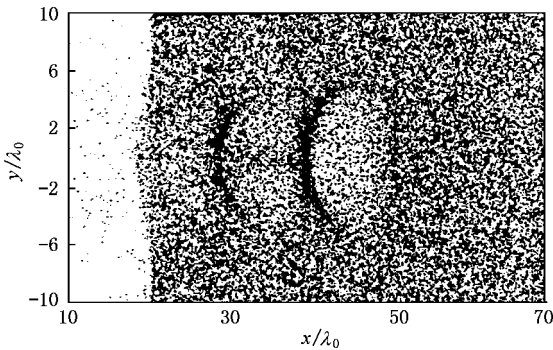


图 6 电子在实空间 (x, y) 的分布

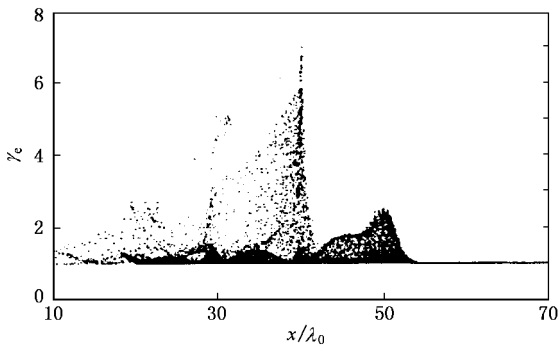


图 7 电子动能沿 x 方向的分布

最后研究横向波破时电子的运动. 图 6 为较早时刻 $t = 279.9\omega_0^{-1}$ 时电子在实空间的分布. 图 7 为电子动能在 x 方向的分布. 从图 6 中看出, 有质动力激发的静电场推动电子运动, 形成间隔约为 λ_p 的

D 型低密度空穴, 这是由于静电波波长与激光强度有关所致. 当激光脉冲宽度较宽、长度较长时, 这些“D 型空穴”相当于一个个运动的凸透镜, 它们的作用是使得“自聚焦”效应加强^[9]. 但当脉冲长度极短、宽度也极窄时, 没有观察到自聚焦效应, 这是因为如图 6 所示的电子被巨大的有质动力完全排开的缘故. 从图 6 还看到, 最右边 ($x = 41\lambda_0$) 推动电子运动形成 D 型低密度区的静电波尚未波破, 但在 ($x \leq 30\lambda_0$) 处的静电波已发生“横向破裂”, 在波破处很小范围内, 轴心线附近的电子密度反而要高, 相应地该处的静电场变小, 这证实电子在横向也有强烈的运动.

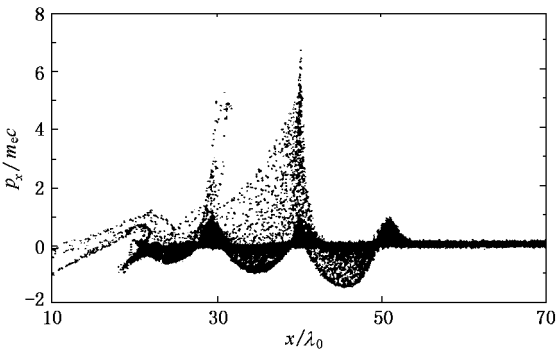
图 7 为电子动能沿 x 方向的分布, 比较普遍的“激光尾波场加速方案”^[14], 发现有更多的电子发生了“电子俘获”, 这是因为横向静电场首先沿 y 方向加速电子, 该电子又在磁场的作用下速度方向发生偏转, 在 x 方向也得到很大的初速度. 而电子初速度的增加必然导致更多的电子进入加速相位, 从而发生电子俘获的电子数目增加. 但由于横向波破首先发生, 它限制了纵向静电场的继续增长, 所以又使得电子的最大功能相对于一维^[14]情况大为降低.

为了更好地看出电子在波破时的运动情况, 我们诊断 $t = 279.9\omega_0^{-1}$ 时刻电子在相空间的分布, 结果如图 8 所示. 从中可以看出: $x = 60-30\lambda_0$ 处发生横向波破, 该处的静电场突然减小, 导致电子向各个方向喷射, 沿 x 正向运动的电子在静电场的 x 分量和 y 分量联合作用下, 在某一个方向得到的加速最大, 沿 x 负向运动的则受到减速与偏转, 一部分电子再次由 x 正向射出, 所以在波破的静电波的尾部, 电子轨道的交叉形成细小的“燕尾状”结构, 电子在这里发生偏转. 图 8(d) 中在边界附近孤立的两个热电子, 是前一次波破 ($x = 20\lambda_0$ 处) 逸出的热电子被静电场“俘获”加速的结果.

