

短脉冲激光尾流场中的前向 Raman 散射*

徐 涵 常文蔚 卓红斌

(国防科技大学理学院,长沙 410073)

(2001 年 7 月 25 日收到,2002 年 3 月 16 日收到修改稿)

用 $2\frac{1}{2}$ 维粒子模拟分析了前向 Raman 散射对激光尾流场加速电子的影响.前向 Raman 散射使脉冲长度在传播方向上被拉长,脉冲后沿变陡,产生的尾流场相速度明显减小,而且超热电子的最大动能明显小于理论估计值.此外激光频率整体向低频移动.

关键词:尾流场,前向 Raman 散射,有质动力,电子捕获

PACC: 5265, 5238, 5235

1. 引 言

激光技术的发展,产生脉冲时间 $< 1\text{ps}$ 的超短脉冲,强度 $> 10^{18}\text{W/cm}^2$ 超强激光成为可能.如此强的激光照射固体靶时,原子的外层电子迅速电离,形成等离子体.等离子体中的电子垂直激光入射方向作横向振动,振动接近光速.电子的相对论效应可以看成电子由于振动而导致质量的增加.电子的相对论因子在 0 级近似下与入射激光场的关系为: $\gamma_{\perp 0} = (1 + a_0^2)^{1/2}$,其中 $a_0 = Ae/m_e c^2 = p_{\perp 0}/m_e c$ 为归一化的矢势,等于电子横向振动动量. $a_0 = 1.0$ 对应于波长为 $1.06\mu\text{m}$ 的 p 极化激光的强度为 $I = 2.5 \times 10^{18}\text{W/cm}^2$.当脉冲长度与等离子体波长 $\lambda_{p0} = 2\pi/\omega_{p0}$ ($\omega_{p0} = (4\pi n_0 e^2/m_e)^{1/2}$ 为电子等离子体频率)同等量级时,在稀薄的离子体 $n_0 < 0.1n_c$ (n_c 为临界密度)中传播时,电子受纵向有质动力的作用,在激光脉冲前沿和后沿电子被排开,整个脉冲像一个巨大的带正电的离子在等离子体中运动,这样脉冲扫过等离子体后形成电荷密度扰动,在激光脉冲的尾部激发等离子体静电场,电场强度可达到 GV/m 量级以上,称为激光尾流场(Laser Wake Field)^[2-4].此静电波的相速度等于激光的群速度,在稀薄等离子体中接近光速.少数初始速度较大的电子能被该静电场“捕获”^[1],电子动能达到几十 MeV.

Raman 散射^[5,6]是激光在低密度等离子体中传播时重要的不稳定性机理.当激光脉冲较长时,后向 Raman 散射占主导地位,当脉冲较短时,前向 Raman 散射占主导地位^[7].因为前向 Raman 散射中等离子体对脉冲作用响应的介电常数 ϵ 是 $x - v_g t \approx x - ct$ 的函数(v_g 为激光群速度),因此,局部区域激光感受到一个几乎恒定的 ϵ ^[8].由于等离子体中密度的改变会引起纵向 ϵ 的改变,当脉冲宽度有限时,横向激光的强度不同,相对论效应导致的电子质量在横向不同,会引起横向 ϵ 的改变.这样激光在横向或纵向就会引起不稳定性. Raman 散射一般被描述为入射激光(ω_0, k_0)衰变为下移的 Stocks 波($\omega_0 - \omega_p, k_0 - \omega_p/c$)和上移的 anti-Stocks 波($\omega_0 + \omega_p, k_0 + \omega_p/c$).一般 Stocks 波与 anti-Stocks 波不会同时发生共振,但在等离子体密度很低时 $n_0 \ll 0.1n_c$,它们能同时接近共振,这是一个四波 Raman 散射过程.

本文利用 $2\frac{1}{2}$ 维粒子模拟程序,模拟了短脉冲强激光产生尾流场的过程,分析了伴随该过程的 Raman 散射,发现入射激光散射成不同频率,由于等离子体中激光的群速度与频率有关,所以激光在传播方向上脉冲宽度变长,从而尾流场的相速度减小;同时激光脉冲发生畸变,脉冲尾部变陡.它们导致的结果之一是使发生“捕获”时超热电子的能量大为降低.此外粒子模拟结果还表明,入射激光频谱随时间

* 国家自然科学基金(批准号:10085002)和国家 863 高技术惯性约束聚变主题资助的课题.

