

文章编号: 1001-3806(2010)03-0422-03

激光尾场中被加速电子的动能研究

艾尔肯·扎克尔, 买买提热夏提·买买提, 艾米尔丁·艾米都拉, 沙依甫加马力·达吾来提
(新疆大学 物理科学与技术学院, 乌鲁木齐 830046)

摘要: 为了研究在激光驱动的尾场中被加速电子的动能, 采用粒子模拟方法, 得到了决定电子最大动能的尾场势的最大值和最小值, 讨论了等离子体尾波静电势的最大值和最小值及其与激光脉冲长度和强度之间的关系。结果表明, 捕获电子最大能量与脉冲激光强度成正比, 激光脉冲长度是激光波长的10倍时电子获得的能量最大。

关键词: 非线性光学; 尾场; 等离子体; 超短超强激光脉冲; 激光脉冲长度; 激光脉冲强度; 第1周期; 数值模拟
中图分类号: O539 **文献标识码:** A **doi:** 10.3969/j.issn.1001-3806.2010.03.038

Kinetic energy of accelerated electrons in laser-driven wakefield

ZAKIR Arkin, MAMAT Mamatrishat, AIMIDULA Aimierding, DULAT Sayinjamal
(School of Physics, Xinjiang University, Urumqi 830046, China)

Abstract: In order to study kinetic energy of accelerated electrons in a laser-driven wakefield, maximum and minimum potential of the wakefield that could determine the maximum kinetic energy of the electrons was found by applying the particle in cell method. The peak and valley potential of the plasma wakefield and its relations to laser pulse length and intensity were discussed. It is shown that the maximum energy of a trapped electron is proportional to the intensity of the laser pulse and it reaches maximum value when the laser pulse length equals to nearly ten times of the wavelength.

Key words: nonlinear optics; wakefield; plasma; ultrashort and ultrahigh laser pulse; laser pulse length; laser pulse amplitude; the first cycle; numerical simulation

引言

激光驱动带电粒子的加速替代回旋加速器和直线加速器是有吸引力的, 因为它以更紧凑的小型化设备却又能提供高得多的加速梯度^[1-3]。理论和实验都表明, 当等离子体的密度达到 $n_0 = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 时, 尾波场的强度可以达到 $E \approx 100 \text{ GV/m}$ 。在尾波场中运动的电子, 当其处于电子密度梯度为正值区域(此时静电分离场为负值)且满足一定的速度条件时, 电子也会被尾波场加速^[4-8]。早在1979年, TAJIMA等人就详细分析了利用这种纵向的激光尾波场作为电子加速场的可能性, 并依照当时的激光技术, 提出了利用激光拍频波激发大幅度激光尾波场的方案^[1], 利用尾场来加速电子是设计小型电子加速器的一种重要机制。

在低密度无碰撞等离子体中短强激光脉冲引起长

寿命 Langmuir 波^[9-10](尾场), 并以此尾场来加速注入的电子, 要实现带电粒子的有效加速, 需要很强的相对论激光脉冲, 即归一化振幅 $a_0 = eE_0 / (m_e \omega c) \geq 1$ 。为提供需要加速的电子, 必须用外部预加速电子束或者利用 Langmuir 波破而产生电子的自注入效应。在关于激光尾场加速(laser wakefield acceleration, LWFA)的很多文献中, 都暗示了尾场有周期性结构。可是激光驱动尾场可以不是周期性的, 而对尾场第1个周期中粒子动力学的透彻分析是十分重要的。第1周期可以捕获和加速外来电子束。参考文献[11]中提出了尾场第1周期捕获和加速带电粒子的处理方法。作者在此理论基础上, 进一步讨论等离子体尾波静电势的最大值和最小值及其与激光脉冲长度和激光脉冲强度之间的关系。

1 激光尾场第1周期被加速电子的动能

在经典电动力学框架内, 电荷为 $-e$, 质量为 m_e 的电子在1维空间运动时, 可以用哈密顿量 $H(x, t, p) = \sqrt{m_e^2 c^4 + c^2 p_{\parallel}^2} + [cp_{\perp} - A_{\perp}(x - v_g t)]^2 + \varphi(x - v_g t)$ 来描述它的运动。其中 p_{\parallel} 和 p_{\perp} 是广义动量的纵向分量和横向分量, A_{\perp} 是电磁脉冲的矢势, φ 是尾场的电势,

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10665001); 新疆大学校院联合资助项目(070195)

