

文章编号: 1001-3806(2011)06-0854-03

不同激光脉冲驱动的尾场中正电子加速的研究

艾尔肯·扎克尔, 阿不都热苏力·阿不都热西提, 艾米尔丁·艾米都拉
(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正电子的动能, 采用数值模拟方法, 得到了非对称 sine 脉冲、flat-top 脉冲和 Gaussian 脉冲驱动的尾场中被加速的正电子的能量。结果表明, 非对称 sine 脉冲驱动尾场中正电子得到的能量比 flat-top 脉冲和 Gaussian 脉冲驱动尾场中得到的能量高一些。

关键词: 激光物理; 尾场; 超短超强激光脉冲; 正电子

中图分类号: O539 **文献标识码:** A **doi:** 10.3969/j.issn.1001-3806.2011.06.034

Positron acceleration in the wakefield of different laser pulses

ZAKIR Arkin, ABUDOUREXITI Abudouresuli, AIMIDULA Aimierding
(School of Physics, Xinjiang University, Urumqi 830046, China)

Abstract: In order to study the kinetic energy of the accelerated positrons in the wakefield of different laser pulses, by means of numerical simulation, the kinetic energy was obtained in the wakefield of sine, flat-top and Gaussian asymmetric laser pulses. Simulation results show the energy driven by asymmetric sine pulses is higher than those driven by flat-top and Gaussian laser pulses.

Key words: laser physics; wakefield; ultrashort and ultrahigh laser pulse; positron

引言

超短超强激光脉冲在等离子体中传播时, 由于激光和等离子体的耦合, 会产生高能电子束、质子束、离子束以及光子束。这些高能粒子束的研究课题已经引起了人们相当的重视。当激光脉冲传播在低密度等离子体中时, 能激发大振幅的等离子体波。相对论电子依靠此等离子体波与纵电场保持同相位, 并且可以加速很高的能量状态。

DAWSON 和 TAJIMA 在 1979 年首先提出了激光电子加速器的基本概念。其主要思路是用激光脉冲激发出等离子体静电波, 然后再用静电波的纵向电场加速电子。DAWSON 和 TAJIMA^[1] 的原始文章中提出了两种基本的静电波生成方式。一种是尾场加速, 即用一个超短超强激光脉冲穿过稀薄等离子体, 激光的有质动力将推动等离子体运动, 结果在脉冲的后方形形成类似船舶尾流的等离子体尾场, 尾场对射入的电子进行加速。第 2 种方法是所谓拍频加速, 即使用两个频

率差为等离子体频率的激光在等离子体中相互穿过, 两激光的拍频效应驱动出大振幅的静电波。在此之后, 又出现了其它一些变形的激光加速器设计, 其中最重要的是自身调制尾场加速^[2,3], 即使用一系列较长的脉冲穿过等离子体, 在自调制效应作用下, 激光脉冲破裂, 同时激发出大振幅静电波。近年来, 激光尾场实验已经获得了量级在 MeV 的电子束。2002 年, MALKA 等人将脉冲宽度 30fs、能量为 1J 的激光脉冲注入到密度为 10^{19} cm^{-3} 氦气中, 观测到了能量为 200MeV 的高能电子束, 但有 100% 的能散度^[4]。2004 年, MANGLES^[5] (利用大的焦斑尺寸法, 激光能量 $E_0 = 500 \text{ mJ}$, 激光脉冲长度 $\tau = 40 \text{ fs}$, 激光波长 $\lambda = 800 \text{ nm}$, 激光强度 $I = 2.5 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$, 等离子体密度 $n_e = 2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, 电子的能量 $E = 75 (\pm 3) \text{ MeV}$), GEDDES^[6] (利用等离子体通道法, 激光能量 $E_0 = 500 \text{ mJ}$, 激光脉冲长度 $\tau = 55 \text{ fs}$, 激光波长 $\lambda = 800 \text{ nm}$, 激光强度 $I = 1.1 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$, 等离子体密度 $n_e = 4.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, 电子的能量 $E = 86 (\pm 1.8) \text{ MeV}$), FAURE^[7] (利用大的焦斑尺寸法, 激光能量 $E_0 = 1 \text{ J}$, 激光脉冲长度 $\tau = 33 \text{ fs}$, 激光波长 $\lambda = 820 \text{ nm}$, 激光强度 $I = 3.2 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$, 等离子体密度 $n_e = (6 \sim 7.5) \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, 电子的能量 $E = 170 (\pm 20) \text{ MeV}$) 等人的激光尾场加速实验取得了重大的突破, 研究表明, 激光脉冲经过自聚焦和在尾场第一周