向低频方向移动.

2. 粒子模拟结果

我们采用 $2\frac{1}{2}$ 维(2 维坐标 3 维速度)相对论的全电磁粒子模拟程序模拟激光尾流场的产生过程, 电子与离子的碰撞效应可以忽略^[11]. p 极化垂直入射激光强度为 $I_0 = 4.0 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$, 相应的电子在激光场中的横向振动动量为 $p_{\perp 0} = 1.42 m_e c$, c 为光速, 电子的相对论因子 $\gamma_{\perp 0} = 1.89$, 即有效电子质量为 $\gamma_0 m_e$. 波长 $\lambda_0 = 1.06 \mu\text{m}$. 相应的等离子体临界密度 $n_c = 9.93 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. 脉冲时间分布为 Gauss 型, $f(t) = \exp(-(t - 4\tau)^2/2\tau^2)$ 脉冲的时间宽度 $2\tau = 2\pi/\omega_{p0}$, $\omega_{p0} = (4\pi n_0 e^2/m_e)$ 为等离子体频率. 为了减小噪声, 假设等离子体的电子和离子的初始温度分别为 1.0 keV 和 0.34 keV . 模拟的电子和离子数各为 1.5×10^6 , 空间网格数为 1800×128 , 平均每个网格有 7.3 个电子和离子. 计算区域大小为 $100\lambda_0 \times 7\lambda_0$, 激光入射方向 $10\lambda_0 \rightarrow 90\lambda_0$ 处均匀分布有等离子体, 密度为 $n_0 = 0.05 n_c$. $0 \rightarrow 10\lambda_0$ 和 $90\lambda_0 \rightarrow 100\lambda_0$ 为真空. 时间和空间步长分别为 $\Delta t = 0.146\omega_0^{-1}$, $\Delta x = 7.89\lambda_D$, $\Delta y = 7.77\lambda_D$, λ_D 为德拜长度. 电磁场沿激光入射的 x 方向采用吸收边界条件, y 方向采用周期边界条件.

激光在均匀等离子体中传播的群速度等于静电波的相速度为 $v_g^{\text{EM}} = v_g = c(1 - \omega_{p0}^{*2}/\omega_0^2)^{1/2}$, 其中 $\omega_{p0}^* = \omega_{p0}/\gamma_{\perp 0}$ 为相对论修正后的电子等离子体频率. 由于在 x 方向电场存在梯度, 虽然初始入射激光电场只有 E_y 分量, 但在有质动力的作用下, 电子和离子将分离, 激发 x 方向的静电场 E_x . 静电场 E_x 的群速度为 0, 相速度等于激光在等离子体中传播的群速度. 在上述参数下, $v_p = v_g^{\text{EM}} = 0.987c$. 图 1 为 $t_1 = 401.5\omega_0^{-1}$ 和 $t_2 = 419.8\omega_0^{-1}$ 时刻, 静电场 E_x 沿激光入射方向的分布. $t < t_1$ 时, E_x 沿 x 方向逐渐增大, 在脉冲尾部达到最大, 这是因为刚激发的静电场还没有足够的时间将能量交给电子, 所以比稍后时刻的要强. 随着时间的推移脉冲尾部 E_x 逐渐增大, 直到 E_x 足够大, 以至于电子在一个周期内运动的距离超过静电波波长, 发生了电子捕获(见下文), 这里 E_x 在 $t = t_2$ 时达到极大, 此后 E_x 又逐渐变小. 电子捕获的一个重要特征是: 静电场的极大值在空间呈

周期性变化^[9]. 当发生第一次“捕获”时, 高能电子破坏了静电场结构, 静电场 E_x 迅速下降, 电子能量由于各种耗散机理也缓慢地减小, 此后静电场又重新建立, 电子再次得到加速, 发生第二次电子捕获. 图 2 中给出了激光脉冲后沿 E_x 的振幅随时间的变化. 由于计算时间的原因, 计算参数为等离子体密度 $n_0 = 0.1 n_c$, 其他不变. 可以看到 3 次电子捕获分别发生在 $\omega_0 t_1 = 273$, $\omega_0 t_2 = 460$, $\omega_0 t_3 = 672$. 从图 1 中可以计算得到 $t_1 \rightarrow t_2$ 时刻静电波的平均相速度为 $0.940c$. 远小于理论值 $0.987c$.

