

超强激光与固体气体复合靶作用产生高能氦离子

矫金龙 贺书凯 邓志刚 卢峰 张懿 杨雷 张发强 董克攻 王少义 张博 滕建 洪伟 谷渝秋

Helium ions acceleration by ultraintense laser interactions with foil-gas target

Jiao Jin-Long He Shu-Kai Deng Zhi-Gang Lu Feng Zhang Yi Yang Lei Zhang Fa-Qiang Dong Ke-Gong Wang Shao-Yi Zhang Bo Teng Jian Hong Wei Gu Yu-Qiu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, **66**, 085201 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.085201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.085201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I8>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

Gd 靶激光等离子体 6.7nm 光源的实验研究

Experimental research on laser-produced Gd target plasma source for 6.7 nm lithography

物理学报.2015, 64(23): 235202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.235202>

低密等离子体通道中的非共振激光直接加速

Non-resonant direct laser acceleration in underdense plasma channels

物理学报.2015, 64(14): 145201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.145201>

基于神光 III 原型的背向散射实验技术研究

Backscattered Light diagnostic technique on Shen Guang-III prototype Laser Facility

物理学报.2013, 62(17): 175202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.175202>

激光-纳米丝靶相互作用过程中超热电子的加热机理研究

Heating mechanism of hot electrons in the interaction between laser and nanolayered target

物理学报.2012, 61(22): 225202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.225202>

驱动激光束间相干性以及对背向散射影响的研究

Research of coherence between driven-laser beams and its influence on backscatter

物理学报.2012, 61(18): 185202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.185202>

超强激光与固体气体复合靶作用产生高能氦离子*

矫金龙¹⁾ 贺书凯¹⁾ 邓志刚¹⁾ 卢峰¹⁾ 张镜¹⁾ 杨雷¹⁾ 张发强¹⁾
董克攻¹⁾ 王少义¹⁾ 张博¹⁾ 滕建¹⁾ 洪伟¹⁾ 谷渝秋^{1)2)3)†}

1) (中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 等离子体物理重点实验室, 绵阳 621900)

2) (上海交通大学, 聚变科学与应用协同创新中心, 上海 200240)

3) (北京大学, 应用物理与技术中心, 北京 100871)

(2016年11月30日收到; 2017年1月22日收到修改稿)

激光氦离子源产生的 MeV 能量的氦离子因有望用于聚变反应堆材料辐照损伤的模拟研究而得到关注. 目前激光驱动氦离子源的主要方案是采用相对论激光与氦气射流作用加速高能氦离子, 但这种方案在实验上难以产生具有前向性和准单能性、数 MeV 能量、高产额的氦离子束, 而这些氦离子束特性是材料辐照损伤研究中十分关注的. 不同于上述激光氦离子产生方法, 我们提出了一种利用超强激光与固体-气体复合靶作用产生氦离子的新方法. 利用这种方法, 在实验上, 采用功率密度 $5 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ 的皮秒脉宽的激光脉冲与铜-氦气复合靶作用, 产生了前向发射的 2.7 MeV 的准单能氦离子束, 能量超过 0.5 MeV 的氦离子产额约为 $10^{13}/\text{sr}$. 二维粒子模拟显示, 氦离子在靶背鞘场加速和类无碰撞冲击波加速两种加速机理共同作用下得到加速. 同时粒子模拟还显示氦离子截止能量与超热电子温度成正比.

关键词: 激光氦离子源, 激光等离子体作用, 离子加速

PACS: 52.38.-r, 52.38.Kd, 52.65.Rr

DOI: 10.7498/aps.66.085201

1 引言

激光离子源相较于传统的加速器离子源具有短脉宽、高流强、结构紧凑和造价低等特点, 因而在质子照相、惯性约束聚变、离子注入以及癌症治疗等方面有重要应用并受到广泛关注^[1,2]. 目前, 研究人员提出了多种激光离子加速机理, 比如靶背鞘场加速(target normal sheath acceleration, TNSA)^[3]、辐射压力加速(radiation pressure acceleration, RPA)^[4]以及无碰撞冲击波加速(collisionless shock acceleration, CSA)^[5]等. 利用这些激光离子加速机理, 实验上已经产生了多个种类(质子、碳离子、铜离子以及氦离子等)的高能离子源, 其中激光氦离子源是重要的研究内容之一, 因为 MeV 能量的氦离子可以用于聚变反应堆材料辐

照损伤的模拟研究^[6,7].

