

超短超强激光脉冲辐照超薄碳膜电离状态研究

白春江 崔万照 余金清

Ionization state of ultra-thin carbon film irradiated by ultra-short intense laser pulse

Bai Chun-Jiang Cui Wan-Zhao Yu Jin-Qing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 113201 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.113201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.113201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I11>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

氖原子光电子角分布的理论计算

Theoretical calculation of the photoelectron angular distribution of neon

物理学报.2016, 65(8): 083201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.083201>

超强圆偏振激光直接加速产生超高能量电子束

Ultrahigh-energy electron beam generated by ultra-intense circularly polarized laser pulses

物理学报.2015, 64(14): 144102 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.144102>

电子在激光驻波场中运动产生的太赫兹及 X 射线辐射研究

Motion-induced X-ray and terahertz radiation of electrons captured in laser standing wave

物理学报.2015, 64(12): 124104 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.124104>

强激光与锥型结构靶相互作用准直电子束粒子模拟研究

Collimated electrons generated by intense laser pulse interaction with cone-structured targets using particle simulation

物理学报.2014, 63(9): 094101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.094101>

椭圆偏振激光脉冲驱动的氩原子非次序双电离

The nonsequential double ionization of argon atoms with elliptically polarized laser pulse

物理学报.2012, 61(20): 203201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.203201>

超短超强激光脉冲辐照超薄碳膜电离状态研究*

白春江¹⁾ 崔万照¹⁾ 余金清^{2)3)†}

1) (中国空间技术研究院西安分院, 空间微波技术重点实验室, 西安 710100)

2) (帝国理工学院布莱克特实验室, 伦敦 SW7 2AZ)

3) (电子科技大学, 真空电子器件国家级重点实验室, 成都 610054)

(2016年2月17日收到; 2016年3月9日收到修改稿)

为了进一步理解极端条件下物质的电离特性, 特别是超短超强激光脉冲辐照超薄靶时等离子体的形成与分布, 本文以超薄碳膜为例, 细致研究了超短超强激光脉冲辐照下原子的离化过程. 分析和比较了强激光场直接作用电离和靶内静电场电离等两种场致电离形式, 在碰撞电离可以忽略的情况下, 发现更多的电离份额是来自靶内静电场的电离方式. 研究了激光脉冲强度对电离的影响, 发现激光脉冲强度越强, 电离速度越快, 产生的高价态离子所占比例也越高. 当激光强度为 $1 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$ 时, 尽管该强度高于电离生成 C^{+6} 所需要的激光强度阈值, 但该激光脉冲并不能将整个靶电离成 C^{+6} 离子, 对此本文进行了详细的分析. 在研究激光脉冲宽度的影响时, 发现激光脉宽越小, 电离速度越快, 但越小的激光脉冲电离获得的高价态离子越少.

关键词: 等离子体形成, 超薄碳膜, 强激光场, 场致电离

PACS: 32.80.Fb, 41.75.Jv, 52.38.-r, 52.25.Jm

DOI: 10.7498/aps.65.113201

1 引言

激光脉冲具有定向发光、亮度极高、颜色极纯、能量密度极大等特点, 自从1960年首次实现能量输出以来^[1], 已经在原子分子物理、等离子体物理、核物理以及天体物理等诸多领域得到了广泛的应用. 特别是随着啁啾脉冲放大(chirped pulse amplification, CPA)^[2]技术的提出与发展, 激光脉冲强度实现了数个量级的提升, 进而使得激光的应用领域得到进一步拓展. 进入21世纪, 美国密歇根大学使用了300 TW的钛宝石激光器, 激光脉冲最高强度创纪录地达到了 $2 \times 10^{22} \text{ W/cm}^2$ 以上^[3], 在该强度下使得激光脉冲直接驱动离子加速和激光直接驱动等离子体产生正负电子对成为可能. 百太瓦激光装置是目前强场实验室中常见的超短超强激光脉冲装置, 该功率密度下的激光脉冲强度基本都高于相对论激光强度 $1 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$. 在相对论

强度下, 激光可以加速高品质粒子束^[4], 激光粒子加速的显著特点是在等离子体中获得的加速电场梯度远大于传统加速器^[5], 可以显著减小整个加速器装置的体积^[6], 使得加速器装置台面化. 超短超强激光和等离子体相互作用过程中所产生的高能粒子^[7-10] (离子、电子) 是近年来强场物理研究的热点, 这是因为所产生的高能粒子束在许多方面都有重要应用^[11].

在激光驱动离子束加速中, 普遍认同的加速机制包括: TNSA^[12-14] (target normal sheath acceleration), RPA (radiation pressure acceleration)^[15] 以及BOA^[16] (break out afterburner). RPA机制对靶和激光脉冲的要求都非常严格, 只有极个别的关于RPA机制的实验研究结果^[17,18], 因此绝大部分关于RPA机制的研究都是理论和数值研究^[19-21]. TNSA和BOA机制对实验条件要求相对较低, 因此有大量的实验结果^[22-25] 报道, 但是实验得到的离子束的特性还远未达到应用的要求, 并且数值计

* 国家自然科学基金重点项目 (批准号: U1537211) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yujinqing5480@gmail.com

算结果和实验结果也相差非常大,因此有必要进一步理解激光物质相互作用的基本物理过程,并在数值模拟^[26]中给出更为合适的物理模型.在所有超强激光驱动离子加速的相关研究中,都存在一个共性问题,就是需要弄清楚激光物质加速的起始阶段等离子体的形成以及离化后等离子体的状态分布.然而到目前为止,只有Petrov等^[27]对激光照射到约10 μm厚度的铝靶的电离动力学进行了相关研究,虽然该项工作中只考虑了场电离过程,但是对于厚约10 μm的固体靶,碰撞效应的影响会远大于纳米尺度的薄膜靶.因此对超薄靶的电离过程,这个共性问题的认识还不够细致深入,仍然需要进一步理解.

