

超短超强激光导引及对电子加速的影响*

王广辉¹⁾ 王晓方^{1)†} 董克攻¹⁾²⁾

1) (中国科学技术大学近代物理系, 合肥 230026)

2) (中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

(2011年12月5日收到; 2012年2月11日收到修改稿)

使用粒子模拟程序对 30 fs 超短超强激光在均匀与抛物型两种密度分布等离子体中的传输, 以及在稳定传输状态下尾场的电子注入与加速形成的电子能谱进行了模拟与分析. 固定入射激光束斑尺寸, 在 $(0.4-2) \times 10^{19}/\text{cm}^3$ 等离子体密度范围, 对比分析了归一化峰值强度从 1—6 范围的激光脉冲在上述两种密度分布等离子体中传输时激光束斑尺寸的演化, 结果表明抛物型分布的等离子体密度通道能够对超短超强脉冲实现良好的导引, 有利于高能电子加速. 对于较高密度情况, 即使在均匀等离子体中依靠相对论自聚焦等机制也可以实现良好的自导引传输, 有利于实验简化以及产生更大电量的加速电子.

关键词: 激光传输, 电子加速, 粒子模拟

PACS: 52.38.Hb, 52.38.Kd, 41.75.Jv, 52.65.Rr

1 引言

超短超强激光在等离子体中传输的导引, 一直是激光尾波场加速电子实验中的关键问题. 这是因为激光尾波场加速电子受三个特征长度的影响, 即激光的自然散焦长度、激光脉冲的抽运损耗长度以及加速电子的失相长度. 在一般情况下, 制约加速长度的主要因素是自然散焦长度 $L_{\text{vd}} = \pi Z_{\text{R}} = \pi^2 r_s^2 / \lambda_0$, 式中 Z_{R} 为瑞利长度, r_s 为高斯分布激光束的束腰半径, λ_0 为激光波长. 虽然可以通过增大 r_s 来延长自然散焦长度, 但是在保持激光强度的前提下, 这也意味着需要更大的激光功率, 从而要求更高的建造成本. 为此, 需要考虑其他途径来增加高强度激光的传输长度. 常用的途径有两种, 一种是利用激光与等离子体相互作用本身的自聚焦^[1,2], 另一种是提供一个预等离子体通道来对激光脉冲实行导引^[3,4].

当激光强度达到相对论量级时, 相对论因子对折射率修正, 可对激光产生明显的汇聚作用, 即相对论自聚焦. 理论分析实现该机制要求激

光脉冲有一个阈值功率^[2] $P_c = 17.4(\omega_0/\omega_p)^2$. 设入射激光功率为 P , 归一化峰值强度为 a_0 , 那么 $P/P_c = k_p^2 a_0^2 r_s^2 / 32$, 其中 k_p 为等离子体波数. 对于强激光脉冲, 为了产生明显的相对论自聚焦, P/P_c 须大于 1^[5].

当激光的强度足够大且激光脉宽足够短时, 其有质动力可以把激光传播轴上的电子完全排空, 在激光脉冲尾部形成一个只有离子构成的空泡 (bubble)^[6] 结构的尾波场以接近光速向前传播, 这种激光尾波场被称为空泡模式. Lu 等^[7] 利用三维表象理论结合粒子模拟 (PIC) 对空泡模式给出了一系列匹配条件及定标率. 这种空泡模式的尾波场结构十分稳定, 且内部具有很强的加速电场, 不仅有利于单能电子的产生, 还有利于激光脉冲本身在等离子体中的稳定传输.

采用等离子体波导来对超短脉冲进行导引也是广泛采用的一种方法, 例如放电毛细管^[8-10], 流体力学膨胀通道^[11,12] 等. 假定等离子体密度通道的横向分布满足如下形式^[10]:

$$n_e(r) = n_e(0) + \Delta n_e \frac{r^2}{r_s^2}, \quad (1)$$

* 国家自然科学基金 - 中国工程物理研究院联合基金 (批准号: 10876039) 和国家自然科学基金 (批准号: 11075160) 资助的课题.