目前激光氦离子源主要是采用皮秒和飞秒脉宽的相对论强度激光直接与氦气射流(氦气是惰性气体, 在通常条件下为气态, 并且没有化合物)相互作用产生高能氦离子. 在皮秒激光驱动氦离子源方面, Sarkisov 等^[8]和 Krushelnick 等^[9]最早利用皮秒相对论激光与次临界密度氦气射流作用, 通过库仑爆炸机理(Coulomb explosion, CE)在垂直激光传播方向观测到数 MeV 能量的氦离子. Wei 等^[10]在上述工作的基础上, 将激光功率密度提高至 10^{20} W/cm^2 以上, 发现在 CE 和 CSA 两种激光离子加速机理的共同作用下, 可以在垂直激光传播方向观测到超过 10 MeV 的氦离子. Willingale 等^[11]在 Wei 等^[10]的实验条件下, 发现当氦气射流密度足够高时, 可以通过类 TNSA 机理在激光传播前向观测到截止能量 40 MeV 的指数能

* 中国工程物理研究院发展基金(批准号: 2013A0103003)和科学挑战计划资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yqgu@caep.cn

谱分布的氦离子. 在飞秒激光驱动氦离子源方面, Fukuda 等^[12]利用飞秒激光与混合有CO₂气体的氦气射流作用, 产生了数十MeV的氦离子, 但是氦离子产额很低(能量超过1 MeV的氦离子产额低于10³/shot). Lifschitz 等^[13]利用超强飞秒激光与氦气射流作用, 在垂直激光传播方向观测到百keV能量的准单能氦离子. 然而, 上述研究结果表明, 对于相对论激光与氦气射流作用驱动高能氦离子方案, 目前在实验上难以产生同时具有前向性和准单能性、数MeV能量、高产额的氦离子束, 而具有上述特性的氦离子束是实际应用中十分关注的^[14].

本文提出了一种新的激光驱动氦离子源的方法, 即利用相对论激光与固体-氦气复合靶作用加速氦离子. 在实验上, 利用脉宽0.8 ps、功率密度 5×10^{18} W/cm²的激光脉冲产生了前向发射的2.7 MeV的准单能氦离子束, 能量超过0.5 MeV的氦离子产额约为10¹³/sr. 二维粒子(PIC)模拟显示, 在TNSA和类CSA两种加速机理共同作用下, 氦离子得到加速. 同时PIC模拟还显示氦离子截止能量与超热电子温度成正比.

2 实验

实验在中国工程物理研究院激光聚变研究中心等离子体物理重点实验室的星光III激光装置上

进行. 星光III激光装置具有飞秒束、皮秒束和纳秒束三束同步打靶能力, 本文实验采用皮秒束. 星光III装置皮秒束采用钨玻璃作为放大介质, 其激光脉宽为0.8 ps, 激光波长为1.054 μ m, 单个激光脉冲能量可达100 J. 通过离轴抛物面镜将激光光束的束腰聚焦到25 μ m, 对应激光功率密度约为 5×10^{18} W/cm². 星光III装置皮秒束的纳秒尺度激光对比度好于10⁻⁸, 因此纳秒尺度预脉冲强度小于 5×10^{10} W/cm². 具体的实验排布如图1所示, 皮秒束激光沿距铜平面靶法线5°方向入射. 铜平面靶7 μ m厚, 在距铜靶靶背1 mm处有直径1 mm的氦气喷嘴. 实验中氦气喷嘴的背压设置为1 MPa, 通过流体动力学程序Fluent模拟得到氦气出流全离化电子密度约为 5×10^{19} /cm³. 实验中的诊断设备有电子磁谱仪和汤姆孙离子谱仪. 电子磁谱仪的磁感应强度为0.2 T, 放置在铜靶靶前距法线约20°方向, 用于监测铜靶靶前超热电子温度. 汤姆孙离子谱仪放置在铜靶靶背法线方向, 距离氦气喷嘴中心约39 cm, 其准直孔直径为200 μ m, 对应谱仪接收立体角为 2.0×10^{-7} sr. 汤姆孙离子谱仪的磁感应强度为0.6 T, 实验中其电场强度 2.27×10^5 V/m. 电子磁谱仪和汤姆孙离子谱仪均采用Fuji公司生产的成像板(image plate, IP)作为记录介质.

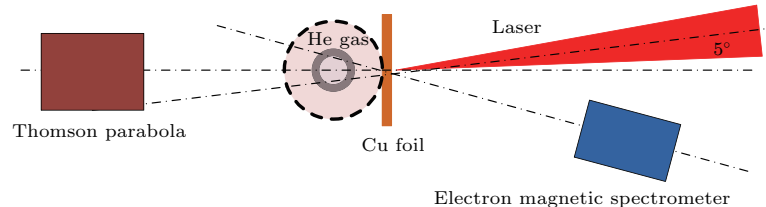


图1 实验排布 激光5°入射铜平面靶前表面, 铜靶靶后有氦气喷嘴. 在铜靶靶背法线方向放置汤姆孙离子谱仪, 在铜靶靶前20°方向放置电子磁谱仪

Fig. 1. Experimental setting. The laser pulse incident on the front surface of copper foil with 5°. The helium gas nozzle is behind the copper foil. Thomson parabola spectrometer is laid along the normal of the copper foil rear surface and the electron magnetic spectrometer is laid on the front surface.