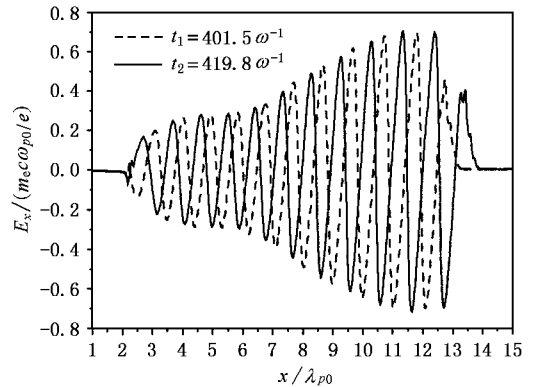


图 1 电子捕获前后静电场沿 x 方向的分布

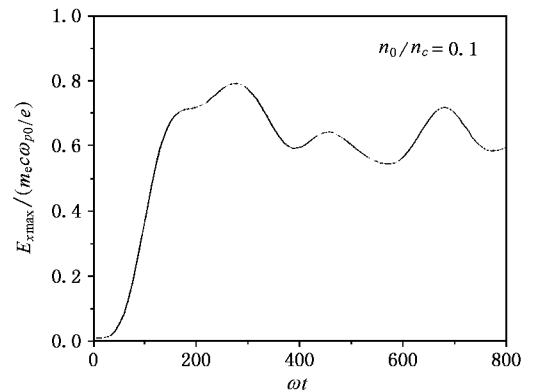
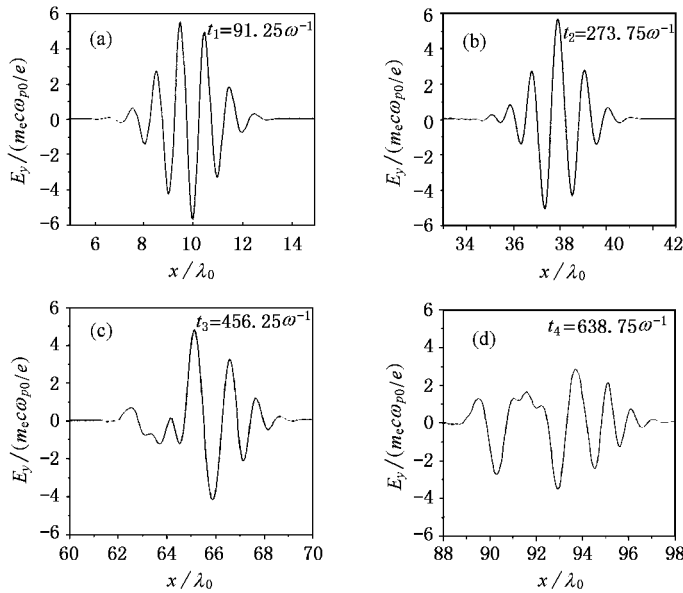


图 2 静电场的极大值随时间的变化

导致静电场 E_x 相速度减小的原因有两个: (1) 激光电场 E_y 在传播方向被拉长. 图 3 为四个时刻电磁波 E_y 沿 x 方向的分布, 横坐标 x 以入射波长 λ_0 为单位, 纵坐标 E_y 以 $m_e c \omega_{p0} / e$ 为单位. 其中 t_1 为脉冲刚射入等离子体时, t_4 时刻为脉冲透射出等离子体的时刻. 可以看到 E_y 在传播方向脉冲被拉宽, 到 t_4 时刻脉冲宽度约为 t_1 时刻的 1.4 倍. 脉冲前部的上升沿波形变化不明显, 但振幅明显减小, 且各个峰