† E-mail: wangl@ustc.edu.cn

其中 $n_e(0)$ 为轴向或通道中心处的等离子体密度, Δn_e 为等离子体通道深度. 理论指出, 当通道深度 $\Delta n_e = 1/(\pi r_e r_s^2)$ 时, $r_e = e^2/(4\pi\epsilon_0 m_e c^2)$ 为电子经典半径, 即当激光束斑大小与通道深度达到匹配时, 可以有效抑制激光脉冲的自然散焦过程 [5].

比较这两种导引方式, 利用自聚焦导引只依赖于激光脉冲自身与等离子体的相互作用, 实验相对简单, 但伴随激光脉冲演化与自调制不稳定性等非线性过程 [13,14]. 利用外加等离子体波导的导引作用, 能够弥补短脉冲 ($c\tau < \lambda_p$) 自聚焦作用不足, 以及在激光脉冲传播过程中对不稳定性起到很好的抑制效果 [3,15]. 但是当前使用的等离子体波导还很难实现理论上的理想匹配, 而且增加实验复杂性如受到重复次数少、控制精度要求高等限制 [8,10,11].

在实现了激光脉冲的有效导引后, 需要考虑的是加速电子的注入与能谱产生. 在尾波场达到一定强度时, 可以实现电子的自注入. 而能谱不仅与加速过程有关, 与应用也相关. 应用目标主要在两个方面: 一是加速获得更高能量的准单能电子束; 另一个是针对硬 X 射线或 γ 射线源的产生 [16,17], 在相对较低能量下, 提高加速电子束的电量.

本文利用 Vorpil PIC 程序 [18] 对均匀分布以及径向抛物型两种密度分布等离子体在不同的密度和激光强度条件下进行了 2D(xy)3V 的 PIC 模拟和分析. 研究了两种密度分布等离子体中激光束斑尺寸的演化, 以及尾波场中电子的注入和能谱. 所得结果将有助于超短激光脉冲的传输和激光尾波场加速电子实验的参数优化, 以及导引方式的选择.

2 模拟条件和激光等离子体参数

本文使用一个 z 方向偏振的高斯脉冲, 脉冲的强度表达式为

$$I = I_0 \exp \left[-\frac{2r^2}{r_s^2} - \frac{(t - t_0)^2}{\tau_L^2} \right], \quad (2)$$

其中 r_s 为激光束斑半径, t_0 为激光脉冲中心, $\tau_{\text{FWHM}} = 2\sqrt{\ln 2} \tau_L$.

为了达到足够高的激光强度, 通常将激光束聚焦到非常小的束斑. 本文采用入射激光束斑的束腰半径 $r_s = 9 \mu\text{m}$, 激光的脉冲宽度 $\tau_{\text{FWHM}} = 30 \text{ fs}$ 的典型激光参数 [19]. 如图 1 所示, 考虑到实验中在激光入射端的等离子体具有一定密度梯度, 在等离子体中设置了 $L = 288 \mu\text{m}$ 的密度上升沿, 激光脉冲的束腰位置设置在上升沿顶端位置.

目前大多数激光尾波场加速电子实验采用的等离子体密度在 10^{18} — $10^{19}/\text{cm}^3$ 范围 [3,19–21]. 本文在模拟中采用了三个等离子体密度, $4.35 \times 10^{18}/\text{cm}^3$, $7.73 \times 10^{18}/\text{cm}^3$, $1.74 \times 10^{19}/\text{cm}^3$, 它们分别对应的等离子体波长 λ_p 为 16, 12 和 $8 \mu\text{m}$. 等离子体波导采用 (1) 式给出的抛物型匹配结构, 取 $n_e(0) = n_e$. 对上述三种密度的等离子体在均匀和抛物型导引两种情况下, 逐步提高激光强度, 采用归一化强度 $a_0 = 1, 2, 4, 6$ 的激光脉冲分别进行模拟. 模拟使用窗口大小 $L_x = 96 \mu\text{m}$, $L_y = 80 \mu\text{m}$, 空间步长 $dx = 0.04 \mu\text{m}$, $dy = 0.12 \mu\text{m}$.