本文的研究内容就是为了进一步弄清楚激光离子加速中,在互作用初始阶段等离子体的形成以及离化后等离子体的状态.在激光离子加速中,薄膜靶是强场实验中常用的靶,且以碳材料居多.本文以超薄碳膜为例细致研究了其在超短超强激光脉冲作用的电离过程,分析了强激光场直接作用电离和靶内静电场电离两种场致电离形式,并且通过模拟结果对两种方式进行了分析比较.同时本文还分别研究了激光脉冲强度和激光脉冲宽度对电离的影响,并对相关结果进行了细致的分析.

2 数值模拟设置以及场电离理论

本文使用了全相对论二维粒子模拟程序EPOCH2D^[28],模拟窗口大小是 $X_w \times Y_w = 20 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$,网格大小是 $d_x \times d_y = 10 \text{nm} \times 20 \text{nm}$,模拟窗口的起始位置是0 μm,靶的起始位置为4 μm,模拟时间是200 fs,该模拟时间足以覆盖整个激光与物质的互作用过程(对于短脉冲35 fs和50 fs而言).P极化激光脉冲在时间方向采用 \sin^2 的强度分布,这种分布可以有效抑制因起始阶段场的突变所带来的非物理效应;横向空间的激光脉冲强度采用高斯分布.模拟中的模型设置如图1所示.激光波长为1.06 μm以及焦斑大小为2.5 μm的激光脉冲从模拟窗口的左侧入射,分别采用了 1×10^{18} , 1×10^{19} 和 $1 \times 10^{20} \text{W/cm}^2$ 三种激光强度;脉宽分别为35, 50, 80和120 fs,脉宽的取值也符合当前超短超强激光脉冲的脉宽条件.超薄碳膜的厚度和宽度分别是500 nm和19 μm,密

度是 1.68g/cm^3 ,每个网格中碳原子的数目为200个,碳膜的初始温度为0 °C.本文研究的是超薄靶情况,靶内的碰撞电离效应可以忽略不计,因此本文只需要考虑超薄碳膜的场电离过程.

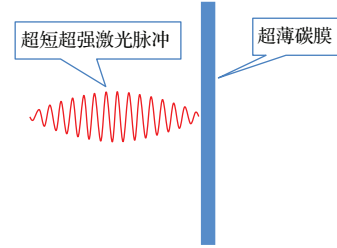


图1 模拟中的模型设置,超短超强激光脉冲从模拟窗口的左端入射,辐照到500 nm、密度为 1.68g/cm^3 的超薄碳膜上

Fig. 1. Schematics of simulation model, the laser pulse irradiates on a 500 nm ultra-thin carbon film from the left side of simulation window, the density of the carbon film is 1.68g/cm^3 .

当激光照射到超薄靶表面时,在场电离机制的作用下靶物质发生电离,场电离的电离率可以由Ammosov-Delone-Krainov (ADK)方程^[29]得到:

$$\omega_i = 6.6 \times 10^{16} \frac{Z^2}{n_{\text{eff}}^{4.5}} \left[10.87 \frac{Z^3}{n_{\text{eff}}^4} \frac{E_h}{|E(t)|} \right]^{2n_{\text{eff}} - 1.5} \times e^{-\frac{2}{3} \frac{Z^3}{n_{\text{eff}}^3} \frac{E_h}{|E(t)|}}, \quad (1)$$

这里 $n_{\text{eff}} = Z/\sqrt{E_i/13.6}$ 是离化电子的有效量子数; $E_h \equiv m_e^2 e^5 \hbar^{-4} = 5.14 \times 10^9 \text{V/cm}$ 是原子场强度; Z 是离化后的离子电荷量, $E(t)$ 是离子所在位置的瞬时电场强度,该电场可以是激光场也可以是靶内的静电场.当碰撞电离可以忽略时^[30],场强与原子电离度之间的关系可以由 $E_{\text{th}} = I_p^2(\bar{z})/(4\bar{z})$ 得到,这里 E_{th} 是场强, \bar{z} 是离子电荷量(E_{th} 和 I_p 均采用原子单位).这样就可以得到发生电离所需要的激光场阈值强度^[31]:

$$I_{\text{th}} = \frac{2.2 \times 10^{15}}{\bar{z}^2} \left(\frac{I_p(\bar{z})}{27.21} \right)^4. \quad (2)$$

在(2)式中, I_{th} 的单位是 W/cm^2 , $I_p(\bar{z})$ 是以eV为单位的电离势, $\bar{z} = z - 1$.(2)式可以计算当激光直接辐照物质表面时原子的电离度与激光阈值强度之间的关系.以碳原子的场电离为例,可以预估得到 C^{+6} 离子时需要的激光强度的最小值大约是 $6.5 \times 10^{18} \text{W/cm}^2$.因此要在模拟中产生 C^{+6} 离子,激光脉冲的有效强度应该接近 $1.0 \times 10^{19} \text{W/cm}^2$.

