

# 激光与等离子体薄膜作用中的陡峭 上升沿激光脉冲的产生

夏长权

扬州大学物理科学与技术学院, 江苏 扬州 225001

**摘要** 利用一维质点网格法(PIC)数值模拟了低密度等离子体薄膜对高强度激光脉冲的整形效应,通过改变薄膜靶的厚度,得到了不同宽度的具有陡峭上升沿的激光脉冲。研究表明,激光脉冲的前沿被光压驱动形成的高速运动电子层反射,激光脉冲主要部分在电子层到达靶后表面时发生透射。激光等离子体薄膜相互作用过程中没有形成电子-离子双层结构,电子层到达靶后表面时迅速扩散消失不再反射光脉冲,因此透射的激光脉冲峰值功率衰减较少。

**关键词** 激光光学;脉冲整形;薄膜靶;激光加速;辐射压

**中图分类号** O437 **文献标识码** A

**doi:** 10.3788/AOS201535.s114002

## Generation of Laser Pulse with Steep Leading Edge by Laser Interacting with a Thin Plasma Foil

Xia Changquan

College of Physical Science and Technology, Yangzhou University, Yangzhou, Jiangsu 225001, China

**Abstract** The shaping effects for the intense laser pulse of a low-density plasma foil is investigated by numerical simulation employing a one dimensional particle-in-cell (PIC) code. Laser pulses with steep leading edge of different pulse durations are obtained by changing the thickness of the plasma foil. The results show that a moving-electron-layer (MEL) is generated and driven forward by the radiation pressure, the leading edge is reflected by the MEL and the main part of the pulse is transmitted when the MEL reaches the rear surface of the foil. The single MEL vanishes quickly without double-layer structure, so the peak power of the pulse has no obvious attenuation.

**Key words** laser optics; pulse shaping; thin-foil target; laser acceleration; radiation pressure

**OCIS codes** 140.3300; 190.5940; 320.5540; 350.5400

## 1 引 言

随着高功率飞秒激光技术的发展,激光脉冲可以达到  $10^{21}$  W/cm<sup>2</sup> 的峰值聚焦强度。这种高强度激光与等离子体薄膜的相互作用具有很多重要的应用,例如产生高能电子束<sup>[1]</sup>、高能质子束<sup>[2]</sup>、阿秒光脉冲<sup>[3]</sup>等,因此得到了广泛研究。在激光与等离子体薄膜的相互作用中,通常对激光脉冲的对比度有较高要求,激光的预脉冲可以将薄膜电离并引起等离子体密度分布变化,导致与主脉冲作用的等离子体薄膜密度与最初的密度分布不一致,因此在实验中常常采取一些滤除预脉冲的方法。例如在固体高次谐波产生中,提高对比度有利于增加谐波的级次,因此可以通过引入等离子体镜,利用增透膜减弱预脉冲,而通过等离子体表面反射主脉冲<sup>[4]</sup>。在质子加速的实验中也引入了几十纳米的固体薄膜,利用等离子体薄膜的自透明效应滤除放大的自发辐射背景<sup>[5]</sup>。这种透射式方法比反射式方法更容易在实验中实施。因此等离子体薄膜对激光的整形效应

**收稿日期:** 2015-01-27; **收到修改稿日期:** 2015-05-19

**基金项目:** 国家自然科学基金(11304271)、江苏省基础研究计划自然科学基金(BK20130434)、江苏省高校自然科学研究面上项目(13KJB140019)。

**作者简介:** 夏长权(1982—),男,博士,讲师,主要从事激光等离子体相互作用方面的研究。E-mail: xiachq@siom.ac.cn

也得到了关注。通过控制等离子体参数,文献[6]得到了单个周期的高强度激光脉冲。文献[7]中利用等离子体飞镜模型<sup>[8]</sup>研究了等离子体薄膜对高强度长脉冲激光的整形效应。利用等离子体飞镜的整形效应透射主脉冲,滤除预脉冲需要根据激光参数合理设计薄膜参数,否则将损失激光的峰值功率。文献[9]中对激光参数与等离子体参数进行了扫描研究,考虑了二维效应,得到了陡峭上升沿的激光脉冲,同时保持了激光的峰值功率。文献[10]中利用一维效应也得到了具有陡峭上升沿的脉冲。在一维模型中,需要较小的等离子体密度与厚度积,使得激光能击穿薄膜靶,进而实现脉冲主要部分的透射。