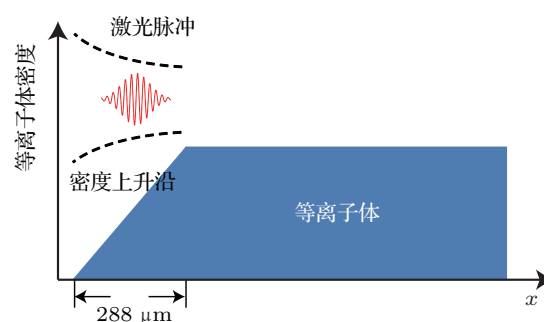


图 1 等离子体区域轴向密度分布及激光入射示意图

3 模拟结果与分析

3.1 激光脉冲在两种密度分布等离子体中的传输

由激光功率和峰值强度关系 $I_0 = 2P/\pi r_s^2$ 可知, 有限的激光功率条件下, 采用较小的束斑能够达到更大的峰值激光功率密度. 但是较小束斑对应更短的瑞利长度, 例如对于激光束腰半径 $9 \mu\text{m}$, 此时瑞利长度 ($Z_R = \pi r_s^2/\lambda_0$) 只有 $318 \mu\text{m}$, 这对于尾波场加速电子的加速长度是远远不够的. 但通过本文模拟显示, 由于相对论自聚焦、空泡机制, 或者外加的抛物型密度, 都能导引激光脉冲, 使它在等离子体中保持高强度传输数倍于瑞利长度.

图 2 给出了均匀与抛物两种等离子体密度分布下, 等离子体波长 λ_p 等于 16, 12 和 $8 \mu\text{m}$ 三种密度情况的激光脉冲传输的束斑大小的演化图像.

图 2(a), (c), (e) 显示出, 对于同一等离子体密度情况下, 随着 a_0 的增大, 激光束斑的发散变得越来越平缓. 且对同一 a_0 时, 激光束斑的变化随着等离子体密度的增大而变得平缓. 随着激光强度和等离子体密度的提高, 激光与等离子体的相互作用变得

更加剧烈,其导致的自聚焦作用变得更强. 根据比值 P/P_c 知道,相对论自聚焦作用的效果是随着 a_0 的增大而递增,随着 λ_p 的增大而递减. 采用较强的激光强度和较高的等离子体密度有利于激光脉冲的自导引.

从图 2(a) 中可以看出,在 $\lambda_p = 8 \mu\text{m}$, $a_0 = 4, 6$ 时,激光脉冲通过自身与等离子体的相互作用,特别是相对论自聚焦与空泡激发(参见下

节讨论),可以在较长距离内实现稳定的传输. 在 $\lambda_p = 8 \mu\text{m}$, $a_0 = 4$ 时,对应的激光功率为 43 TW, 比值 $P/P_c = 25$, 远超过相对论自聚焦功率阈值,激光脉冲的束斑大小在 3 mm 内维持稳定,而在 $\lambda_p = 8 \mu\text{m}$, $a_0 = 6$ 时,对应的激光功率为 97 TW, 激光脉冲的束斑大小维持稳定超过 6 mm,束斑的稳定性甚至好于图 2(b) 抛物密度分布的结果.