3 强激光辐照碳膜的电离过程

当激光辐照在物质的表面发生电离时, 场致电离主要有两个基本物理过程: 第一个过程是物质在强激光场的直接作用下发生电离, 该电离发生在靶的表面, 其厚度可以由激光脉冲的趋肤深度得到; 另一种方式是在激光的作用下, 靶表面会形成等离子体, 等离子体电子在激光场的有质动力作用下迅速向靶内传输, 超热电子在向靶内输运的过程中所产生的静电场可以使远离激光互作用面位置的原子发生电离. 对于固体物质而言, 由于激光场不能向靶内传播, 其穿透深度大小可以用趋肤深度估算, 因此在我们研究的模型中更多的电离份额是由第二种电离方式得到的.

为了进一步理解和验证上述物理过程, 我们分析了不同价态的碳离子以及电子在不同时刻的数密度分布, 研究了脉宽为 35 fs、强度为 1×10^{20} W/cm² 的超短超强激光脉冲照射到碳膜表面时碳原子的离化过程. 在该模拟中, 激光与物质的有效相互作用大约在 87 fs 时刻结束. 图 2 分别给出了前 100 fs 模拟时间内一价、四价碳离子和电子数密度的变化情况. 在 25 fs 时刻, 到达靶处的最大

激光强度约为 1.3×10^{19} W/cm², 该强度已经可以将碳原子的最外层电子离化, 因此产生了 C⁺¹ 离子和少量的 C⁺⁴ 离子, 由图 3 可知此时 C⁺¹ 离子的数目远大于 C⁺⁴ 离子的数目; 在 25—50 fs 时间内, 离化产生的电子在激光有质动力的作用下向靶内传输, 这些超热电子在向靶内传输的过程中所形成的静电场使得靶内的离子进一步离化, 此时的主要特征表现为激光焦斑内的低价态离子全部离化成高价态离子, 这就是为什么在激光焦斑的范围内几乎没有了 C⁺¹ 离子, 并且此时的电离主要表现为纵向扩张; 在 50—75 fs 时间内, 图 3 中 C⁺¹ 离子数目的增加主要是由于静电场的横向扩张使得电离向横向发展; 随着静电场进一步横向扩张, 在 100 fs 时刻模拟窗口中的 C⁺¹ 离子几乎全部电离成更高价态的离子, 因此模拟中已经没有了 C⁺¹ 离子. 而在整个过程中, 只有少部分的 C⁺⁴ 离子直接与激光场相互作用被电离成更高价态的 C⁺⁵ 离子和 C⁺⁶ 离子, 这部分更高价态的离子总数主要由激光焦斑大小和激光脉冲的趋肤深度决定. 从电子密度分布图可以看出, 在靶前表面处形成了高密度的电子束, 主要原因是激光的 hole-boring 效应^[32] 以及在趋肤深度内发生了更高次的电离.

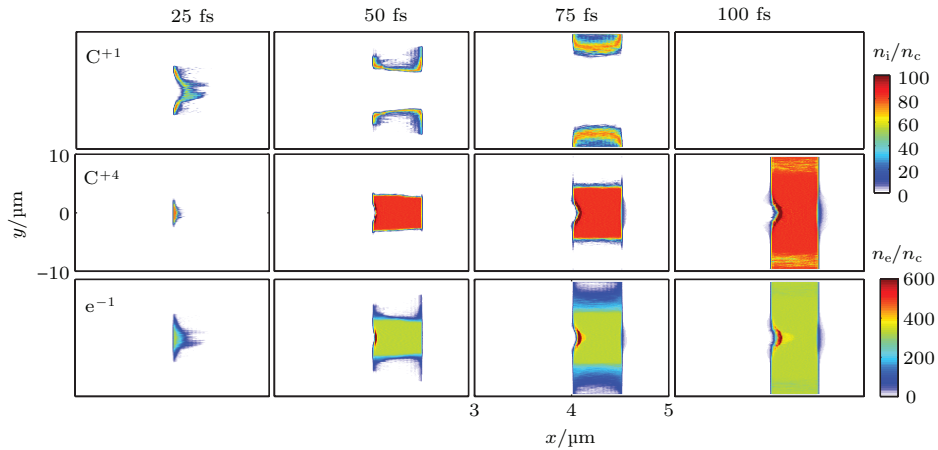


图 2 (网刊彩色) 不同时刻 C⁺¹, C⁺⁴ 和 e⁻¹ 的数密度分布情况

Fig. 2. (color online) The number density of C⁺¹, C⁺⁴ and e⁻¹ at different time.

4 激光强度对电离状态的影响

在激光与物质的相互作用中, 影响物质特性的一个重要参量是激光脉冲强度. 激光脉冲强度在等离子体的形成过程、离子的电离状态、电子加速、离

子加速和核反应等方面都起到了非常重要的作用, 因此有必要进一步理解激光脉冲强度对物质电离状态的影响.