作者简介: 艾尔肯·扎克尔(1973-), 男, 理学硕士, 讲师, 从事物理教学和强激光等离子体相互作用方面的研究工作。

E-mail: erkinzakir@xju.edu.cn

收稿日期: 2009-03-18; 收到修改稿日期: 2009-05-11

v_g 是激光脉冲的群速度(激光脉冲的群速度与尾场相速度相等), $0 < v_g < c$ 。引入无量纲量 $\beta_{ph} = v_g/c$, $\Phi(X) = e\Phi(X)/(m_e c^2)$, $p_x = p_{//}/(m_e c)$ 和 $a(X) = eA_{\perp}(X)/(m_e c^2)$, 其中 β_{ph} 是激光脉冲的群速度与光速之比, $\Phi(X)$ 是归一化电势, $a(X)$ 是归一化激光电磁场振幅。 $X = x - v_g t$ 在正则变换上将哈密顿函数可写成^[11]:

$$h(X, p_x) \stackrel{\text{def}}{=} \sqrt{1 + p_x^2 + a^2(X)} - \Phi(X) - \beta_{ph} p_x = h_0 \quad (1)$$

电子的初速度由积分常数 h_0 来确定, 在激光脉冲前面 $h_0 = \sqrt{1 + p_x^2} - \beta_{ph} p_x$ 。 $\beta_{ph} < 1$ 时, 方程(1)的解为:

$$p_x = \beta_{ph} (\Phi(X) + h_0) \pm$$

$$\sqrt{[\Phi(X) + h_0]^2 - (1 - \beta_{ph}^2)[1 + a^2(X)]} / (1 - \beta_{ph}^2) \quad (2)$$

符号 + 和 - 分别代表 X 随时间增加和减少, 电子从 X_0 移到 X 需要动能为:

$$\varepsilon = \gamma_{ph}^2 (\Delta \pm \beta_{ph} \{\Delta^2 - \gamma_{ph}^{-2} [1 + a^2(X)]\}^{1/2}) - 1 \quad (3)$$

式中, $\gamma_{ph} = (1 - \beta_{ph}^2)^{-1/2}$, γ_{ph} 是相对论因子, $\Delta = \Phi(X) + h_0$ 。

举例说明: 激光脉冲是已知的圆偏振的高斯脉冲 $a(X) = a_0 \{ \exp[-4 \ln(2) X^2 / l_p^2] - 1/16 \} \theta(l_p - |X|)$, 其中, θ 为 Heaviside 阶梯函数, $\xi \geq 0$ 时 $\theta(\xi) = 1$; $\xi < 0$ 时 $\theta(\xi) = 0$ 。 $a_0 = 2$, 激光脉冲长度 $l_p = 10$, 激光在理想氢等离子体中传播, 并激发尾场。 等离子体密度为 $n_e = n_{cr}/100$, 其中, n_e 是等离子体电子密度, n_{cr} 是等离子体临界密度, $n_{cr} = m_e \omega^2 / 4\pi e^2$, ω 是激光频率, $v_g = 0.995c$, 静电势被认为是泊松方程的解^[12]:

$$\Phi'' = k_p^2 \gamma_{ph}^3 \beta_{ph} \{ (1 + \Phi) [\gamma_{ph}^2 (1 + \Phi)^2 - 1 - a^2(X)]^{-1/2} - (\mu - \Phi) [\gamma_{ph}^2 (\mu - \Phi)^2 - \mu^2 - a^2(X)]^{-1/2} \} \quad (4)$$

式中, 势能对 X 坐标求微分, $k_p = \omega_{pe}/c$, ω_{pe} 是等离子体频率, k_p 是波数, $\mu = m_i/m_e = 1836$ 是离子和电子的质量比。

用(1)式、(2)式和(4)式可以得到静电势、纵向电场和激光脉冲的相图和电子相空间图, 见图1和图2。

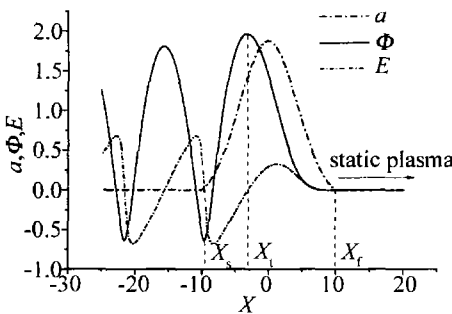


Fig. 1 The wakefield excited by the laser pulse

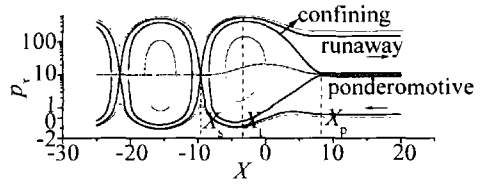


Fig. 2 Phase diagram of electron in the wakefield excited by laser pulse, solid dot corresponds to $p_x = \beta_{ph} \gamma_{ph} [1 + a^2(X)]^{1/2}$