图2是主要的实验结果. 图2(a)是汤姆孙离子谱仪测量得到的离子信号, 其中有三条计数强度最高的谱线, 分别为H⁺, He²⁺和He⁺. 由于在汤姆孙离子谱仪中, 相同荷质比的离子在同一条谱线上, 因此图2(a)中的谱线I和II还有可能是C³⁺和C⁶⁺谱线. 如果谱线I和II是C³⁺和C⁶⁺谱线, 则在谱线I和II之间的C⁴⁺和C⁵⁺谱线应该有与谱线I和II相似的强度, 但是图2(a)显示在谱线I

和II之间的谱线强度很弱, 因此可以认为谱线I和II主要是He⁺和He²⁺谱线. 图2(b)是通过图2(a)求解得到的氦离子能谱(质子信号饱和无法求解能谱). He²⁺能谱整体呈指数分布, 但是在高能端(2.5—3.0 MeV处)出现准单能峰, 其强度峰值对应的氦离子能量约为2.7 MeV. He⁺能谱显示当离子能量大于0.5 MeV(能量小于0.5 MeV的He²⁺没有被IP记录到)时, He²⁺数量远高于He⁺数量, 这是

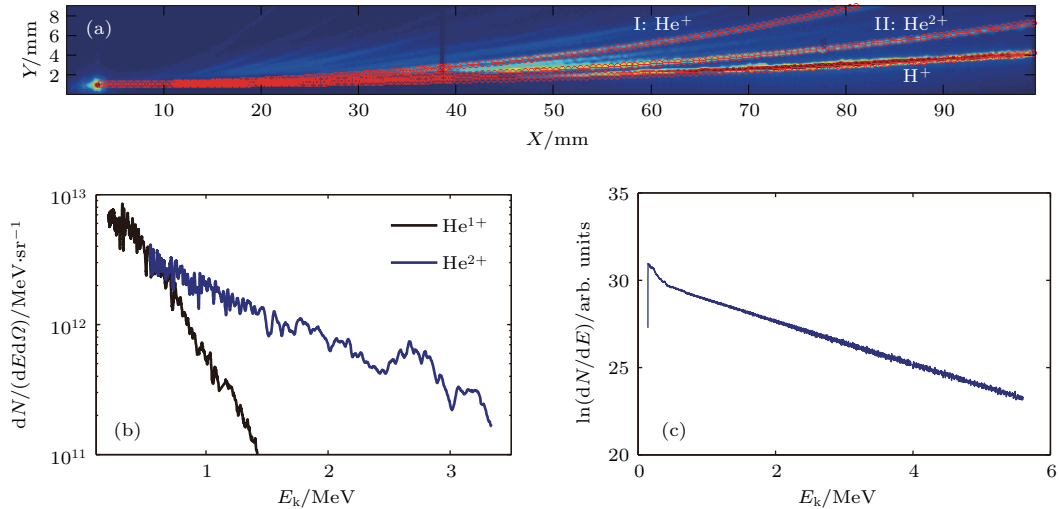


图2 (网刊彩色) 实验得到的离子和电子能谱 (a) 汤姆孙离子谱仪获得的质子和氦离子信号, 记录介质为IP; (b) 由图(a)的离子信号求解得到的氦离子能谱; (c) 靶前超热电子能谱, 拟合得到超热电子温度为0.79 MeV
 Fig. 2. (color online) Ions and electron energy spectrum by experimental instruments: (a) The proton and helium ions signals getting by Thomson parabola spectrometer, and the recording media is image plate; (b) helium ions energy spectrum obtained by Fig. (a); (c) hot electron energy spectrum on the copper foil front surface, the hot electron temperature is 0.79 MeV.

因为 He^+ 是由 He^{2+} 在氦气中传输时发生复合得到的^[10], 高能氦离子发生复合的概率小, 从而导致高能 He^+ 数量少. 由氦离子能谱可以得到能量超过0.5 MeV的氦离子总能量约为每单位立体角1.1 J, 对应氦离子产额为 $10^{13}/\text{sr}$. 图2(c)是铜靶靶前超热电子能谱. 由靶前超热电子能谱可以得到超热电子温度为0.79 MeV, 而由Wilks超热电子温度定标率^[15]可以得到在激光功率密度为 $5 \times 10^{18} \text{ W}/\text{cm}^2$ 时, 对应的超热电子温度约为0.6 MeV, 两者比较接近.