前面已经分析了在强激光脉冲作用下超薄靶的电离, 其过程分别经历了纵向扩张阶段和横向扩张阶段, 表现为 C⁺¹ 离子总数随时间出现了两次

峰值, 图3(a)中可以看出 C^{+1} 离子数目在35 fs时刻以后逐渐减少, 这是由于随着互作用的进行 C^{+1} 电离成了更高价态的离子, 例如 C^{+2} , C^{+3} , C^{+4} 等离子. 我们分别比较了三种不同激光强度(1×10^{18} , 1×10^{19} , 1×10^{20} W/cm²)下 C^{+1} 离子数目随时间的变化情况, 此时激光脉宽固定为35 fs. 在三种激光强度下, C^{+1} 离子数目随时间的变化趋势是类似的, 只是在低强度下电离的扩张速度小于高强度情况, 表现为更高强度下原子电离成 C^{+1} 离子的时间比低强度下短, 这是由于激光与物质相互作用过程中所形成的静电场的传播速度与激光强度正相关, 而不都是以光速传播. 在整个相互作用过程中, 激

光与物质的有效相互作用时间约为70 fs, 而低强度下电离发生的时间(>170 fs)要远大于整个相互作用时间(见图3(d)), 这就表明激光辐照结束以后, 向靶内传播的静电场在后续的电离过程中起了支配作用. 在高强度激光(1×10^{19} , 1×10^{20} W/cm²)条件下, 几乎所有的碳原子都可以电离成 C^{+4} (图3(b)), 脉冲强度为 1×10^{19} W/cm²所对应的有效强度是 5×10^{18} W/cm², 仍然低于获得 C^{+6} 所需要的电场阈值, 因此只有强度为 1×10^{20} W/cm²的情况下, 有少量 C^{+6} 离子生成(见图3(c)), 这部分离子的数目主要由激光焦斑大小和激光脉冲的趋肤深度决定.

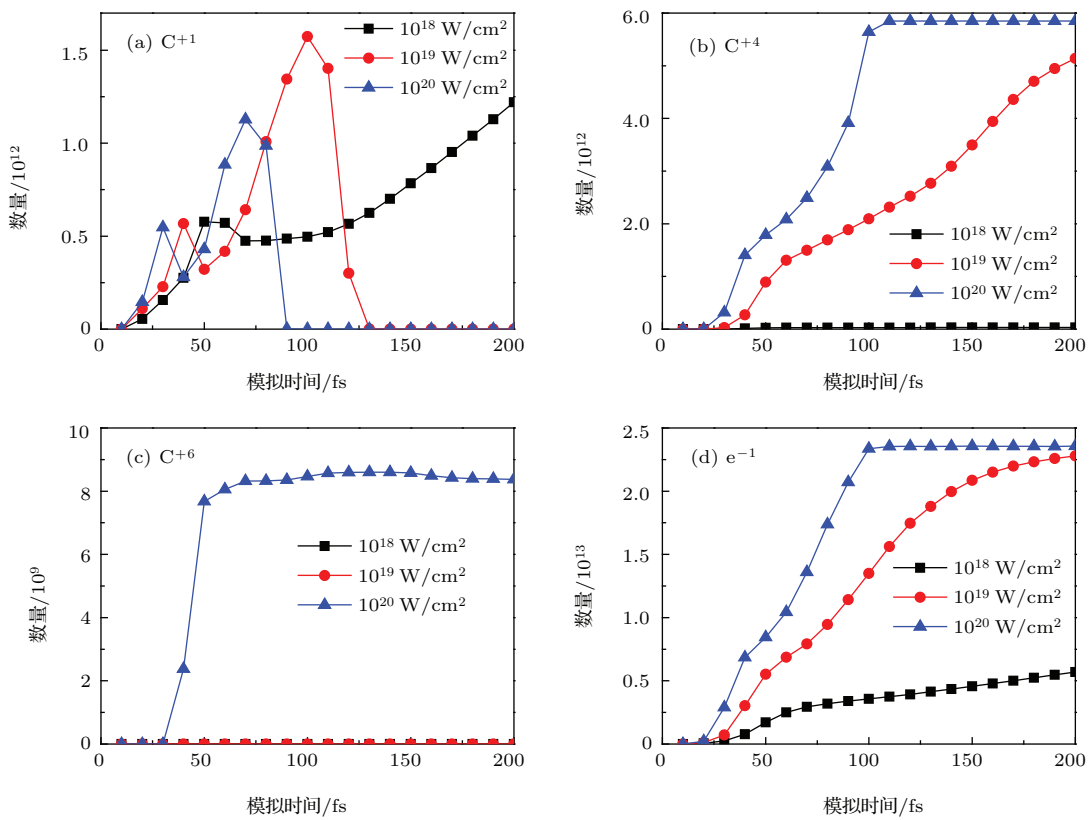


图3 激光脉宽固定为35 fs, 不同激光强度下离子 C^{+1} (a), C^{+4} (b), C^{+6} (c), e^{-1} (d)的数目随时间的变化
 Fig. 3. The laser pulse duration was 35 fs, the total number of C^{+1} (a), C^{+4} (b), C^{+6} (c) and e^{-1} (d) vs. time under different laser intensity.