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (10965008); 新疆大学博士毕业生科研启动基金资助项目 (BS090115)

作者简介: 艾尔肯·扎克尔 (1973-), 男, 理学硕士, 讲师, 主要从事强激光等离子体相互作用的研究工作。

E-mail: erkinzakir@xju.edu.cn

收稿日期: 2010-12-09; 收到修改稿日期: 2011-01-27

期中发生了波破(纵向横向都有),并导致了电子的自注入。2006 年,FAURE 研究小组成功地得到了能散度小于 10%、能量为 200MeV 的稳定性较好的高品质电子束^[8]。参考文献[9]~参考文献[11]中讨论了高斯脉冲尾场的一些能量分析。本文中用数值模拟方法来讨论不同激光脉冲驱动的尾场中被加速正电子的动能及密度。

1 理论与数值模拟结果

振幅为 $a(\xi) = eA_{\perp}(\xi)/(m_e c^2)$ 的圆偏振激光脉冲在等离子体中沿 x 方向传播,在激光脉冲后面驱动 $\phi(\xi) = e\varphi(\xi)/(m_e c^2)$ 的尾场,激光脉冲的群速度与尾场相速度相等,其中 $\xi = x - v_g t$ 。可以知道^[9]:

$$h(\xi, p_x) = \sqrt{1 + p_x^2 + a^2(\xi)} + \phi(\xi) - \beta_{ph} p_x = h_0 \quad (1)$$

式中, h_0 是积分常数。正电子的动量是:

$$p_x = \gamma_{ph}^2 \{ \beta_{ph} [h_0 - \phi(\xi)] \pm \sqrt{[h_0 - \phi(\xi)]^2 - \gamma_{ph}^{-2} [1 + a^2(\xi)]} \} \quad (2)$$

$\beta_{ph} < 1$ 时^[10],

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

正电子的动能^[10]:

$$\varepsilon = \gamma_{ph}^2 \{ [\phi(\xi) + h_0] \pm \beta_{ph} \{ [\phi(\xi) + h_0]^2 - \gamma_{ph}^{-2} [1 + a^2(\xi)] \}^{1/2} \} - 1 \quad (4)$$

式中, β_{ph} 是激光脉冲的群速度与光速之比, $\beta_{ph} = v_g/c$, γ_{ph} 是相对论因子, $\gamma_{ph} = (1 - \beta_{ph}^2)^{-1/2}$ 。

为了举例比较正电子的动能,选取了激光强度、激光长度等激光参量一样的 3 种不同形状的非对称激光脉冲。这 3 种激光脉冲在低密度的等离子体中都激发尾场,此尾场势的表达式为(3)式。为了计算方便,激光脉冲是已知的圆偏振非对称激光脉冲,这 3 种激光脉冲的表达式如下。

(1) sine 激光脉冲

$$a(\xi) = a_0 \sin[(1 + \xi/l_p)\pi/2] \times \theta(\xi + l_p), (\xi < 0) \quad (5)$$

$$a(\xi) = a_0 \sin[(1 - \xi/l_p)\pi/2] \times \theta(r_p - \xi), (\xi \geq 0) \quad (6)$$

(2) flat-top 激光脉冲

$$a(\xi) = a_0 \{ \exp[-4\ln(2)\xi^4/l_p^4] - 1/16 \} \theta(\xi + l_p), (\xi < 0) \quad (7)$$

$$a(\xi) = a_0 \{ \exp[-4\ln(2)\xi^4/r_p^4] - 1/16 \} \theta(r_p - \xi), (\xi \geq 0) \quad (8)$$

(3) Gaussian 激光脉冲

$$a(\xi) = a_0 \{ \exp[-4\ln(2)\xi^2/l_p^2] -$$

$$1/16 \} \theta(\xi + l_p), (\xi < 0) \quad (9)$$

$$a(\xi) = a_0 \{ \exp[-4\ln(2)\xi^2/r_p^2] - 1/16 \} \theta(r_p - \xi), (\xi \geq 0) \quad (10)$$