一个电子从奇点 X_s 出发, 需在分界线上顶点 X_l 处获得最大的动能。如果激光脉冲长度比尾场波长的一半还要小 ($l_p < \lambda_{wf}/2$), 那么 X_s 和 X_l 在尾场第1周期中分别与尾场势的局域最小值和最大值一致。 $\Phi(X_s) = \Phi_{min}$, $\Phi(X_l) = \Phi_{max}$, 因此, 分界线上的动能最大值为:

$$\varepsilon_{max} = \gamma_{ph}^2 \{ \Delta \Phi_m + \beta_{ph} [\Delta \Phi_m^2 + 2\gamma_{ph}^{-1} \Delta \Phi_m]^{1/2} \} + \varepsilon_0 \quad (5)$$

式中, $\Delta \Phi_m = \Phi_{max} - \Phi_{min}$, $\varepsilon_0 = \gamma_{ph} - 1$ 。如果 $\gamma_{ph} \gg 1$, $\varepsilon_{max} \approx 2\gamma_{ph}^2 \Delta \Phi_m + \gamma_{ph} - 1$ 。当激光脉冲扫过最大可能数量的电子时, 标度势 Φ 达到最小值 $\Phi_{min} \geq -1 + 1/\gamma_{ph}$ 。最大值由于离子响应的限制, $\Phi_{max} \leq \mu(1 - 1/\gamma_{ph})$ 。(3)式的解中知道了最小值, 就可以知道其最大值。在激光脉冲足够短和强的情形 ($l_p \ll \lambda_{wf}$, $a \gg 1$, λ_{wf} 为尾场的波长), (4)式中给出 $\Phi_{max} = (1 - \gamma_{ph}^{-1})(2\gamma_{ph}\mu + \mu - 1)/(2\gamma_{ph} + \mu - 1)$, 如果激光脉冲处于优化长度上, 在 $a \leq \sqrt{\mu}$ 时, 则有 $\Phi_{max} \approx a^2/2$ ^[5]。

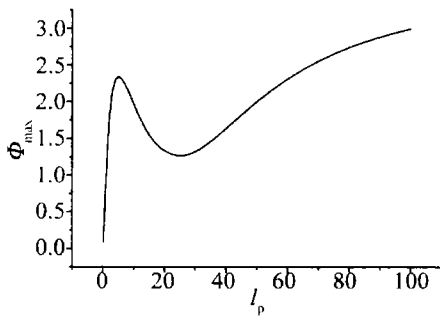
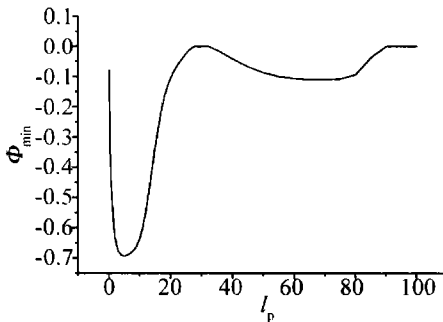
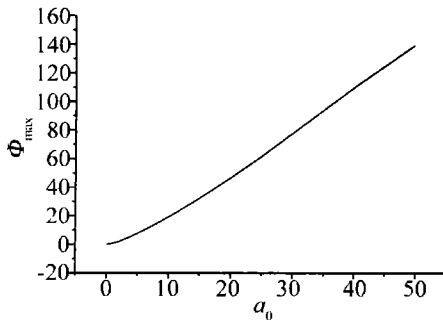
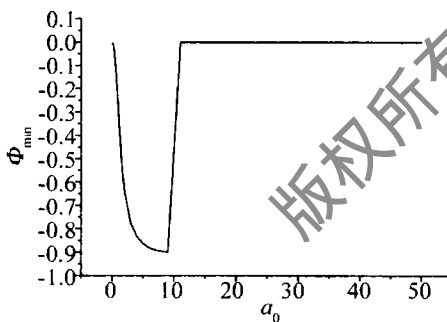
在 (X, p_x) 平面上至少有3种分界线, 即受限制运动分界线、逃逸分界线、有质动力分界线。

(1) 逃逸分界线: 由于激光脉冲有限持续时间, 存在逃逸分界线。见图2中的 $h_0 = 1/\gamma_{ph} - \Phi_{min}$ 段。如果电子束注入到此分界线, 电子越过尾场和脉冲。

(2) 受限制运动分界线: 在激光脉冲后面有受限制运动的分界线, 它包含电子轨道的一个盆地, 电子在此盆地内被尾场势捕获。见图2中的 $h_0 = 1/\gamma_{ph}$ 段, 在此分界线电子和激光脉冲一起运动。在逃逸分界线和受限制分界线之间电子被尾场的第1周期加速。

(3) 有质动力分界线: 在临近激光脉冲前沿有有质动力分界线, 见图2, 有质动力分界线包含一个有质动力加速的区域。由于电子的有质动力加速会被尾场作用抵消, 所以电子能量增益相当小, 但不为0。