图4给出了在200 fs时刻不同激光强度下得到的各种离子与初始时刻原子总数的比值, 当激光强度为 1×10^{18} W/cm²时, 只有59.8%的原子被电离, 并且绝大部分是低价态离子(C^{+1} , C^{+2} , C^{+3}), 最高价态的离子是 C^{+4} , 其数目小于原子总数的1%; 当激光强度高于 1×10^{18} W/cm²时, 模拟窗口中几乎所有的原子都被电离, 当然该强度激光脉冲

不可能电离横向尺寸无限大的薄膜靶, 因为在静电场的横向扩张过程中场能逐渐耗散; 当激光强度为 1×10^{19} W/cm²时, 四价态离子比例为87%; 而激光强度为 1×10^{20} W/cm²时, 四价态离子比例则高达99.5%, 且最低价态是四价, 同时只有少量的更高价态(C^{+5} , C^{+6})的离子产生, 该部分高价态离子约占总数的0.5%. 由上述的理论分析和数值模拟结

果可以知道, 虽然 $1 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$ 已经高于电离生成 C^{+6} 所需要的激光强度阈值, 但是该强度的超短激光脉冲并不能将整个靶物质的全部原子电离成 C^{+6} .

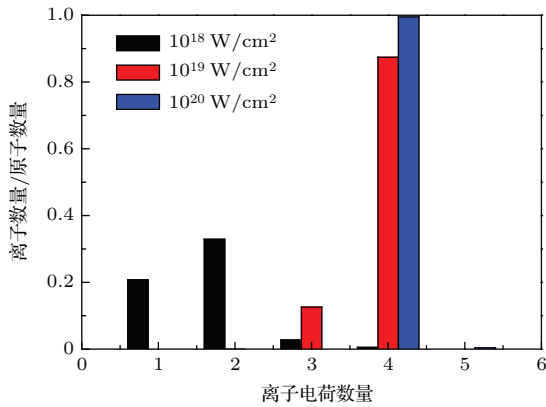


图4 (网刊彩色) 在 200 fs 时刻, 三种激光强度下电离得到的各种离子占总离子/原子的比例

Fig. 4. (color online) The ration for each kind ion under different laser intensity at 200 fs.

5 激光脉宽对电离状态的影响

在超短超强激光与物质相互作用时, 激光脉冲宽度也是影响整个相互作用过程的重要物理参量, 本

部分研究该参量对场电离的影响. 在本部分中, 激光脉冲强度固定为 $1 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$, 激光脉冲宽度取为 50, 80 和 120 fs, 分别比较了在 200 fs 时间内上述不同脉宽的激光脉冲得到的 C^{+1} 离子总数、 C^{+4} 离子总数、 C^{+6} 离子总数和电子总数的变化情况. 激光脉冲为 120 fs 时, 在模拟的最后时刻激光与物质的相互作用过程还没有结束, 但是该脉冲条件下所得到的结果不会影响本文对整个物理过程的理解, 并且通过本文的相关分析, 也可以预测更长时间内或者更大横向尺寸靶的相关物理现象.

图 5 (a) 给出了三种激光脉宽下得到的 C^{+1} 离子总数随时间变化, 与图 3 (a) 中 C^{+1} 离子数目变化的结果类似, 三种脉冲宽度条件下的 C^{+1} 离子总数均出现了两次峰值, 两次峰值形成的机理和第 4 部分所分析机理是一致的. 通过对比图 5 (a) 和图 5 (b), 我们发现脉宽为 120 fs 时电离的起始时刻要稍延后于其他脉宽, 这是因为 120 fs 脉宽时的脉冲在更低的强度下维持了更长时间; 同时我们还发现在更长的脉冲宽度下, 需要更长的时间将所有原子都电离, 这也就表明给定脉冲强度时, 脉宽越小, 电离速度越快. 第 4 部分已经分析了激光场直接电