式中, θ 为 Heaviside 阶梯函数($\xi \geq 0$ 时 $\theta(\xi) = 1$, $\xi < 0$ 时 $\theta(\xi) = 0$), $a_0 = 2$, 等离子体密度为 $n_e = 0.01n_{cr}$ (n_{cr} 是等离子体临界密度), 激光脉冲宽度 $L = l_p + r_p$ (r_p 是脉冲上升长度, l_p 是脉冲下降长度), 描述尾场的 ϕ 由(3)式表示。图 1 是 3 种脉冲($n_e = 0.01n_{cr}$, $a_0 = 2$, $l_p = 15$, $r_p = 5$) 的形状, 分别是 sine 脉冲(实线), flat-top 脉冲(虚线)和 Gaussian 脉冲(点线)。由图 1 可知, 在 $\xi \approx -0.0188$ 时, 这 3 种脉冲都达到峰值, 分别为 1.875, 1.875, 2.00。flat-top 脉冲和 Gaussian 脉冲的脉冲峰值几乎一样, sine 脉冲的脉冲宽度几乎一样, sine 脉冲的峰值比其它两种脉冲的峰值大一些。

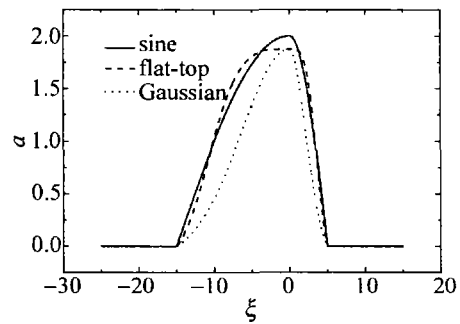


Fig. 1 Three asymmetric laser pulses

图 2 和图 3 是 3 种非对称激光脉冲驱动的尾场中正电子获得的动能和激光脉冲长度之间的关系。数值模拟结果表明:非对称 sine 脉冲的加速效果最好,非

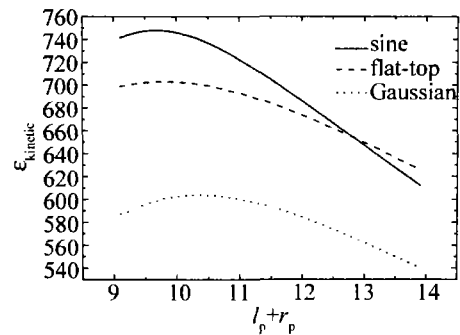


Fig. 2 Relationship between laser pulse length $L = l_p + r_p$ and net kinetic energy

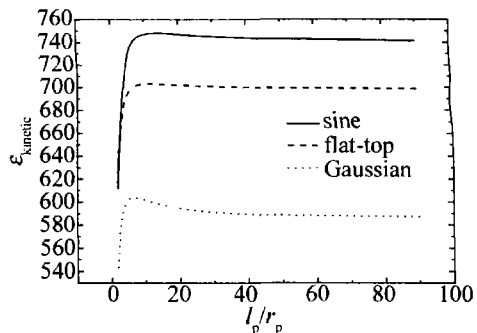


Fig. 3 Relationship between ratio of falling length l_p to rising length r_p and net kinetic energy

对称 flat-top 脉冲的效果比非对称 Gaussian 脉冲好。这个结果可以这样解释:sine 脉冲和 flat-top 脉冲的前沿比 Gaussian 脉冲更陡,它们具有更强的有质动力,能够有效地产生更强的尾场。获得最大的加速动能跟脉冲的长度 L 和脉冲上升与下降部分的比例有着紧密的关系。图 2 和图 3 显示, $L \approx 10$ 是 3 种不同非对称脉冲的最优脉冲长度,此时正电子获得的能量都达到最大值,分别为 748.08321, 703.21278, 603.76434。理论计算表明,对典型的对称激光脉冲(比如 Gaussian 形),尾场振幅在激光脉宽 $L \approx \lambda_p/2$ (对应 $n_e = 0.01n_{cr}$, $\lambda_p = 10\lambda_1$ 或者 $l_p = r_p = 5$) 时最大。结果表明,这种理论对非对称脉冲近似同样有效。除了激光脉冲的强度和脉冲宽度,另一个影响激光与等离子体相互作用的重要因素是等离子体背景密度。图 4 和图 5 分别是离子密度 n_i 和等电子体密度 n_e 与 ξ 的关系。在 $\xi \approx -5$ 位置,3 种脉冲的离子密度都达到最大值,分别为 1.0016, 1.00162, 1.00147; 在 $\xi \approx -12.4$ 位置,3 种脉冲的等电子体密度都达到最大值,分别为 4.40436, 4.40761, 6.39162, 而 3 种脉冲的离子密度都达到最小值,即 0.9996。