图3 各时刻电磁场 E_y 沿 x 方向的分布

之间的距离逐渐增宽, t_1 时刻为 $\Delta x = 1.0\lambda_0$, 到 t_4 时刻为 $\Delta x = 1.4\lambda_0$. 电磁波 E_y 的波前的传播速度基本不变, 从 $t_1 \rightarrow t_4$ 模拟得到的速度分别为 $0.992c$, $1.00c$, $0.995c$, $0.998c$. (2) 电场 E_y 畸变, 尾部变陡. 由于从脉冲的中部开始激发起静电场和电荷密度扰动, 脉冲的尾部将经历比脉冲头部在均匀等离子体中更大的扰动, 在脉冲尾部激光将更大能量传递给电子, 所以脉冲后沿能量下降得更快, 使得后沿变陡, 这样激发的静电场 E_x 的时刻移向脉冲的中后部, 也是使静电场的相速度减小的原因之一.

为了分析脉冲拉伸和畸变的原因, 本文对散射激光作频谱分析, 结果如图4所示. 可以清楚看到激光在稀薄等离子体中传播时发生了“前向 Raman 散射”. 横坐标为波矢以 $k_p = \omega_{p0}/c$ 为单位, 图4中随着时间的推移, 频谱有2个主要特征: (1) 散射波频率向低频方向移动, 至 $t \approx 638\omega^{-1}$ 时, 移动了约 $0.34\omega_0$, 这与产生的静电场有关^[3]. (2) 单一的峰分为若干个峰, 各个峰之间相距 $1-2\omega_{p0}$. 在一般的 Raman 散射中, 散射波各个波矢之间相差 ω_{p0}/c , 这里得到的频谱变宽, 主要有3方面原因: (a) 后向 Raman 散射由于静电场的活矢较长, 电子的 Landau 阻尼使散射的光波一般只出现一个峰值, 为下移的 Stocks 波. 而前向 Raman 散射可以出现多个峰值, 且由于动量守恒的原因, 必定同时出现 Stocks 和 anti-Stocks 波, 它们之间相差 $2\omega_{p0}$, 而 l 次的上移或下移

波与 $l+1$ 次的相距 ω_{p0} , 实际上它们融合在一起, 波矢就可以相差 $1-2\omega_{p0}$. (b) 由于 Raman 散射可以发生在不同的密度、温度, 激发的静电波有一定的线宽, 实验结果^[10]已经证实了这一点. 这里给出激发的静电波的频谱如图5所示, 静电波频谱线宽随时间增长, $t = 638.75\omega^{-1}$ 时刻, 宽度已达到 $0.5k_p$, 且分裂成2个峰. (c) 在相对论情况下, 非线性相互作用使得静电场的波矢与入射激光强度有关. 入射激光为圆极化时, 当 $\lambda_{\perp 0} \rightarrow \infty$ 时, $k_{\text{EPW}}^{\text{NL}}/k_p = 4\gamma_{\perp 0}/(2\pi)^{3/2}$, 这里激光强度具有 Gauss 分布, 故静电波频谱要展宽.

