

激光与近相对论临界密度薄层相互作用产生大电量高能电子束

王剑 蔡达锋 赵宗清 谷渝秋

High energetic electron bunches from laser---near critical density layer interaction

Wang Jian Cai Da-Feng Zhao Zong-Qing Gu Yu-Qiu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 075203 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.075203

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.075203>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I7>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

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>

激光脉冲形状对弓形波电子俘获的影响

Effects of pulse temporal profile on electron bow-wave injection of electrons in laser-driven bubble acceleration

物理学报.2013, 62(20): 205203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.205203>

超短超强激光与薄膜靶相互作用中不同价态碳离子的来源

Origin of energetic carbon ions with different charge states in ultrashort laser-thin foil interactions

物理学报.2013, 62(16): 165201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.165201>

激光脉冲的横向波形对弓形波电子俘获的影响

Effects of pulse transverse profile on electron bow-wave injection of electrons in laser wakefield acceleration

物理学报.2013, 62(12): 125205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.125205>

实时离子探测器-----塑料闪烁体性能的实验研究

Experimental studies of the characteristics of a real-time ion detector-plastic scintillator

物理学报.2012, 61(10): 105202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.105202>

激光与近相对论临界密度薄层相互作用 产生大电量高能电子束*

王剑¹⁾²⁾ 蔡达锋^{1)†} 赵宗清²⁾ 谷渝秋²⁾

1)(内江师范学院物理学与电子信息工程学院, 内江 641110)

2)(中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

(2016年10月16日收到; 2016年12月11日收到修改稿)

研究了激光与近相对论临界密度等离子体薄层相互作用时所产生的高能电子束的主要特征, 包括平均有效温度以及截止能量等. 实验结果表明, 电子束的电量超过 nC 量级, 平均有效温度可达 8 MeV 以上. PIC 数值模拟证明, 近相对论临界密度等离子体内, 相对论自透明效应和激光钻孔效应共同形成一条磁化等离子体通道, 电子与激光将在角向磁场的协助下发生 Betatron 共振. 激光可将电子直接加速到很高能量, 因此电子束平均有效温度(“斜坡温度”)远远超过 Wilks 定标率预计的平均温度. 该研究为产生高亮度 X 射线源提供了一种新的可能途径.

关键词: 近临界密度, 等离子体薄层, 泡沫靶, Betatron 共振加速

PACS: 52.38.Kd, 41.75.Jv, 41.75.Ht

DOI: 10.7498/aps.66.075203

1 引言

超高强激光产生 X 射线源研究是目前强场研究领域热点问题之一. 目前主要有两种技术途径: 一种是利用激光直接与高 Z 固体靶作用^[1,2]. 但是高 Z 固体靶对激光有很高的反射率, 会损失很大一部分激光能量, 影响了更大电量超热电子束的产生. 为此研究人员提出了各种不同靶型, 如天鹅绒靶^[3]、多孔靶^[4]、亚波长光栅靶^[5]、团簇靶^[6]、纳米刷靶等^[7]多种靶构型, 用以提高激光到超热电子的转换效率, 引导和准直超热电子. 但即使如纳米刷靶能够将激光的吸收提高到激光总能量的 80%, 为普通平面靶的 2 倍, 电子束的截止能量以及平均温度也不是很高. 根据 Hu 等^[5]报道的结果, 电子束截止能量只能达到几个 MeV, 平均温度也仅 1.3 MeV. 此外, 由 Hanies 第^[8]给出的定标率, 激光与有限密度梯度等离子体相互作用时, 即使功率密

度达到 10^{21} W/cm², 高能电子束的平均温度仍然不超过 5 MeV, 仍然低于 Wilks 定标率的估计^[9]. 另一种是利用超高强激光与气体靶作用产生激光尾波场电子, 激光尾波场再通过与高 Z 转换靶相互作用或者 Betatron 类同步辐射的方式产生 X 射线^[10-12]. 2004 年以来, 激光尾波场电子加速器技术研究取得了重大进展, 各研究小组相继报道了通过激光尾场电子加速获得数十 MeV 乃至 GeV 量级的准单能电子束的结果^[13-16]. 然而, 由于等离子体空泡中难以注入大量的电子, 通过空泡机制产生的高能电子束所包含的电子束总电量难以达到 nC 量级, 这一特性限制了电子束在超亮微焦点 X 射线源的产生及其在透视照相等方面的应用. 本文研究了激光与近临界密度等离子体薄层相互作用所产生的高能电子束平均有效温度(“斜坡温度”)以及截止能量等特征. 研究表明空泡机制可以产生 nC 级高能电子束, 平均有效温度可达 8 MeV 以上, 为将来产生高性能 X 射线源提供了一种新的途径.