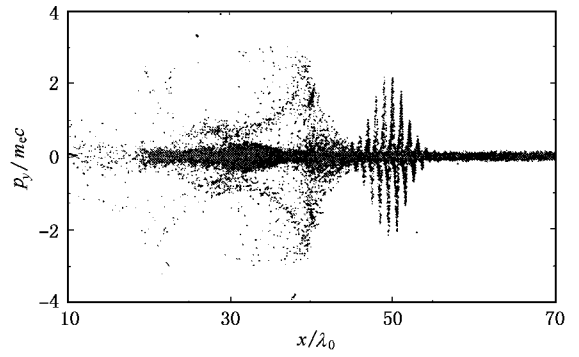
3. 结 论

当横向宽度和长度都约为等离子体波长的超短脉冲超强激光在稀薄等离子体中的传播时, 电子既受到纵向有质动力的作用激发尾波场, 又受到横向有质动力的作用激发横向静电场, 这使得电磁场结构和电子加热有别于单纯的纵向激光尾波场情况. 本文得到的主要结论如下:

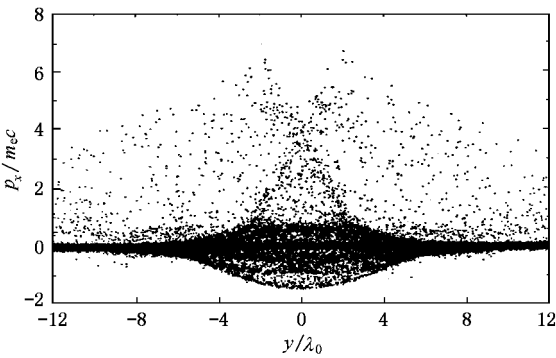
1. 由于横向有质动力完全排空了等离子体中



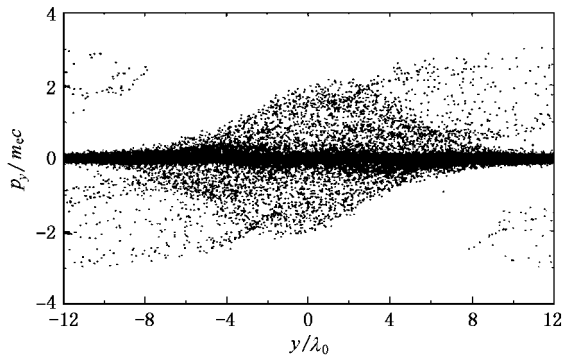
(a) 在 (x, p_x) 相空间



(b) 在 (x, p_y) 相空间



(c) 在 (y, p_x) 相空间



(d) 在 (y, p_y) 相空间

图 8 电子相空间分布

的电子,即使激光功率远大于自聚焦临界功率,自聚焦也不会发生。

2. 由于非线性的尾波场的波长与振幅大小有关,电子密度空间形成“马蹄形”的低密度空穴,这些低密度空穴的曲率随着时间的推移越来越大,直到产生横向波破。

3. 横向波破使得激发的尾波场的振幅远小于一维冷等离子体波破理论极限,从而使得电子的最

大动能大大减小。

4. 横向波破使电子获得了很大的横向初速度,在磁场的偏转下,横向速度转化为纵向速度,将更多的电子推入加速相位,从而使得发生“俘获”的电子数目大大增加。

感谢和北京应用物理与计算数学研究所刘兴平教授、蔚喜军教授的有益讨论和热心支持。

[1] Maine P *et al* 1988 *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-24** 398
 [2] Mourou G A *et al* 1998 *Phys. Today* **51** 22
 [3] Max C *et al* 1974 *Phys. Rev. Lett.* **33** 209
 [4] Tajima T and Dawson J M 1979 *Phys. Rev. Lett.* **43** 267
 [5] Nakajima K *et al* 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 4428
 [6] Tabak M *et al* 1994 *Phys. Plasmas* **1** 1626
 [7] Bulanov S V *et al* 1989 *JETP Lett.* **50** 198
 [8] Decker C D *et al* 1994 *Phys. Rev. E* **50** R3338

[9] Bulanov S V *et al* 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 710
 [10] Modena A 1995 *et al* 1995 *Nature* **377** 606
 [11] Bulanov S V *et al* 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 4205
 [12] Rosenzweig J B 1988 *Phys. Rev. A* **38** 3643
 [13] Pukhov A *et al* 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 3975
 [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 transverse wave-breaking in laser wake-field^{*}

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

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

(Received 16 March 2002 ; revised manuscript received 12 October 2002)

Abstract

This paper focuses on the influence upon the structure of the wake-field and the production of hot electrons due to a finite-width laser of high intensity and ultra-short duration propagation through an underdense plasma. Under the action of longitudinal and transverse ponderomotive forces, the plasma density forms a horseshoe cavity which acts as a moving convex to make the laser pulse self-focusing. The wake wave front curvature increases with time until a transverse wave breaking occurs which depresses the wave breaking limit of the electrostatic field. The decrease of transverse wave breaking pushes more electrons into the accelerating phase region to be trapped by wake wave and decreases the maximum electronic kinetic energy.

Keywords : wake-field , ponderomotive force , electron trap , transverse wave break

PACC : 5265 , 5238

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10085002) , and the National High Technology Inertial Confinement Fusion Foundation of China .