本文研究了低密度等离子体薄膜对高强度激光脉冲的整形效应,通过降低等离子体密度,得到了具有陡峭上升沿的激光脉冲,激光脉冲的上升沿被反射,激光脉冲的主要部分透射穿过了薄膜靶,保持了激光的峰值功率。

## 2 数值模拟与结果

采用一维粒子模拟程序 LPIC++<sup>[11]</sup>进行数值模拟研究。模拟中采用的格点尺寸为  $0.005\lambda_0$ , 初始时每个粒子种类在每个格点内的粒子数为 200, 其中  $\lambda_0$  是入射激光的波长。归一化电场强度为  $a_0 = eE_0/m_e\omega_0c$  的圆偏振激光场  $a_i = a_0 \sin^2(\pi t/2\tau)(\sin 2\pi t e_y + \cos 2\pi t e_z)$  沿着  $+x$  方向入射到前表面位于  $x = 30\lambda_0$  的等离子体薄膜上, 其中  $E_0$  是激光电场振幅,  $e$  和  $m_e$  分别是电子的电量和质量,  $\omega_0$  是激光的角频率,  $c$  是真空中光速。模拟中,  $a_0 = 20$ ,  $\tau = 20$ . 等离子体薄膜中的离子为碳离子, 薄膜靶设为完全电离。

首先,将等离子体密度固定为  $2n_c$ , 模拟了不同靶厚度  $L$  下的激光脉冲整形效果, 其中  $n_c = \epsilon_0 m_e \omega_0^2 / e^2$  为等离子体的临界密度。图 1 中给出了入射激光穿过不同厚度的靶之后的电场振幅分布。从结果中可以看出,作用后的激光脉冲前沿变得陡峭。例如,当靶的厚度为  $4\lambda_0$  时,激光前沿变短了约  $14T_0$ , 其中  $T_0$  为激光的周期,电场强度从 0 上升到 15 的时间小于  $2T_0$ . 激光脉冲最高峰能够穿透等离子体薄膜,因此激光脉冲的能量损失主要来源于滤掉的脉冲前沿,而保持了峰值功率。激光脉冲减少的宽度与等离子体薄膜的厚度有关,厚度越大,脉冲就变的越短,例如当靶厚度为  $8\lambda_0$  时,激光脉冲宽度约变为原来的一半。当进一步增加薄膜靶厚度时,例如厚度为  $12\lambda_0$ , 脉冲的峰值也被滤除,当厚度为  $20\lambda_0$  时,脉冲能量几乎都被反射掉。因此,在密度为  $2n_c$  时,要保持激光脉冲的峰值强度,需要将厚度限制在  $8\lambda_0$  以下。

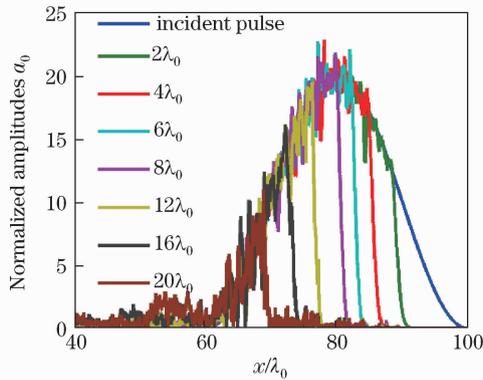


图 1 等离子体密度为  $2n_c$  不同靶厚度时的透射激光脉冲振幅

Fig. 1 Amplitudes of the transmitted laser pulses for different target thicknesses at plasma density of  $2n_c$ .