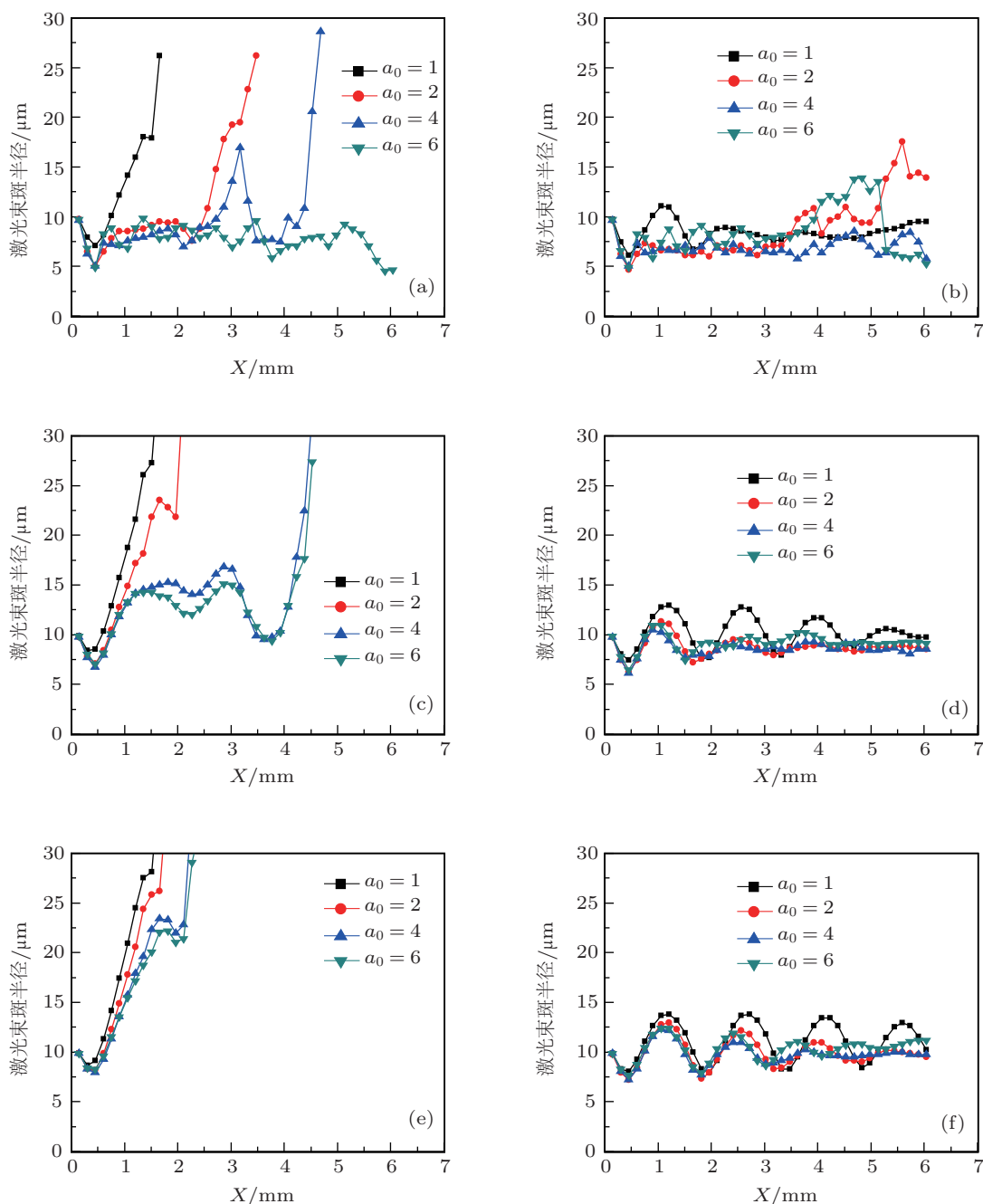


图 2 激光束斑大小随传输距离的演化 (a),(c),(e) 分别对应 $\lambda_p = 8, 12, 16 \mu\text{m}$ 均匀等离子体; (b), (d), (f) 分别对应 $\lambda_p = 8, 12, 16 \mu\text{m}$ 径向抛物型密度等离子体

比较图 2(b), (d), (f) 抛物密度分布与图 2(a), (c), (e) 均匀密度分布的结果发现, 不管在何种等离子体密度和激光强度条件下, 在满足匹配条件的抛物型密度通道等离子体中, 激光脉冲都能实现良好的导引, 激光束斑大小稳定在较小范围内. 特别是对于低密度等离子体情况, 激光脉冲在均匀等离子体中会出现明显的散焦; 而抛物型密度通道等离子体形成的等离子体波导, 使得激光脉冲依然实现稳定的传输. 因此, 等离子体波导对激光脉冲在低密度等离子体中的传输具有重要作用. Ibbotson 等 [22] 在低密度等离子体通道的研究中, 利用 3D PIC 模拟也观察到使用抛物型密度通道能够有效地弥补相对论自聚焦作用的不足, 保证激光脉冲在低密度等离子体中的稳定传输.