3 分析讨论

为了深入理解实验结果, 我们利用二维PIC程序模拟超强激光与固体-气体复合靶作用产生高能氦离子的过程. PIC模拟设置如图3所示. 激光从模拟区域左边界正入射, 激光强度在Y方向均匀分布(平面波), 在时间(t)上激光归一化强度 $a = a_0 \sin^2(\pi t/2\tau)$, 其中 $\tau = 0.8 \text{ ps}$ 为激光脉冲宽度, 激光波长为 $1 \mu\text{m}$. 激光峰值功率密度为 $5 \times 10^{18} \text{ W}/\text{cm}^2$, 对应激光峰值归一化强度为 $a_0 = 1.9$. 模拟中在 $x = 20$ 至 $25 \mu\text{m}$ 处放置电子密度为 $30n_c$ ($1n_c = 1.12 \times 10^{21}/\text{cm}^3$)的CH靶, 其中碳离子为 C^{3+} , 质子为 H^{1+} , C和H的粒子数目之比为1:1. 实验中的固体靶材料为铜, 但是铜靶前后表面有显著的有机物沾污(实验中很强的质子

信号和很弱的铜离子信号证明铜靶表面有显著的有机物沾污). 当超强激光与铜靶前表面作用时, 其实激光是与沾污层作用, 而不是与铜靶作用. 同样, 在铜靶后表面是沾污层而不是铜靶与氦气直接作用. 因此模拟中只需要考虑超强激光与沾污层作用即可. 沾污层包含的主要元素为C, H和O等, 由于C和O的荷质比相近, 为了简化问题, 模拟中固体靶选用CH靶. 在 $x = 25 - 70 \mu\text{m}$ 处放置电子密度为 $0.05n_c$ 的氦气, 氦气为全离子化. 模拟网格宽度为 $dx \times dy = 0.033 \mu\text{m} \times 0.05 \mu\text{m}$, 每个种类的粒子每个网格放置50个宏粒子. 模拟区域Y方向的上下边界对于激光和粒子均为周期边界, X方向左边

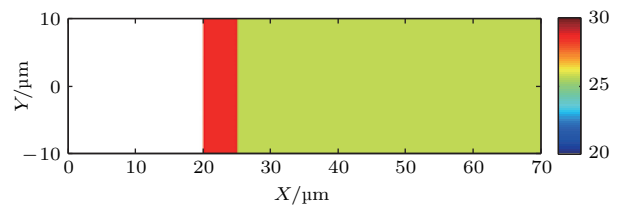


图3 (网刊彩色) 二维PIC模拟设置 在 $X = 20$ 至 $25 \mu\text{m}$ 处是电子密度为 $30n_c$ 的CH靶, CH靶后放置 $0.05n_c$ 的全离子化氦气, 激光脉冲横向强度均匀, 从模拟区域左边界正入射

Fig. 3. (color online) PIC simulation setting. The CH target with a density of $30n_c$ is located from $X = 20$ to $25 \mu\text{m}$, and the full ionization helium gas with a density of $0.05n_c$ is behind of the CH target. The laser pulse enters the simulation box from left boundary normally.

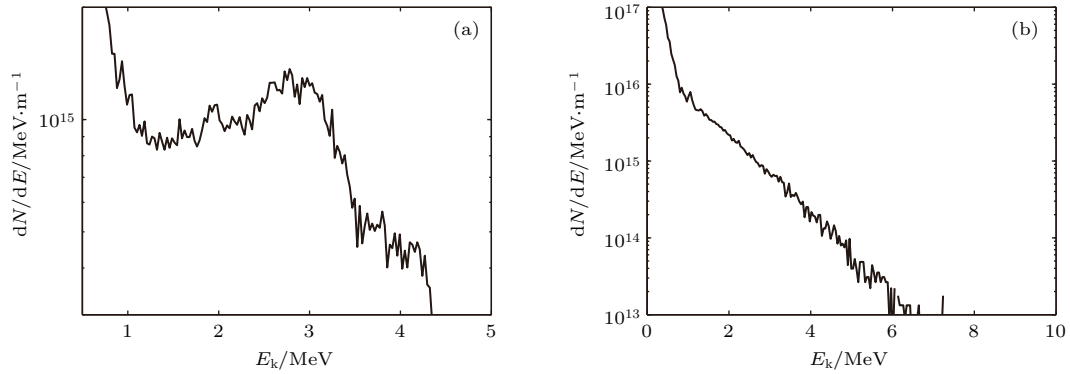


图4 氦离子和电子能谱 (a) 在模拟时间 2.5 ps 时的 He^{2+} 能谱; (b) 在模拟时间 1.6 ps 时的电子能谱, 超热电子温度为 0.85 MeV

Fig. 4. The energy spectrum of helium ion and electron by PIC simulation: (a) The He^{2+} energy spectrum at the simulation time of 2.5 ps; (b) the hot electron energy spectrum at the simulation time of 1.6 ps, the hot electron temperature is 0.85 MeV.