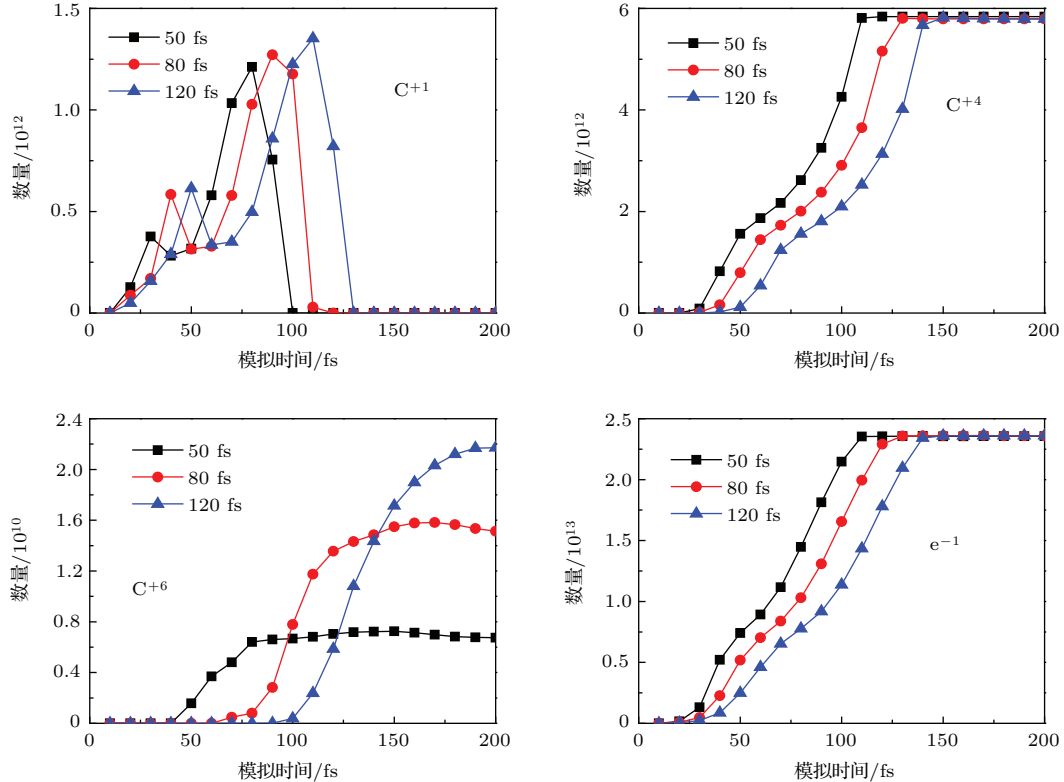


图5 激光强度固定为 $1 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$, 不同激光脉宽时 C^{+1} , C^{+4} , C^{+6} 和 e^{-1} 的数目随时间的变化情况

Fig. 5. The laser intensity was $1 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$, total number of C^{+1} (a), C^{+4} (b), C^{+6} (c) and e^{-1} (d) vs. time for different laser pulse duration.

离和靶内静电场电离两个场致电离过程,从图5(b)的 C^{+4} 离子总数和图5(d)的电子总数可以看出,在150 fs以后,三种脉宽条件下静电场电离过程已经结束.如果采用更大横向尺寸靶的话,该电离过程会持续更长时间.而对于 C^{+6} 离子,是由激光与靶表面的直接相互作用所产生的,由于120 fs的激光脉冲与物质的相互作用在模拟结束之前还没有完成,因此 C^{+6} 离子数目还在持续增加.但是随着激光脉冲强度分布进入下降沿以后, C^{+6} 离子数目增量也会逐渐减小.

在第4部分分析中,我们发现 C^{+6} 离子数目与焦斑大小和趋肤深度有关,而当改变激光脉冲宽度时,这两个影响因素并没有改变,三种脉宽条件下得到的 C^{+6} 离子数目理应是相同的.但是在上面的分析中,并没有考虑激光对离子的加速所带来的影响.当激光强度高于相对论强度时,激光可以直接驱动电子加速,并且在激光前沿会形成高密度的电子束分布,在该高密度电子束后沿会产生一个非常强的电荷分离场,离子在该电荷分离场的作用下被加速.相同加速场条件下, q/m_i 的值越大,离子获得的加速度也越大,因此在相同的加速场中 C^{+6} 获得的加速度大于 C^{+4} ,这里 q 是离子电荷量、 m_i 是离子质量.当激光强度达到了 C^{+6} 获得的电离阈值以后,趋肤深度内的离子几乎都可以电离成 C^{+6} ,但是由于 C^{+6} 获得了更大的加速度,其更容易被加速出趋肤层而向靶内传输,速度稍微滞后的 C^{+4} 离子则填补趋肤层.如果此时的激光场强仍然可以高于 C^{+6} 的电离阈值,就会电离产生更多 C^{+6} 离子.这就是为什么更大脉宽时, C^{+6} 的离子总数更多,该结论与第4部分所分析的 C^{+6} 离子仅在相互作用表面处产生的结论也是相对应的.

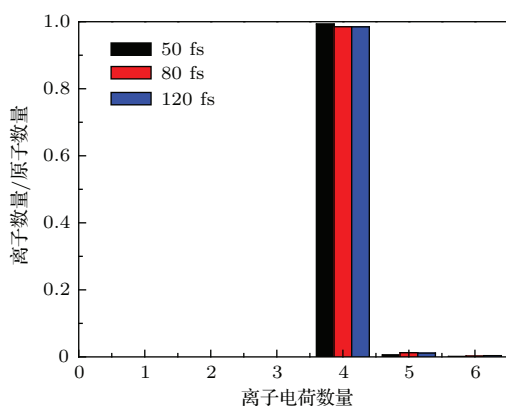


图6 (网刊彩色) 在200 fs时刻,不同激光脉宽条件下得到的各种离子占总离子/原子的比例

Fig. 6. (color online) The ration for each kind ion under different laser pulse duration at 200 fs.

图6给出了在200 fs时刻,不同激光脉冲宽度条件下得到的各种离子与初始原子总数的比值.从图中可以看出,在三种脉宽条件下,离子的最低价态是4;所生成的离子绝大部分是 C^{+4} 离子,其比例分别达到了99.3%(50 fs),98.5%(80 fs)和98.5%(120 fs);同时 C^{+5} 离子和 C^{+6} 离子的比例随着激光脉冲的增大而增大,第4部分脉宽为30 fs的模拟结果也完全符合这个趋势,在前一部分中我们也详细分析了形成该趋势的原因.