为了理解图 1 中的透射脉冲宽度与靶厚度的联系,分析了激光场与等离子体薄膜的作用过程。激光脉冲前沿入射到等离子体表面时,电子在光压与电荷分离静电场共同作用下运动,形成一个高密度电子薄层,同时离子在静电场作用下也获得加速,但离子的加速度较小,未能达到电子的速度,因此离子并没有形成类似于电子的高密度层,例如,在靶厚为  $8\lambda_0$  时光传播  $50T_0$  后,形成了如图 2 所示的密度分布。光场被电子薄层反射,因而光脉冲前沿的能量主要被反射而没有形成透射。当光脉冲进一步向前传输时,电子薄层运动到薄膜后表面,由于没有背景离子,电子薄层在库伦斥力作用下迅速扩散消失,从而失去了对光脉冲的反射作用,光脉冲的后面部分产生透射,形成透射脉冲。

所形成的电子薄层的运动速度与光场强度和等离子体密度有关,在密度为  $2n_c$  时,当光场峰值处作用于

电子薄层时,模拟得到的电子薄层运动速度可以达到  $0.4c$ , 对应的反射激光场受多普勒效应的影响,存在明显的红移,如图 3 所示。图 3 中的反射激光场的频谱最大值处的频率约为  $0.42\omega_0$ , 与根据电子薄层速度所计算出的频率移动一致。

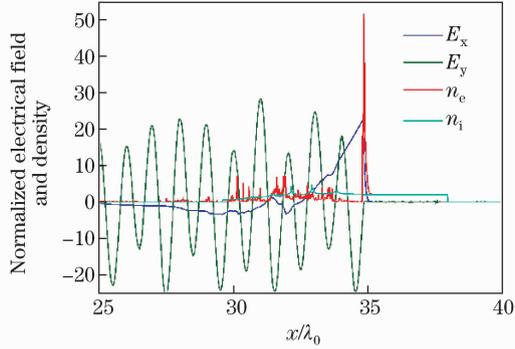


图 2  $t = 50T_0$  时激光电场和电荷分离电场以及电子、离子密度的分布

Fig. 2 Distributions for electrical fields of the light and the charge separation and for densities of electrons and ions at  $t = 50T_0$

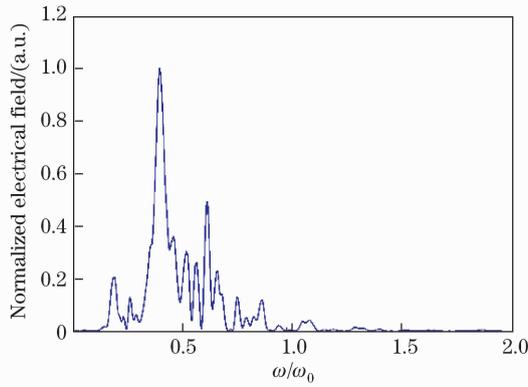


图 3 反射激光场的频谱分布

Fig. 3 Spectrum of the reflected laser field

从图 4 所示的(a)电子密度和(b)离子密度的时空分布可以看出,离子并没有随电子层一起运动,而是形成了若干离子束,且其速度低于电子层,与辐射压加速机制相比,并没有形成有效的离子加速,由于没有形成电子-离子层,因此本文的作用机制也与文献[7]中的不同。形成电子-离子层需要较强的静电场,而本文中的等离子体密度较低,无法提供足够大的加速电场使得离子跟上电子,因此只形成了单电子层。