除了激光束斑, 激光脉冲峰值强度随传播距离的变化是另一个描述激光脉冲传输的特征参量. 对应图 2(a), (b), (d), (f), 图 3 给出了入射激光 $a_0 = 4$ 条件下等离子体中归一化峰值强度 a_0 的变化. 在 $\lambda_p = 8 \mu\text{m}$ 时, 由于过高的抽运损耗, 激光脉冲的峰值强度发生了快速的衰减, 到了 4 mm 时, 激光脉冲的 a_0 已经减小到了 2 以下. 而对于 $\lambda_p = 12, 16 \mu\text{m}$ 时, 激光脉冲与等离子体的能量耦合相对较弱, 激光脉冲的 a_0 能够保持大于 3.5, 传播超过 6 mm 甚至更长的距离. 由此知道, 在 $\lambda_p = 8 \mu\text{m}$ 时, 该激光的传输距离主要受到抽运损耗的影响.

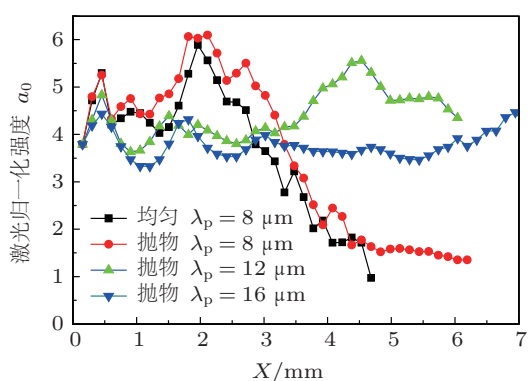


图 3 激光脉冲的归一化强度 a_0 随传输距离的演化

3.2 激光尾波场中加速电子的产生

针对前面的激光传输研究, 本节对其中实现稳定传输的代表性算例的电子注入和加速后产生的能谱进行了分析, 即针对图 2(a), (b), (d), (f) 中的 $a_0 = 4$ 的情况, 研究了电子注入和能谱.

针对这四种情况, 模拟发现激光脉冲在等离子

体中都激发出了稳定空泡结构的尾波场, 并随着空泡的传播, 在适当的位置, 都发生了电子的注入. 各自注入位置总结在表 1 中. 结果表明, 发生注入的位置随着等离子体密度的降低而延后. 这一结果表明, 对于低密度等离子体中电子加速, 激光脉冲的导引十分重要. 本文结果和文献 [22] 的结果都表明, 使用抛物型密度分布的等离子体波导可确保较低功率的激光脉冲在等离子体中稳定传输一定距离后实现电子自注入.

表 1 等离子体密度分布与发生的注入位置

等离子体密度/cm ⁻³	发生注入位置/mm
1.74×10^{19} (均匀)	1.81
1.74×10^{19} (抛物)	1.66
7.73×10^{18} (抛物)	3.62
4.35×10^{18} (抛物)	6.19

图 4 给出这四种情况在电子能谱达到稳定状态时的空泡结构 (等离子体密度分布) 和对应的电子能谱. 对比图 4(b), (c), (d) 中的能谱可以看到, 通过外加抛物型密度分布的等离子体波导保证了激光脉冲稳定传输更长距离, 使得电子可以被加速到更高的能量. 这一现象随着等离子体密度降低变得更加明显, 例如加速电子的能量从 $\lambda_p = 8 \mu\text{m}$ 情况下的 200 MeV 一直提高到在 $\lambda_p = 16 \mu\text{m}$ 时的 900 MeV.