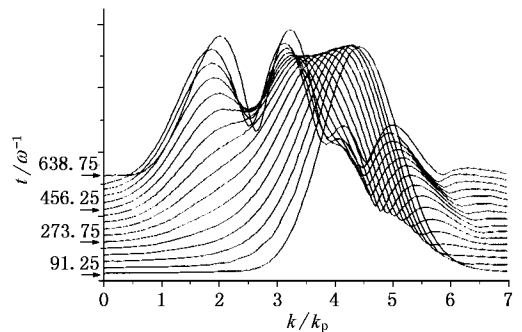


图4 散射激光频谱随时间的变化

静电场相速度变小的直接结果是: 发生电子捕获时电子达到的最大动能变小. 电子在静电场中运动, 由于静电场的相速度接近光速, 所以电子能加速

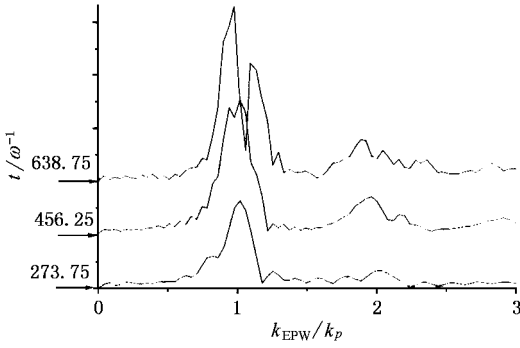


图 5 静电波频谱随时间的变化

到很高的能量, 电子的相空间分布如图 6 所示. 当激光脉冲扫过等离子体, 在脉冲尾部约 $5-6\lambda_{p0}$ 范围内, 本地的电子没有足够的时间加速, 但仍有少数高能电子速度接近光速, 这是前面区域产生的少数高能电子由于速度极高, 超过静电波的相速度, 逃逸至该区域, 得到进一步加速, 直到发生电子捕获, 静电场的幅值和电子的动能均达到最大, 此后由于超热电子破坏了静电场的结构, 使得静电场幅值迅速下降, 电子由于各种阻尼机制将能量交给其他电子和离子, 动能也逐渐下降, 但下降得很缓慢, 到电子动能降到一定程度, 静电场重新建立, 静电场的极大值呈周期结构(见图 2).

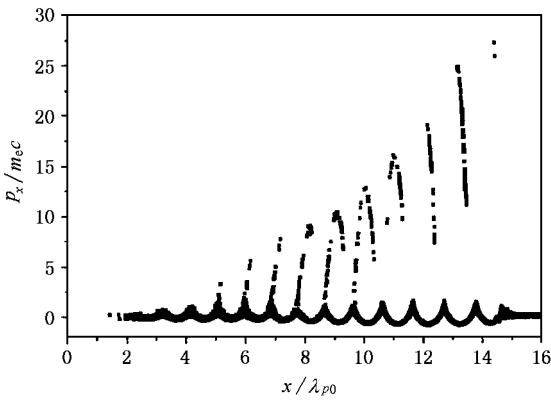


图 6 电子相空间分布

3. 电子捕获的理论模型

发生电子捕获的静电场的临界值由下述条件确定: 电子在一个等离子体周期内的振动长度不超过等离子体波长, 即

$$x_L k_p \approx 1, \quad (1)$$

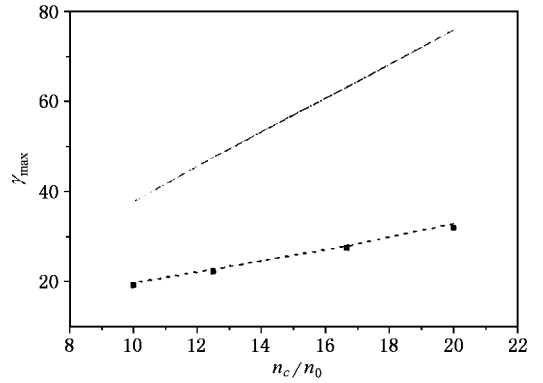


图 7 电子最大动能与等离子体的关系

其中 x_L 为一个等离子体周期内电子运动的距离. 假设电子只受到电场的作用, 可得 $x_L = eE_L/m_e \gamma_{\perp 0} \omega_p^2$. 其中 E_L 为静电场振幅, ω_p 为静电场频率, 近似等于 ω_{p0} . 将其代入(1)式得到

$$eE_L^{cr} = \gamma_{\perp 0} m_e c \omega_p. \quad (2)$$

由(2)式和 Gauss 定律得到静电势能为 $e\varphi = \gamma_{\perp 0} m_e c^2$. 将实验室坐标系下的静电能变换到在静电波静止的坐标系下, 得到

$$e\varphi^{wave} = \gamma e\varphi = \gamma \gamma_{\perp 0} m_e c^2, \quad (3)$$

其中 γ 为静电波的相速度 v_p 对应的相对论因子. (3)式右端为静电波静止坐标系下电子动能的最大值, 再将(3)式变换到实验室坐标系下:

$$\begin{pmatrix} \gamma & -i\beta\gamma \\ i\beta\gamma & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \gamma\beta\gamma_{\perp 0} m_e c \\ i\gamma\gamma_{\perp 0} m_e c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2\gamma^2\beta\gamma_{\perp 0} m_e c \\ i\gamma^2(1+\beta^2)\gamma_{\perp 0} m_e c \end{pmatrix}, \quad (4)$$