* 国家自然科学基金 (批准号: 11375161, 11605095) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: dafeng_cai@aliyun.com

2 实 验

实验是在中国工程物理研究院激光聚变研究中心星光III升级激光装置上进行. 实验排布如图1所示, 1053 nm皮秒主激光经过 $f/3$ 离轴抛物面镜聚焦在靶面上, 光学焦斑的尺寸大约为 $10\ \mu\text{m}$ (FWHM). 在主激光到达之前存在着持续 1 ns 的预脉冲, 激光对比度为 $10^6\text{--}10^7$. 激光与靶面法线的夹角为 10° . 靶后激光出射方向放置一台 6000 Gs 磁谱仪, 所测量电子能量范围为 0—40 MeV. 为了实时监测主激光的聚焦情况, 我们在靶前放置了一套软 X 射线针孔相机.

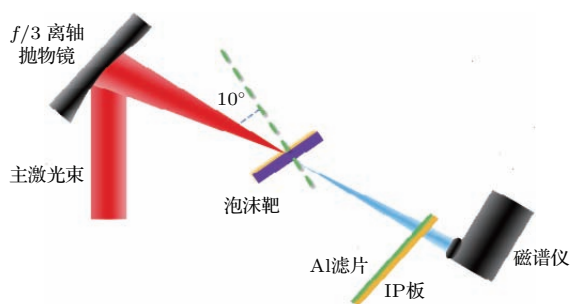


图1 (网刊彩色) 实验布局

Fig. 1. (color online) The configuration of the experiment.

实验中采用了一种三醋酸纤维素泡沫靶, 泡沫纤维直径 20—30 nm, 网孔间距 10—100 nm, 整块泡沫薄膜厚度为 $10\ \mu\text{m}$, 平均密度为 $10\ \text{mg}/\text{cm}^3$, 全离化对应的等离子体密度为 $3.1 \times 10^{21}/\text{cm}^3$. 这是目前实验上所能得到的最低密度靶. 1053 nm 激光对应的临界密度为 $1.0 \times 10^{21}/\text{cm}^3$, 预脉冲不能穿透泡沫薄膜, 因此除了趋肤层为激光直接烧蚀外, 其余部分为热传导层烧蚀. 我们可以根据理论公式来定性地估计烧蚀的速度以及烧蚀的温度, 界面处的烧蚀温度为^[17]

$$T_c \approx 1370(I\lambda^2/10^{18})^{2/3}\ \text{keV}, \quad (1)$$

其中功率密度 I 单位是 W/cm^2 , 激光波长 λ 的单位为 μm . 考虑到激光对比度为 10^7 , 当主激光脉冲功率密度为 $5.0 \times 10^{19}\ \text{W}/\text{cm}^2$ 时, 相对应的预脉冲的功率密度为 $5.0 \times 10^{12}\ \text{W}/\text{cm}^2$, 代入(1)式, $T_c \approx 0.43\ \text{keV}$, 远远超过 CH 材料的离化阈值, 材料被激光照射的区域可以被全部离化. 预脉冲持续 1 ns, 则预计烧蚀深度可达 $520\ \mu\text{m}$, 远大于泡沫薄膜靶的厚度. 即使考虑泡沫网格的影响, 烧蚀波

的传播速度比理论预计的低一个数量级, 预脉冲也具有充足的时间可以将我们实验中采用的泡沫薄膜靶全离化, 形成大尺度的近相对论临界密度等离子体.