选取较低密度的等离子体作为加速介质, 可以延长抽运损耗长度与加速电子的失相长度, 是获得更高能量电子的有效途径. 但是, 随着密度的降低, 被加速电子的数量也大大减少. 比较发现, $\lambda_p = 16 \mu\text{m}$ 时被加速电子 ($\geq 100 \text{ MeV}$) 的数量只有在 $\lambda_p = 8 \mu\text{m}$ 时的 18%. 由此可见, 更低的密度有利于获得更高的加速能量, 而更高的密度有利于更早发生注入和获得更多的加速电子.

从上节知道, 在 $\lambda_p = 8 \mu\text{m}$ 的密度条件下无论是在均匀还是抛物型密度分布的等离子体波导中, 激光脉冲都成功导引了 3 mm 以上. 从图 4(a), (b) 中也能看到这两种情况都形成了稳定的空泡结构, 并在抽运损耗之前发生了自注入. 更细致的比较发现, 在相同传输长度条件下, 抛物密度通道中加速电子的单能性要优于均匀等离子体中的结果. 不过, 实现抛物密度通道增加了实验的复杂性, 且理想匹配的抛物型密度分布在实验中是较难达到的. 另外, 均匀等离子体中的加速电子的数量比抛物型通道中的数量增加了 21%, 在大电量电子束产生方面具有一定优势.