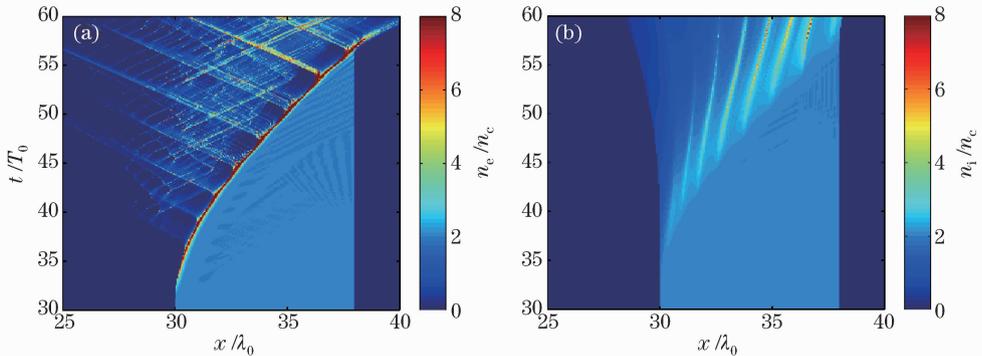


图 4 (a)电子和(b)离子密度的时间空间分布

Fig. 4 Space-time distributions for (a) the electrons and (b) the ions

图 5 中比较了密度分别为(a)  $n_c$  和(b)  $3n_c$  时不同靶厚的整形结果。在密度为  $n_c$  时,相比于密度  $2n_c$ , 滤除同样时间长度的脉冲前沿,需要更厚的薄膜靶。而密度为  $3n_c$  时刚好相反。从图 5 中可以看出,这种作用机制在密度较低时能够有效的获得具有陡峭上升沿的脉冲,且通过控制靶的厚度可以改变脉冲宽度。

当等离子体密度增大时,这种单层电子薄层的作用机制将失效,而电子-离子双层作用机制将起作用,如图6所示。在图6中,薄膜靶的密度厚度积固定为 $4n_c\lambda_0$ 。当密度增大到 $5n_c$ 时,入射激光脉冲的峰值处也被削弱,当进一步增大密度,例如到 $20n_c$ 时,脉冲上升沿陡峭效应减弱。因此,低密度靶更有利于产生陡峭上升沿光脉冲。其主要原因是密度高时,电荷分离静电场增强,离子获得了有效的加速,而密度低时,离子无法获得足够高的能量。

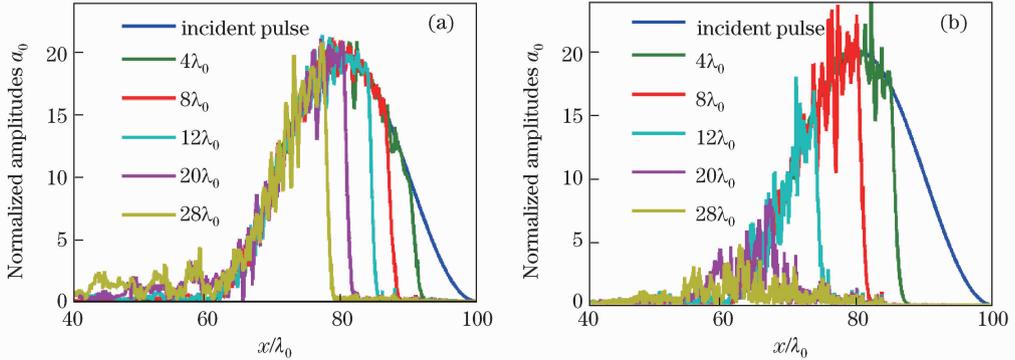


图5 等离子体密度分别为(a)  $n_c$  和(b)  $3n_c$  时不同靶厚度时的透射激光脉冲振幅  
Fig. 5 Amplitudes of the transmitted laser pulses for different target thicknesses at plasma densities of (a)  $n_c$  and (b)  $3n_c$