其中 $\beta = v_p/c$. 电子的最大动能为 $W^{max} = \gamma^{max} m_e c^2 = \gamma^2(1+\beta)^2 \gamma_{\perp 0} m_e c^2$, $\beta \approx 1$ 得到

$$\gamma^{max} = 2\gamma^2 \gamma_{\perp 0}. \quad (5)$$

不考虑相对论效应和前向 Raman 散射, $\gamma_{\perp 0} = 1$ 和 $\gamma^2 = (1 - v_p^2/c^2)^{-1/2} = \omega_0^2/\omega_{p0}^2$, 得到 $\gamma^{max} = 2\omega_0^2/\omega_{p0}^2$ [2]. 考虑相对论效应而不考虑前向 Raman 散射, 得到

$$\gamma^{max} = 2\gamma_{\perp 0} \omega_0^2/\omega_{p0}^2. \quad (6)$$

本文计算不同的等离子体密度下 γ^{max} , 结果如图 7 所示. 其中实线为不考虑 Raman 散射时(6)式的结果. 虚线为考虑 Raman 散射时(5)式的结果(5)式中的 γ 从实际模拟得到的静电波相速度而来. 其中的点为实际模拟的电子动能的极大值. 可见当发生“前向 Raman 散射”时, 由于激光脉冲的展宽和畸变, 静电波的相速度减小(见图 2), 从而发生捕获时电子的动能减小.

4. 结 论

脉冲宽度接近等离子体波长的强激光在稀薄等离子体中传播时,将激发静电波.静电波的相速度接近光速,所以能有效地加速电子到接近于光速.短脉冲强激光在低密度等离子体中传播,主要发生前向 Raman 散射,激光频率散射成 $\omega_0 \mp n\omega_{p0}$,由于不同频

率的电磁波在均匀等离子体中的传播速度不同,使得散射激光在传播方向上拉宽;同时散射脉冲后沿变陡使得产生密度扰动的位置相对后移,它们共同作用使得产生的静电波相速度减小.从而在发生电子捕获时,使得电子动能的极大值大大变小.此外散射激光频率整体向低频移动也是静电波相速度减小的一个原因.

感谢和曹莉华博士的一些有益的讨论.

- | | |
|--|---|
| [1] Esarey E and Sprangle P 1997 <i>IEEE Transactions on Plasma Science</i> 33 1879 | [7] Mori W B <i>et al</i> 1994 <i>Phys. Rev. Lett.</i> 72 1842 |
| [2] Tajima T and Dawson M 1979 <i>Phys. Rev. Lett.</i> 43 267 | [8] Decker C D <i>et al</i> 1996 <i>Phys. Plasmas</i> 3 1360 |
| [3] Sprangle P, Esarey E and Ting A 1990 <i>Phys. Rev. A</i> 41 4463 | [9] O'Neil T M 1965 <i>Phys. Fluids</i> 8 255 |
| [4] Esarey E, Krall J and Sprangle P 1994 <i>Phys. Rev. Lett.</i> 72 2887 | [10] Phillips D W <i>et al</i> 1982 <i>Phys. Rev. Lett.</i> 49 1405 |
| [5] Estabrook K and kruer W L 1983 <i>Phys. Fluids</i> 26 1892 | [11] Ma Y Y <i>et al</i> 2000 <i>Acta Phys. Sin.</i> 49 1513 [in Chinese] 马燕云等 2000 <i>物理学报</i> 49 1513] |
| [6] Guerin G <i>et al</i> 1995 <i>Phys. Plasmas</i> 2 2807 | |

Forward Raman scattering in the wake-field induced by short-pulse laser^{*}

Xu Han Chang Wen-Wei Zhuo Hong-Bin

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

(Received 25 July 2001 ; revised manuscript received 16 March 2002)

Abstract

We analyse the influence of forward Raman scattering(FRS) on the wake-field induced by ultra-intense short-pulse laser with a 2.5D PIC simulation model. FRS is the major unstable mechanism that draws out the length of scattering pulse , as well as steepens the tail of the laser. Therefore , the wake wave phase velocity decreases obviously and the maximum electron kinetic energy trapped is much less than the conventional theoretic value. Furthermore , the frequency spectrum profile shifts to lower frequency.

Keywords : wake-field , forward Raman scattering , ponderomotive force , electron trap

PACC : 5265 , 5238 , 5235

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