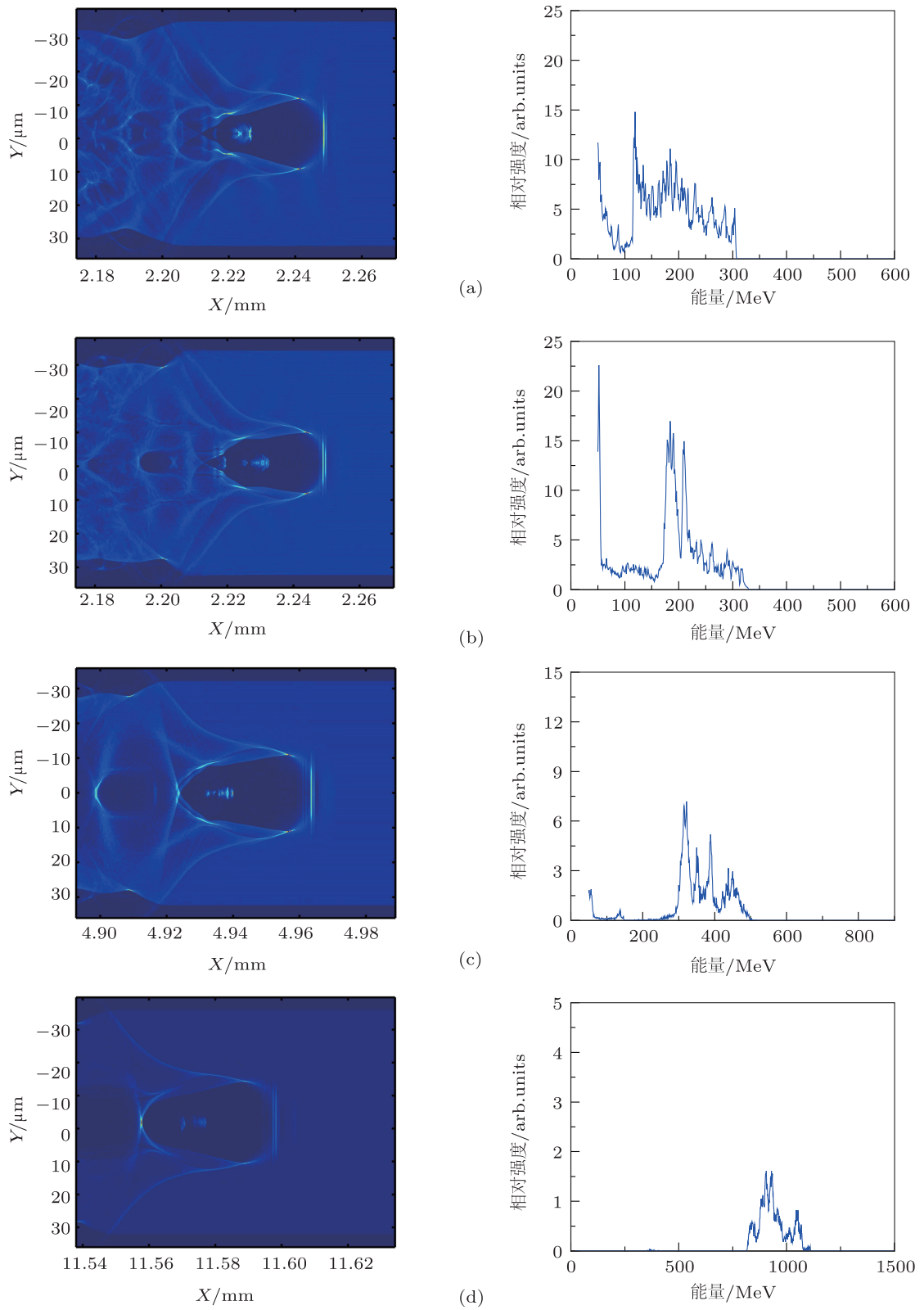


图4 等离子体密度分布与电子能谱 (a), (b) 分别对应 $\lambda_p = 8 \mu\text{m}$ 的均匀与抛物型密度分布中在 2.26 mm 处的电子密度与能谱; (c) 对应 $\lambda_p = 12 \mu\text{m}$ 的抛物型密度分布中在 4.98 mm 处的电子密度与能谱; (d) 对应 $\lambda_p = 16 \mu\text{m}$ 的抛物型密度分布中在 11.62 mm 处的电子密度与能谱

4 结论

本文针对超短超强激光脉冲的导引和电子注入加速,对均匀与径向抛物型两种密度分布等离子体情况进行了系统的模拟和分析,得出在较低密度如 $4.35 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 条件下,依靠径向抛物型密度通道,能够实现良好的激光导引,且能够获得 900 MeV 的准单能电子,有利于高能电子加速.

而在较高密度如 $1.74 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 的均匀等离子体中,激光脉冲仅依靠自聚焦和空泡等作用就能够实现良好的导引. 尽管后者只能将电子加速到 200 MeV 且单能性也受到一定影响,但在该密度下,能够更早地发生注入,并获得更多的加速电子,较有利于大电量电子束产生,对于脉冲 X, γ 射线源发展及应用有一定意义.

感谢Bright-Tech贾宏新博士对使用Vorpal提供的支持.