界是电磁场和粒子的吸收边界, X 方向右边界是粒子热边界. 粒子热边界是指粒子入射到该边界后, 粒子会以初始热速度重新返回模拟区域.

图4是上述PIC模拟得到的 He^{2+} 和电子能谱. 模拟得到的超热电子温度为0.85 MeV (图4(b)), 与实验结果(0.79 MeV)一致. 模拟得到的氦离子能谱(图4(a))显示在2.5—3.0 MeV能量区间有准单能峰结构, 与实验得到的 He^{2+} 能谱一致. 由于PIC模拟结果与实验结果相符合, 因此可以借助数值模拟结果来细致分析氦离子加速的物理过程.

图5是模拟时间为1.6 ps时的静电场、电子密度以及离子速度分布信息, 通过这些信息可以理解超短强激光与固体-氦气复合靶作用产生高能氦离子的物理过程. 首先, 超短强激光与固体靶前表面作用, 通过 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 加热^[16]、共振加热^[17]等机理产生超热电子, 这些超热电子加热固体靶, 使固体靶发生稀疏膨胀. 图5(a)中的电子密度分布(黑色实线)显示固体靶发生了显著的膨胀(固体靶原始位置在 $X = 20\text{--}25 \mu\text{m}$ 处). 然后, 固体靶背膨胀出来的高速等离子体会穿透氦气, 加速氦离子. 图5(b)的离子相图显示氦离子加速需要经历两个阶段: TNSA阶段和类CSA阶段.

在TNSA阶段, 固体靶中膨胀出来的离子穿过氦等离子体, 并通过自身的鞘场加速氦离子. 图5(b)中处于 $X > 35 \mu\text{m}$ 区间的氦离子即是通过该方式获得加速. 在类CSA阶段, 通过TNSA机理获得预加速的氦离子会在某个很窄的空间区域发生反射, 形成类似无碰撞静电冲击波的结构.

图5(b)显示氦离子在 $X = 32 \mu\text{m}$ 处发生反射, 获得很高的速度, 并成为能谱上准单能峰的来源. 在图5(a)中相同的位置($X = 32 \mu\text{m}$ 处), 等离子体电子密度发生跃变, 同时伴随很强的静电场. 图5显示的这些“类无碰撞冲击波”特征与经典无碰撞静电冲击波的特征相似, 但是两者有一个显著区别, 即: “类无碰撞冲击波”是由等离子体稀疏波(或稀疏膨胀)发生耗散(反射低密度等离子体中的离子)形成的, 而经典无碰撞静电冲击波是由孤立波发生耗散(反射上游离子)形成的. 这种“类无碰撞冲击波”一般是在高、低密度等离子体具有很大密度差时才会出现^[18–21].

上述PIC模拟在高密度CH靶前表面没有加预等离子体, 这是由于纳秒尺度预脉冲强度小于 $5 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$, 这种强度的激光预脉冲一般不会产生显著的预等离子体. 但是当考虑更高功率密度的激光脉冲与固体靶作用时, 若假设激光对比度不变, 则激光会有较强的预脉冲, 产生较显著的预等离子体. 当有适当密度标长的预等离子体时, 预等离子体会增强激光能量吸收效率, 产生更多高能超热电子, 进而可能产生更高能量的氦离子. 下面我们利用二维PIC模拟研究在一定预等离子体的条件下, 氦离子截止能量随激光功率密度的变化关系. 在图3显示的模拟参数基础上, 在CH靶前表面添加密度标长为 $1 \mu\text{m}$ 的预等离子体, 用于增强激光能量吸收, 模拟中采用的激光功率密度从 $1 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ 变化到 $1 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$.