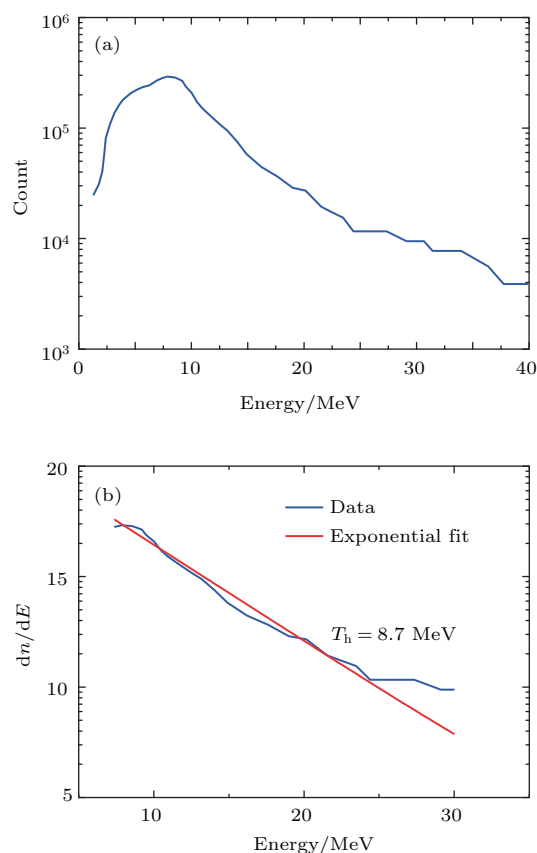


图2 (网刊彩色) 1# 发次电子能谱及平均有效温度 (a) 电子能谱; (b) 指数拟合平均有效温度

Fig. 2. (color online) Electron spectrum and average effective temperature of 1# shot: (a) Electron spectrum; (b) average effective temperature by exponential fitting.

图2所示为1#发次靶后激光出射方向的超热电子能谱, 对应的入射激光能量 115 J, 脉冲宽度 0.9 ps, 激光功率密度 $1.9 \times 10^{19}\ \text{W}/\text{cm}^2$. 整个能谱大致呈类玻尔兹曼分布, 谱峰的位置在 9 MeV, 截止能量超过 35 MeV. 如果对能谱进行指数拟合, 我们发现拟合得到的平均有效电子温度为 8.7 MeV, 远远高于 Wilks 定标率给出的平均温度 0.6 MeV^[9]. 图3显示的是 2# 发次的电子能谱, 相应的入射激光能量为 72.8 J, 激光脉冲宽度为 0.6 ps, 激光功率密度与 1# 靶对应的相同, 其他参数保持不变. 图3(a)可以看出, 类玻尔兹曼分布的电子能谱的峰值 8 MeV, 而能谱的截止能量超过了 40 MeV. 对能谱进行指数拟合, 电子束的平均有效温度(“斜坡

温度”)为 11.9 MeV, 如图 3(b) 所示, 同样远远高于有质动力定标率预言的温度. 3# 和 4# 发次分别对应激光能量为 61 J 和 73 J、脉冲宽度 0.3 ps 时的情形, 得到的平均有效电子温度为 15 MeV. 而激光能量 73 J 时, 平均有效电子温度则为 11 MeV. 考虑到打靶过程中的激光器状态的起伏, 两者的温度有一些差别. 为了便于比较, 我们将上述 1#, 2#, 3#, 4# 靶对应的电子束平均有效温度放置在一张图中, 如图 4 所示, 横坐标为激光功率密度, 图中误差棒所代表的误差主要来自于激光焦斑尺寸的误差. 虽然误差较大, 但是所有的数据点仍然显示出我们实际测量得到平均有效电子温度相较于 Wilks 定标率有了数倍的提高.