作者用自编程序计算了 Φ_{max} 和 Φ_{min} 的一组数值结果并画出了它的相图, 见图3~图6。由图3、图4可知, 激光脉冲长度是激光波长的0倍~5倍时, 电子的 Φ_{max} 与 l_p 成正比, 电子的 Φ_{min} 与 l_p 成反比, 据(4)式电子的总能量增加。在6倍~24倍范围内, 电子的 Φ_{max} 随激光脉冲长度的增加反而减小, 在6倍~28倍范围内, 电子的 Φ_{min} 随激光脉冲长度的增加而变大。在24倍~100倍范围内 Φ_{max} 又缓慢增加, 在6倍~28倍范围内, 电子的 Φ_{min} 超不过0。

Fig. 3 Relation between Φ_{\max} and l_p Fig. 4 Relation between Φ_{\min} and l_p Fig. 5 Relation between Φ_{\max} and a_0 Fig. 6 Relation between Φ_{\min} and a_0

$a_0 = eE_0 / (m_e \omega_p c)$ 是激光脉冲的归一化矢势强度, 由图5、图6可知, 激光强度在0倍~10倍范围内, Φ_{\max} 值变大, 反而 Φ_{\min} 的值变小, 电子获得的最大能量增大。激光强度不小于10时, 激光强度越大, Φ_{\max} 的值也越大, Φ_{\min} 的值一直等于0。

2 结论

分析了激光尾场中被加速电子的最大能量和激光

强度、激光脉冲长度之间的关系, 结果如图3~图6所示。由图3~图6可知, 激光强度越大, 电子获得的最大能量也越大。激光脉冲长度是激光波长的0倍~5倍时, 电子获得的最大能量与激光脉冲长度成正比, 但在6倍~27倍范围内, 电子获得的最大能量随激光脉冲长度的增加反而减小, 在27倍~100倍范围内又缓慢增加, 但似乎很难超过0倍~5倍范围时电子获得的最大能量。为提高加速电子的动能要选择最恰当的激光脉冲长度, 即激光强度越大电子获得的能量越大, 激光长度为10时电子获得的能量最大。

参考文献

- [1] TAJIMA T, DAWSON J M. Laser electron accelerator [J]. Phys Rev Lett, 1979, 43(4): 267-270.
- [2] BULANOV S S, BRANTOV A, BYCHENKOV V, *et al.* Accelerating monoenergetic protons from ultrathin foils by flat-top laser pulses in the directed-coulomb-explosion regime [J]. Phys Rev, 2008, 78(2): 026412/1-026412/6.
- [3] PUKHOV A, KOSTYUKOV I. Control of laser-wakefield acceleration by the plasma-density profile [J]. Phys Rev, 2008, E77(2): 025401/1-025401/4.
- [4] SHENG Z M, MEYERTER V J. Relativistic wave breaking in warm plasmas [J]. Physics of Plasmas, 1997, 4(2): 493-495.
- [5] BULANOV S V, PEGORARO F, PUKHOV A M. *et al.* Transverse wake wave breaking [J]. Phys Rev Lett, 1997, 78(22): 4205-4208.
- [6] MALKA V, FRITZLER S, LEFEBVRE E, *et al.* Electron acceleration by a wake field forced by an intense ultrashort laser pulse [J]. Science, 2002, 298(5598): 1596-1600.
- [7] MODENA A, NAJMUDIN Z, DANGOR A E, *et al.* Electron acceleration from the breaking of relativistic plasma-waves [J]. Nature, 1995, 377(6550): 606-608.
- [8] NAJMUDIN Z, TATARAKIS M, PUKHOV A, *et al.* Measurements of the inverse Faraday effect from relativistic laser interactions with an underdense plasma [J]. Phys Rev Lett, 2001, 87(21): 215004/1-215004/4.
- [9] LIU X L, LIU S Q, YANG X S. Strong Langmuir turbulence excited by laser near critical surface [J]. Laser Technology, 2007, 31(2): 213-216 (in Chinese).
- [10] ZHOU S Y, LIU S Q, TAO X Y. Simulation of density solitons and self-generated magnetic field in laser plasma [J]. Laser Technology, 2007, 31(1): 8-11 (in Chinese).
- [11] ESIRKEPOV T, BULANOV S V, YAMAGIWA M, *et al.* Electron, positron, and photon wakefield acceleration: trapping wake overtaking, and ponderomotive acceleration [J]. Phys Rev Lett, 2006, 96(1): 014803/1-014803/4.
- [12] BULANOV S V, YAMAGIWA M, ESIRKEPOV T, *et al.* Spectral and dynamical features of the electron bunch accelerated by a short-pulse high intensity laser in an underdense plasma [J]. Physics of Plasmas, 2005, 12(7): 073103/1-073103/11.