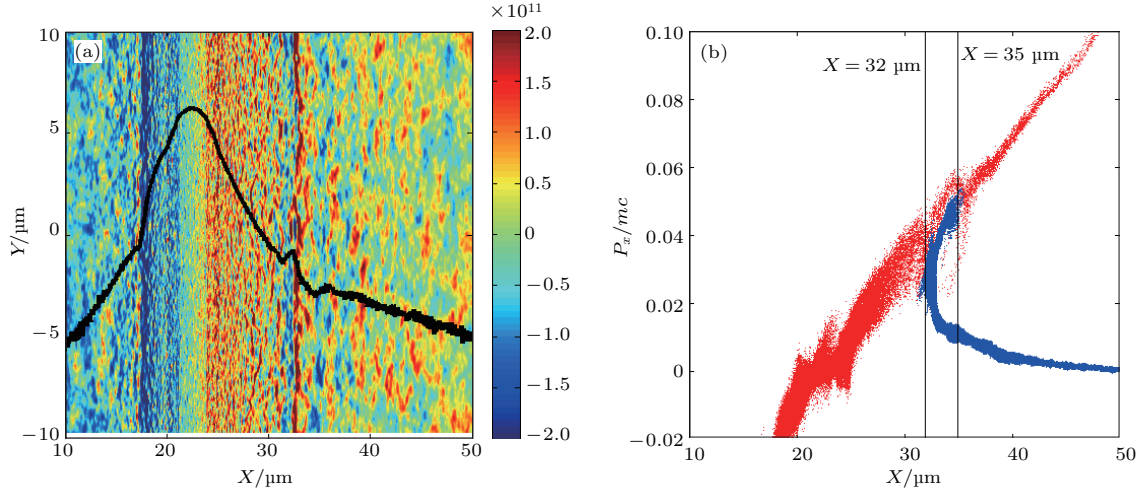


图5 (网刊彩色) 模拟时间为 1.6 ps 时的静电场、电子密度以及离子速度分布 (a) 静电场 E_x 的空间分布, 色标单位是 V/m, 其中黑色实线为 X 方向的电子密度分布 (在 Y 方向进行平均), 密度值 (arb. unints) 取对数; (b) 离子相空间分布, 其中红色点和蓝色点分别表示 H^+ 和 He^{2+}

Fig. 5. (color online) Distribution of the electrostatic field, electron density and ion velocity at simulation time of 1.6 ps: (a) The spatial distribution of electrostatic field E_x , the unit of the colorbar is V/m, the black solid line is the profile of electron density along the X direction (averaged in Y direction), and the electron density (arbitrary units) is logarithmic; (b) the ions phase space profile, the red and blue point represent H^+ and He^{2+} , respectively.

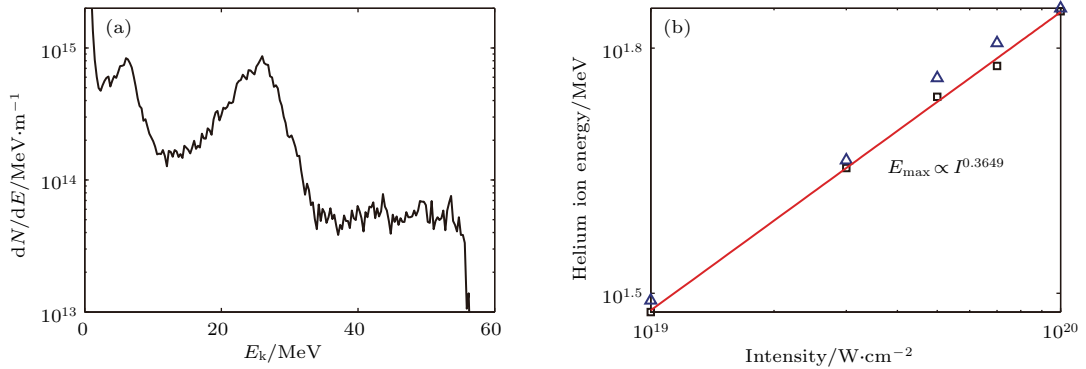


图6 考虑预等离子体后, 氦离子能量随激光功率密度的变化 (a) 激光功率密度为 $5 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ 时的 He^{2+} 能谱; (b) 氦离子截止能量随激光功率密度的变化, 其中方块代表氦离子截止能量数值模拟结果, 实线为拟合结果, 三角为模拟时间为 1.6 ps 时的超热电子温度 (其数值 $\times 20$)

Fig. 6. Helium ion energy dependence on laser intensity: (a) The He^{2+} energy spectrum at laser intensity of $5 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$; (b) helium ion maximum energy dependence on laser intensity, the squares represent the maximum helium ion energy and the solid line is the fitting line, the triangles represent the hot electron temperatures at simulation time of 1.6 ps.