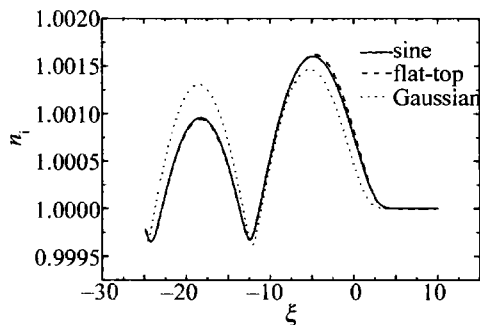


Fig. 4 Ion density

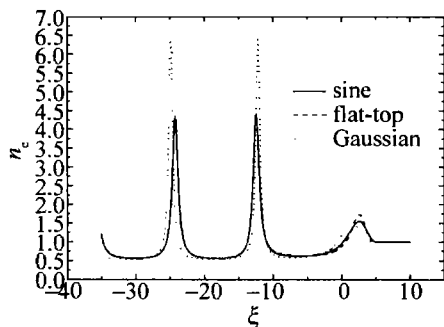


Fig. 5 Positron density

2 结论

在同样的激光参量下(即激光强度、激光脉冲宽度、等离子体密度)研究了 3 种非对称激光脉冲激发的尾场被加速的正电子的相关问题。通过数值计算可知:(1)3 种激光脉冲能够有效地支配正电子的动能相空间,正电子能够被尾场俘获并加速到很高的速度;(2)sine 脉冲的加速效果比 flat-top 和 Gaussian 脉冲加速效率高;(3)sine 和 flat-top 激光尾场的离子密度和等电子体密度几乎相同。

参考文献

- [1] TAJIMA T, DAWSON J M. Laser electron accelerator[J]. Physical Review Letters, 1979, 43(4):267-270.
- [2] NAKAJIMA K, FISHER D, KAWAKUBO T, et al. Observation of ultrahigh gradient electron acceleration by a self-modulated intense short laser pulse[J]. Physical Review Letters, 1995, 74(2):4428-4431.
- [3] MODENA A, NAJMUDIN Z, DANGOR A, et al. Electron acceleration from the breaking of relativistic plasma waves[J]. Nature, 1995, 377(6550):606-608.
- [4] 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.
- [5] MANGLES S P D, MURPHY C D, NAJMUDIN Z, et al. Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser-plasma interactions[J]. Nature, 2004, 431(7008):535-538.
- [6] GEDDES C G R, TOTH C S, van TILBORG J, et al. High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding[J]. Nature, 2004, 431(7008):538-541.
- [7] FAURE J, GLINEC Y, PUKHOV A, et al. A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams[J]. Nature, 2004, 431(7008):541-544.
- [8] FAURE J, RECHATIN C, NORLIN A, et al. Controlled injection and acceleration of electrons in plasma wakefields by colliding laser pulses[J]. Nature, 2006, 444(7120):737-739.
- [9] ESIRKEPOV T, BULANOV S V, YAMAGIWA M, et al. Electron, positron, and photon wakefield acceleration: trapping wake overtaking, and pondermotive acceleration[J]. Physical Review Letters, 2006, 96(1):014803/1-014803/4.
- [10] 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.
- [11] ZAKIR A, MAMAT M, AIMIDULA A, et al. Kinetic energy of accelerated electron in the laser-driven wakefield[J]. Laser Technology, 2010, 34(3):422-424 (in Chinese).

(上接第 840 页)

- ter: a description[J]. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, 2002, 19(5):602-617.
- [6] BARTHAZY E, GÖKE S, SCHEFOLD R, et al. An optical array instrument for shape and fall velocity measurements of hydrometeors[J]. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, 2004, 21(9):1400-1416.
 - [7] SHENG P X, MAO J T, LI J G, et al. Atmospheric physics[M].

Beijing: Peking University Press, 2003:415-419 (in Chinese).

- [8] PRUPPACHER H R, KLETT J D. Microphysics of clouds and precipitation[M]. Boston, USA: Kluwer Academic Publishers, 1997:100.
- [9] LIANG Q T. Physical optics[M]. Beijing: China Machine Press, 1980:101 (in Chinese).
- [10] JI J R. Advanced optics course[M]. Beijing: Science Press, 2007: 167 (in Chinese).