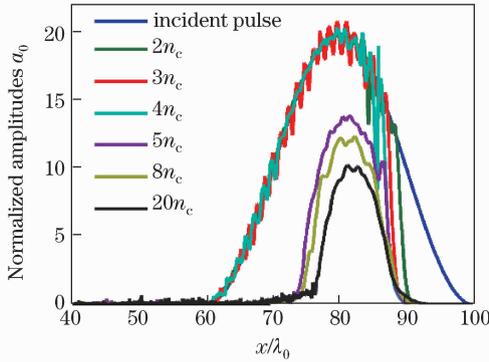


图6 等离子体密度厚度积  $nL = 4n_c\lambda_0$  时不同等离子体密度下的透射激光脉冲振幅  
Fig. 6 Amplitudes of the transmitted laser pulses for different plasma densities with the product of the plasma density and thickness  $nL = 4n_c\lambda_0$

### 3 结 论

通过一维 PIC 数值模拟,研究了高强度激光脉冲与低密度等离子体薄膜的相互作用中的光脉冲整形,结果表明,激光光压驱动等离子体形成了高速运动的电子层,激光脉冲前沿被电子层反射,而脉冲的主要部分穿透了等离子体薄膜,形成了具有陡峭上升沿的激光脉冲。薄膜的厚度影响着电子层运动到靶后的时间,因此也决定了脉冲开始透射的时间,越厚的靶,反射时间越长,透过的脉冲越短。由于起反射作用的电子层速度较大,引起了反射光脉冲的红移。当靶密度变大时,这种单电子层的作用机制将会转变为电子-离子双层作用机制,激光的峰值功率将会减弱。因此利用低密度靶更容易在获得陡峭前沿的同时保持激光峰值功率。

### 参 考 文 献

- 1 Tajima T, Dawson J M. Laser electron accelerator[J]. Phys Rev Lett, 1979, 43(4): 267-270.
- 2 Wilks S C, Langdon A B, Cowan T E, *et al.*. Energetic proton generation in ultra-intense laser-solid interactions[J]. Phys Plasmas, 2001, 8(2): 542-549.
- 3 Teubner U, Gibbon P. High-order harmonics from laser-irradiated plasma surfaces[J]. Reviews of Modern Physics, 2009, 81(2): 445-479.
- 4 Kapteyn H C, Murnane M M, Szoke A, *et al.*. Prepulse energy suppression for high-energy ultrashort pulses using self-induced plasma shuttering [J]. Opt Lett, 1991, 16(7): 490-492.

- 5 Reed S A, Matsuoka T, Bulanov S, *et al.*. Relativistic plasma shutter for ultraintense laser pulses [J]. Appl Phys Lett, 2009, 94(20): 201117.
- 6 Ji L L, Shen B F, Zhang X M, *et al.*. Generating quasi-single-cycle relativistic laser pulses by laser-Foil interaction [J]. Phys. Rev. Lett., 2009, 103(21): 215005.
- 7 Xia C Q, Liu J S, Deng A H, *et al.*. Dynamics of laser self-triggered plasma shutter for shortening laser pulses [J]. Phys Plasmas, 2010, 17(12): 123113.
- 8 Kulagin V V, Cherepenin V A, Hur M S, *et al.*. Flying mirror model for interaction of a super-intense laser pulse with a thin plasma layer: Transparency and shaping of linearly polarized laser pulses [J]. Phys Plasmas, 2007, 14(11): 113102.
- 9 Zou D B, Zhuo H B, Yu T P, *et al.*. Laser shaping of a relativistic circularly polarized pulse by laser foil interaction [J]. Phys Plasmas, 2013, 20(7): 073102.
- 10 Zou Debin, Zhuo Hongbin, Shao Fuqiu, *et al.*. Laser-pulse shaping in the interaction of ultra-intense laser pulse with ultra-thin Foils [J]. Acta Optica Sinica, 2012, 32(7): 0714001.  
邹德滨, 卓红斌, 邵福球, 等. 薄膜靶整形强激光脉冲的理论分析和数值模拟[J]. 光学学报, 2012, 32(7): 0714001.
- 11 Lichters R, Meyer T V J, Pukhov A. Short-pulse laser harmonics from oscillating plasma surfaces driven at relativistic intensity [J]. Phys Plasmas, 1996, 3(9): 3425-3437.

栏目编辑: 张浩佳