图6(a)是激光功率密度为 $5 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ 时的氦离子能谱, 可见有中心能量为 25 MeV 的准单能氦离子束产生, 氦离子的截止能量可以达到 55 MeV. 图6(b)是氦离子截止能量 (E_{\max}) 随激光功率密度 (I) 变化的模拟结果, 可以得到 $E_{\max} \propto I^{0.3649}$. 图6(b)同时还给出了超热电子温度随激光功率密度的变化. 对于较短标长的预等离子体, 激光功率密度超过 10^{19} W/cm^2 时, 超热

电子温度可以由 Beg 超热电子温度定标率^[22]很好地描述 $T_e \propto I^{1/3}$, 这与模拟得到的超热电子温度变化一致. 通过比较氦离子截止能量和超热电子温度, 可以近似认为 $E_{\max} \propto T_e$. 其原因为, 氦离子被 CH 等离子体推动的速度可以用离子声速来表征 $c_s = \sqrt{\frac{ZT_e}{Am_p}}$, 其中, Z 和 A 分别为离子的电荷数和质量数, m_p 是质子静止质量. 而被加速的氦离子能量满足 $E_{\max} \propto c_s^2$, 因此 $E_{\max} \propto T_e$.

4 结 论

本文通过实验和PIC数值模拟研究了超强激光与固体-气体复合靶作用产生高能氦离子的激光氦离子源新方案.

首先, 实验采用功率密度 5×10^{18} W/cm² 的脉宽为 0.8 ps 的激光脉冲与铜-氦气复合靶作用, 产生了前向发射的 2.7 MeV 的准单能氦离子束, 通过积分能谱, 得到能量超过 0.5 MeV 的氦离子总能量约为每单位立体角 1.1 J, 对应氦离子产额为 10^{13} /sr.

其次, 将实验中的激光参数和靶参数输入二维PIC粒子模拟程序, 模拟结果显示氦离子是在TNSA和类CSA两种加速机理共同作用下得到加速.

最后, 在考虑一定预等离子体的条件下, 将激光功率密度从 1×10^{19} W/cm² 变化到 1×10^{20} W/cm², 利用二维PIC程序模拟得到氦离子截止能量, 模拟结果显示氦离子截止能量与超热电子温度成正比.

参考文献

- [1] Daido H, Nishiuchi M, Pirozhkov A S 2012 *Rep. Prog. Phys.* **75** 056401
- [2] Macchi A, Borghesi M, Passoni M 2013 *Rev. Mod. Phys.* **85** 751
- [3] Wilks S C, Langdon A B, Cowan T E, Roth M, Singh M, Hatchett S, Key M H, Pennington D, MacKinnon A, Snavely R A 2001 *Phys. Plasmas* **8** 542
- [4] Esirkepov T, Borghesi M, Bulanov S V, Mourou G, Tajima T 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 175003
- [5] Silva L O, Marti M, Davies J R, Fonseca R A, Ren C, Tsung F S, Mori W B 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 015002
- [6] Hasegawa A, Saito M, Nogami S, Abe K, Jones R H, Takahashi H 1999 *J. Nucl. Mater.* **264** 355
- [7] Zheng H, Zhang C H, Chen B, Yang Y T, Lai X C 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 106102 (in Chinese) [郑晖, 张崇宏, 陈波, 杨义涛, 赖新春 2014 物理学报 **63** 106102]
- [8] Sarkisov G S, Bychenkov V Y, Novikov V N, Tikhonchuk V T 1999 *Phys. Rev. E* **59** 7042
- [9] Krushelnick K, Clark E L, Najmudin Z, Salvati M, Santala M I K, Tatarakis M, Dangor A E 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 737
- [10] Wei M S, Mangles S P D, Najmudin Z, Walton B, Gopal A, Tatarakis M, Dangor A E, Clark E L, Evans R G, Fritzler S, Clarke R J, Hernandez-Gomez C, Neely D, Mori W, Tzoufras M, Krushelnick K 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 155003
- [11] Willingale L, Mangles S P D, Nilson P M, Clarke R J, Dangor A E, Kaluza M C, Karsch S, Lancaster K L, Mori W B, Najmudin Z, Schreiber J, Thomas A G R, Wei M S, Krushelnick K 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 245002
- [12] Fukuda Y, Faenov A Y, Tampo M, Pikuz T A, Nakamura T, Kando M, Hayashi Y, Yogo A, Sakaki H, Kameshima T, Pirozhkov A S, Ogura K, Mori M, Esirkepov T Z, Koga J, Boldarev A S, Gasilov V A, Magunov A I, Yamauchi T, Kodama R, Bolton P R, Kato Y, Tajima T, Daido H, Bulanov S V 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 165002
- [13] Lifschitz A, Sylla F, Kahaly S, Flacco A, Veltcheva M, Sanchez-Arriaga G, Lefebvre E, Malka V 2014 *New J. Phys.* **16** 033031
- [14] Wang P X, Song J S 2002 *Helium and Tritium Permeation in Materials* (Beijing: National Defence Industry Press) p39 [王佩璇, 宋家树 2002 材料中的氦及氚渗透 (北京: 国防工业出版社) 第 39 页]
- [15] Wilks S C, Kruer W L, Tabak M, Langdon A B 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 1383
- [16] Wilks S C 1993 *Phys. Fluids B* **5** 2603
- [17] Kruer W L 1988 *The Physics of Laser Plasma Interactions* (New York: Addison-Wesley) p133
- [18] Dieckmann M E, Sarri G, Romagnani L, Kourakis I, Borghesi M 2010 *Plasma Phys. Control. Fusion* **52** 025001
- [19] Sarri G, Dieckmann M E, Kourakis I, Borghesi M 2010 *Phys. Plasmas* **17** 082305
- [20] Sarri G, Dieckmann M E, Kourakis I, Borghesi M 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 025003
- [21] Sarri G, Murphy G C, Dieckmann M E, Bret A, Quinn K, Kourakis I, Borghesi M, Drury L O C, Yinnerman A 2011 *New J. Phys.* **13** 073023
- [22] Beg F N, Bell A R, Dangor A E, Danson C N, Fewes A P, Glinsky M E, Hammel B A, Lee P, Norreys P A, Tatarakis M 1997 *Phys. Plasmas* **4** 447