6 结 论

本文应用二维粒子模拟程序EPOCH2D,细致研究了超薄碳膜在超短超强激光脉冲作用下原子的电离过程.当超短超强激光脉冲辐照物质发生电离时,场致物质电离存在两种形式,分别是强激光场直接作用电离和靶内静电场电离.强激光场直接电离发生在物质表面,而靶内静电场电离则是激光辐照物质形成等离子体以后,等离子体电子在激光有质动力的作用下变成超热电子,超热电子在向靶内输运的过程中所产生的静电场可以使远离激光相互作用面位置的原子发生电离.对于固体物质而言,更多的电离份额是来自第二种靶内静电场电离的方式.研究了激光脉冲强度对电离的影响,发现激光强度越高,电离发生的速度越快,同时高价态离子所占的比例也越高.当激光强度为 1×10^{20} W/cm²时,虽然该值高于电离生成 C^{+6} 所需要的激光强度阈值,但是该激光脉冲并不能将整个靶原子全部电离成 C^{+6} ,这是因为靶表面处的离子在激光场的直接作用下被电离成 C^{+6} 离子.本文还研究了激光脉冲宽度的影响,发现激光脉宽越小,电离发生的速度越快,而高价态离子所占的比例反而越低.本文的研究内容有助于进一步理解超短超强激光脉冲条件下物质的电离特性,特别是超薄靶中等离子体的形成过程,也为强激光粒子加速中等离子体的数值建模提供了参考.

参考文献

- [1] Maiman T H 1960 *Nature* **187** 493
- [2] Strickland D, Mourou G 1985 *Opt. Commun.* **55** 447
- [3] Yanovsky V, Chvykov V, Kalinchenko G, Rousseau P, Planchon T, Matsuoka T, Maksimchuk A, Nees J, Cheriaux G, Mourou G, Krushelnick K 2008 *Opt. Express* **16** 2109

- [4] Sheng Z M, Weng S M, Yu L L, Wang W M, Cui Y Q, Chen M, Zhang J 2015 *Chin. Phys. B* **24** 015201
- [5] Daido H, Nishiuchi M, Pirozhkov A S 2012 *Rep. Prog. Phys.* **75** 054601
- [6] Macchi A, Borghesi M, Passoni M 2013 *Rev. Mod. Phys.* **85** 751
- [7] Qiao B, Zepf M, Borghesi M, Geissler M 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 145002
- [8] Yan X Q, Lin C, Sheng Z M, Guo Z Y, Liu B C, Lu Y R, Fang J X, Chen J E 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 135003
- [9] Qiao B, Zepf M, Borghesi M, Dromey B, Geissler M, Karmakar A, Gibbon P 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 155002
- [10] Mangles S P D, Murphy C D, Najmudin Z, Thomas A D R, Collier J L, Dangor A E, Divall E J, Foster P S, Gallacher J G, Hooker C J, Jaroszynski D A, Langley A J, Mori W B, Norreys P A, Tsung F S, Viskup R, Walton B R, Krushelnick K 2004 *Nature* **431** 535
- [11] Yu J Q, Zhou W M, Cao L H, Zhao Z Q, Cao L F, Shan L Q, Liu D X, Jin X L, Li B, Gu Y Q 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 204101
- [12] Wilks S C, Langdon A B, Cowan T E, Roth M, Singh M, Hatchett S, Key M H, Pennington D, Machinon A, Snavely R A 2001 *Phys. Plasma* **8** 543
- [13] Yu J Q, Jin X L, Zhou W M, Zhang B, Zhao Z Q, Cao L F, Li B, Gu Y Q, Zhan R X, Najmudin Z 2013 *Laser and Particle Beams* **31** 597
- [14] Yu J Q, Zhou W M, Jin X L, Li B, Zhao Z Q 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 175202 (in Chinese) [余金清, 周维民, 金晓林, 李斌, 赵宗清 2012 物理学报 **61** 175202]
- [15] Esirkepov T, Borghesi M, Bulanov S V, Mourou G, Tajima T 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 175003
- [16] Yin L, Albright B J, Hegelich B M, Bowers K J, Flippo K A, Kwan T J T, Fernandez J C 2007 *Phys. Plasmas* **14** 056706
- [17] Kar S, Kakolee K F, Qiao B, Macchi A, Cerchez M, Doria D, Geissler M, McKenna P, Neely D, Osterholz J, Prasad R, Quinn K, Ramakrishna B, Sarri G, Willi O, Yuan X Y, Zepf M, Borghesi M 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 185006
- [18] Palmer C A J, Schreiber, Nagel S R, Dover N P, Bellei C, Beg F N, Bott S, Clarke R J, Dangor A E, Hassan S M, Hilz P, Jung D, Kneip S, Mangles S P D, Lancaster K L, Rehman A, Robinson A P L, Splindloe C, Szerypo J, Tatarakis M, Yeung M, Zepf M, Najmudin Z 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 225002
- [19] Yan X Q, Lin C, Sheng Z M, Guo Z Y, Liu B C, Lu Y R, Fang J X, Chen J E 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 135003
- [20] Qiao B, Zepf M, Borghesi M, Dromey B, Geissler M, Karmakar A, Gibbon P 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 155002
- [21] Zhang S, Xie B S, Hong X R, Wu H C, Aimierding A, Zhao X Y, Liu M P 2011 *Chin. Phys. B* **20** 015206
- [22] Liu M, Su L N, Zheng Y, Li Y T, Wang W M, Sheng Z M, Chen L M, Ma J L, Lu X, Wang Z H, Wei Z Y, Hu B T, Zhang J 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 165201 (in Chinese) [刘梦, 苏鲁宁, 郑轶, 李玉同, 王伟民, 盛政明, 陈黎明, 马景龙, 鲁欣, 王兆华, 魏志义, 胡碧涛, 张杰 2013 物理学报 **62** 165201]
- [23] Dollar F, Matsuoka T, Petrov G M, Thomas A G R, Bulanov S S, Chvyhov V, Davis, Kalinchenko G, McGuffey C, Willingale L, Yanovsky V, Maksimchuk A, Krushelnick K 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 065003
- [24] Hegelich B M, Pomerantz I, Yin L, Wu H C, Jung D, Albright B J, Gautier D C, Letzring S, Palaniyappan S, Shah R, Allinger K, Horlein R, Schreiber J, Habs D, Blakeney J, Dyer G, Fuller L, Gaul E, Mccary E, Meadows A R, Wang C, Ditmire T, Fernandez J C 2013 *New J. Phys.* **15** 085015
- [25] Branzel J, Andreev A A, Platonov K, Klingsporn M, Ehrentraut L, Sandner W, Schnurer M 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 124801
- [26] Liu M W, Li R X, Xia C Q, Liu J S, Xu Z Z 2010 *Chin. Phys. B* **19** 075203
- [27] Petrov G M, Davis J, Petrova Tz 2009 *Plasma Phys. Control. Fusion* **51** 095005
- [28] Arber T D, Bennett K, Brady C S, Lawrence-Douglas A, Ramsay M G, Sircombe N J, Gillies P, Evans R G, Schmitz H, Bell A R, Ridgers C P 2015 *Plasma Physics and Controlled Fusion* **57** 1
- [29] Kemp A J, Pfund R E W, Meyer-ter-Vehn J 2004 *Phys. Plasmas* **11** 5648
- [30] Krainov V P, Smirnov M B 2002 *Phys. Reports* **370** 237
- [31] Penetrante B M, Bardsley J N 1991 *Phys. Rev. A* **43** 3100
- [32] Wilks S C, Kruer W L, Tabak M, Langdon A B 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 1383