- [1] Monot P, Auguste T, Gibbon P, Jakober F, Mainfray G 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 2953
- [2] Esarey E, Sprangle P, Krall J, Ting A 1997 *IEEE J. Quant. Electron.* **33** 1879
- [3] Geddes C G R, Toth C, van Tilborg J, Esarey E, Schroeder C B, Bruhwiler D, Nieter C, Cary J, Leemans W P 2004 *Nature* **431** 538
- [4] Tang H, Guo H, Liu M W, Chou Y L, Deng D M 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2170(in Chinese) [唐华, 郭弘, 刘明伟, 仇云利, 邓冬梅 2003 物理学报 **52** 2170]
- [5] Esarey E, Sprangle P 1996 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24** 252
- [6] Pukhov A, Meyer-ter-Vehn J 2002 *Appl. Phys. B* **74** 355
- [7] Lu W, Tzoufras M, Joshi C, Tsung F S, Mori W B, Vieira J, Fonseca R A, Silva L O 2007 *Phys. Rev. S.T. Accel. Beams.* **10** 061301
- [8] Ehrlich Y, Cohen C, Zigler A, Krall J, Sprangle P, Esarey E 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 4186
- [9] Hosokai T, Kando M, Dewa H, Kotaki H, Kondo S, Hasegawa N, Nakajima K, Horioka K 2000 *Opt. Lett.* **25** 10
- [10] Spence D J, Hooker S M 2000 *Phys. Rev. E* **63** 015401
- [11] Milchberg H M, Durfee C G, McIlrath T J 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 2494
- [12] Gaul E W, Le Blanc S P, Rundquist A R, Zgadzaj R, Langhoff H, Downer M C 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 4112
- [13] Thomas A G R, Najmudin Z, Mangles S P D, Murphy C D, Dangor A E, Kamperidis C, Lancaster K L, Mori W B, Norreys P A, Rozmus W, Krushelnick K 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 095004
- [14] Lin H, Zha X J, Li R X, Chen L M, Xu Z Z 2006 *Phys. Plasmas* **13** 103105
- [15] Esarey E, Schroeder C B, Leemans W P 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 1229
- [16] Schlenvoigt H P, Haupt K, Debus A, Budde F, Jackel O, Pfothauer S, Schwoerer H, Rohwer E, Gallacher J G, Brunetti E, Shanks R P, Wiggins S M, Jaroszynski D A 2008 *Nat. Phys.* **4** 130
- [17] Glinec Y, Faure J, Dain L L, Darbon S, Hosokai T, Santos J J, Lefebvre E, Rousseau J P, Burgy F, Mercier B, Malka V 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 025003
- [18] Nieter C, Cary J R 2004 *J. Comput. Phys.* **196** 448
- [19] Dong K G, Gu Y Q, Zhu B, Wu Y C, Cao L F, He Y L, Liu H J, Hong W, Zhou W M, Zhao Z Q, Jiao C Y, Wen X L, Zhang B H, Wang X F 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 8733 (in Chinese) [董克攻, 谷渝秋, 朱斌, 吴玉迟, 曹磊峰, 何颖玲, 刘红杰, 洪伟, 周维民, 赵宗清, 焦春晔, 温贤伦, 张保汉, 王晓方 2010 物理学报 **59** 8733]
- [20] Faure J, Glinec Y, Pukhov A, Kiselev S, Gordienko S, Lefebvre E, Rousseau J-P, Burgy F, Malka V 2004 *Nature* **431** 541
- [21] Leemans W P, Nagler B, Gonsalves A J, Toth Cs, Nakamura K, Geddes C G R, Esarey E, Schroeder C B, Hooker S M 2006 *Nat. Phys.* **2** 696
- [22] Ibbotson T P A, Bourgeois N, Rowlands-Rees T P, Caballero L S, Bajlekov S I, Walker P A, Kneip S, Mangles S P D, Nagel S R, Palmer C A J, Delerue N, Doucas G, Urner D, Chekhlov O, Clarke R J, Divall E, Ertel K, Foster P S, Hawkes S J, Hooker C J, Parry B, Rajeev P P, Streeter M J V, Hooker S M 2010 *Phys. Rev. S.T. Accel. Beams.* **13** 031301

Ultra-short ultra-intense laser guiding and its influence on electron acceleration*

Wang Guang-Hui¹⁾ Wang Xiao-Fang^{1)†} Dong Ke-Gong¹⁾²⁾

1) (*Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

2) (*Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*)

(Received 5 December 2011; revised manuscript received 11 February 2012)

Abstract

Simulations and analyses of ultra-short ultra-intense laser propagating in plasmas with uniform and parabolic density profiles, as well as the electron injection into the wake field and the electron spectra in the stable transmission state are performed by using a particle-in-cell code. Fixing the incident laser focal spot size but changing the plasma density in a range of $(0.4-2)\times 10^{19}/\text{cm}^3$, comparative analyses are carried out of the evolutions of the laser beam spot during the propagation of the laser pulse in the plasmas with aforementioned two density profiles, with the normalized laser intensity ranging from 1 to 6. The results show that a plasma channel with a parabolic density profile can realize a good guiding of an ultra-short ultra-intense pulse, which is beneficial for high energy electron acceleration. However, at higher densities, self-guiding can be realized by relativistic self-focusing in uniform plasma, which is conducive to simplifying the experiment and to producing more accelerated electrons.

Keywords: laser propagation, electron acceleration, particle-in-cell simulation

PACS: 52.38.Hb, 52.38.Kd, 41.75.Jv, 52.65.Rr

* Project supported by the Joint Fund of the National Natural Science Foundation of China and the China Academy of Engineering Physics (Grant No. 10876039) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11075160).

† E-mail: wang1@ustc.edu.cn