Helium ions acceleration by ultraintense laser interactions with foil-gas target*

Jiao Jin-Long¹⁾ He Shu-Kai¹⁾ Deng Zhi-Gang¹⁾ Lu Feng¹⁾ Zhang Yi¹⁾ Yang Lei¹⁾
 Zhang Fa-Qiang¹⁾ Dong Ke-Gong¹⁾ Wang Shao-Yi¹⁾ Zhang Bo¹⁾ Teng Jian¹⁾
 Hong Wei¹⁾ Gu Yu-Qiu^{1)2)3)†}

1) (*Science and Technology on Plasma Physics Laboratory, Laser Fusion Research Center, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*)

2) (*Shanghai Jiao Tong University, International Fusion Sciences and Applications (IFSA) Collaborative Innovation Center, Shanghai 200240, China*)

3) (*Center for Applied Physics and Technology, Peking University, Beijing 100871, China*)

(Received 30 November 2016; revised manuscript received 22 January 2017)

Abstract

Laser-driven helium ion source with multi-MeV energy has an important application in the field of fusion reactor material irradiation damage. At present, the generating of high energy helium ions by relativistic ultraintense laser interacting with helium gas jet is the main scheme of laser-driven helium ion source. However, so far, this scheme has been hard to generate the helium ion beam with the characteristics, i.e., it is forward and quasi-monoenergetic and has multi-MeV in energy and high yield. These characteristics of helium ion beam are important for studying the material irradiation damage. In this paper, we propose a new scheme in which an ultraintense laser interacting with foil-gas complex target is used to generate helium ions. With this method, we perform an experiment on XingGuang III laser facility which has three laser beams with different laser durations (nanosecond, picosecond and femtosecond). In our experiment, we use a “picosecond” laser beam. The wavelength of this laser beam is 1054 nm and its duration is 0.8 ps. We use an off-axis parabola mirror to focus the 100 J energy of this laser beam onto a focal spot of 25 μm far away. The laser intensity reaches $5 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$. The foil-gas target is composed of a copper foil with 7 μm in thickness and a helium gas nozzle which is behind the copper foil. The helium gas nozzle can generate a helium gas jet with a full ionization electron density of $5 \times 10^{19} \text{ /cm}^3$. We use the Thomson Parabola Spectrometer to record the helium ion signals and the Electron Magnetic Spectrometer to diagnose the hot electron temperature. In the experiment, the laser pulse interacts with the front surface of the copper foil and generates lots of hot electrons. These hot electrons result in the expansion of the rear surface of the copper foil. The expanding plasma accelerates the helium ions behind the copper foil. The experimental results show that the obtained helium ions are forward and quasi-monoenergetic (the peak energy is 2.7 MeV), and the total energy of the helium ions whose energies are all higher than 0.5 MeV is about 1.1 J/sr, and correspondingly the yield of helium ions is about 10^{13} /sr. The helium ion spectrum and hot electron temperature given by particle in cell (PIC) simulation with using the experimental parameters are consistent with the experimental results. In addition, the PIC simulations also show that helium ions are accelerated by target normal sheath acceleration and collisionless shock acceleration-like mechanisms, and the maximum helium ion energy is proportional to the hot electron temperature.

Keywords: laser-driven helium ion source, laser plasma interaction, ion acceleration

PACS: 52.38.-r, 52.38.Kd, 52.65.Rr

DOI: 10.7498/aps.66.085201

* Project supported by the Development Foundation of China Academy of Engineering Physics (Grant No. 2013A0103003) and the Science Challenge Program of China Academy of Engineering Physics .

† Corresponding author. E-mail: yqgu@caep.cn