Ionization state of ultra-thin carbon film irradiated by ultra-short intense laser pulse*

Bai Chun-Jiang¹⁾ Cui Wan-Zhao¹⁾ Yu Jin-Qing^{2)3)†}

1) (*National Key Laboratory of Science and Technology on Space Microwave, China Academy of Space Technology (Xi'an), Xi'an 710100, China*)

2) (*The Blackett Laboratory, Imperial College London, London, SW7 2AZ, United Kingdom*)

3) (*Vacuum Electronics National Laboratory, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China*)

(Received 17 February 2016; revised manuscript received 9 March 2016)

Abstract

Ion acceleration is of interest for applications in fast ignition, compact particle sources, medical science, and others. The formation of plasma is of fundamental importance for understanding ion acceleration driven by intense laser. In order to further understand the solid dense material ionization dynamics under ultra-strong field, we use two-dimensional particle-in-cell code to study the ionization process of ultra-thin carbon film, driven by ultra-short intense laser pulse, particularly to see the plasma generation and distribution during the interaction. When an ultra-intense short pulse laser irradiates a solid dense nm-thick film target, the collisional ionization can be ignored for such a thin film target. If the target thickness is larger than laser pulse skin depth, the formation of plasma is contributed from laser field direct ionization and the ionization of electrostatic field inside the target, both of which are discussed and compared by the simulation results in this work. The ionization directly stimulated by laser field happens only near the laser-target interaction surface. After the generation of plasma on the target surface, electrons are accelerated into the target because of laser ponderomotive force. A huge electrostatic field is formed inside the target as a result of hot electron transport in it, and ionizes the target far from the interaction surface. It is found that a bigger fraction of ionization is contributed from electrostatic field ionization inside the target. The effect of laser pulse intensity on ionization is studied in detail, in which the laser pulse intensity is changed from 1×10^{18} W/cm² to 1×10^{20} W/cm². Comparing the results obtained under different intensities, we can see that higher intensity results in higher ionization speed, and much higher-order ions can be generated. At an intensity of 1×10^{20} W/cm², although the intensity much higher than the threshold can generate C⁺⁶, only a small part of ions can be ionized into C⁺⁶. The reason is that the C⁺⁶ ions can be generated directly only by laser field, and the total number of C⁺⁶ ions is determined by laser pulse skin depth and spot size. We also consider the effect of laser pulse duration from 30 fs to 120 fs at an intensity of 1×10^{20} W/cm². It is found that higher ionization speed can be obtained, while much less higher-order ions can be generated under shorter laser pulse duration. This description of the generation of solid density plasma driven by intense laser interacting with nm-thick target helps us to further understand the material characteristic under ultra-strong field. This work also benefits the numerical model of plasma in application, namely laser driven ultra-thin film ion acceleration.

Keywords: formation of plasma, ultra-thin carbon film, laser field, field ionization

PACS: 32.80.Fb, 41.75.Jy, 52.38.-r, 52.25.Jm

DOI: 10.7498/aps.65.113201

* Project supported by the Key Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. U1537211).

† Corresponding author. E-mail: yujinqing5480@gmail.com