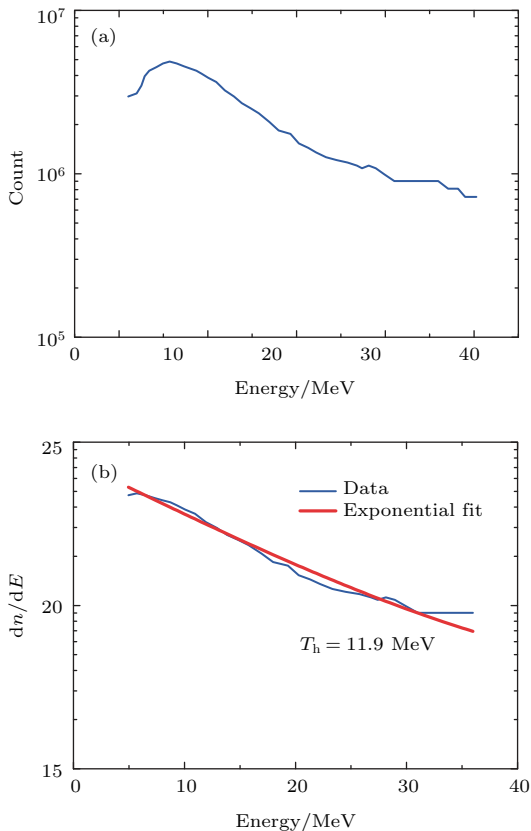


图 3 (网刊彩色) 电子能谱及平均有效温度 (a) 2# 发次靶后激光入射方向的超热电子能谱; (b) 指数拟合平均有效温度
Fig. 3. (color online) Electron spectrum and average effective temperature of 2# shot: (a) Electron spectrum; (b) average effective temperature by exponential fitting.

电子束的电量是我们所关心的另一方面. 对记录电子能谱的 IP 板进行空间积分, 可以获得接收立体角内的总电子数. 靶后激光出射方向的电子谱仪离靶的距离为 66 cm, 谱仪准直孔的大小为

4 mm × 5 mm, 相应的接收立体角为 0.003 sr. 根据标定实验的结果, 能量在 0.5 MeV 以上的电子, 每个荧光光子对应的电子数为 100, 因此我们可以初步得到 IP 板记录的电子数量. 对 2# 发次 IP 板进行积分, 我们获得 1# 发次的电量为 6.6 nC/sr. 类似地, 我们可以得到 2# 发次的电量为 6.1 nC/sr.

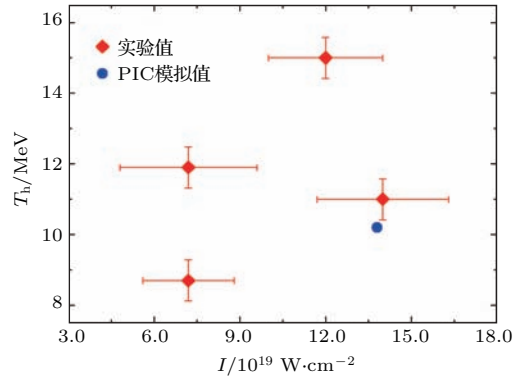


图 4 (网刊彩色) 电子束温度与激光功率密度的关系
Fig. 4. (color online) The dependence of temperature on laser power density.

3 分析讨论

相对论激光与稠密等离子体相互作用时, 有质动力加速占主要地位 [9,18]. 但是, 我们实验中的电子束平均有效温度远远高于 Wilks 定标率的预计 [9]. 因此, 我们不得不考虑其他加速机制的贡献. 为了更好地理解其中的大电量高能电子束产生的物理机制, 我们采用二维粒子模拟程序进行了模拟研究. 模拟参数与实验参数基本相同. 模拟盒子大小为 $100\lambda \times 40\lambda$, $\lambda = 1 \mu\text{m}$ 是激光波长, 共 2000×800 个网格, 每个网络放置 32 个宏观粒子. 碳等离子体层放置在模拟盒子中部, 初始电子密度设置为 $n_e = 3.6n_c$, $n_c = 1.1 \times 10^{21}/\lambda^2 \text{ cm}^{-3}$, 厚度为 $10 \mu\text{m}$. 在主脉冲到达之前有持续 1—2 ns 的预脉冲, 根据类似的二维流体力学模拟 [19,20], 我们在等离子体之前设置了一段密度梯度 $L = 5\lambda$ 的预等离子体. 电子和离子的初始温度分别设置为 300 eV 和 10 eV. 一束 P 极化激光垂直地入射到靶上, 激光归一化振幅 $a_0 = eE/m_e\omega = 10$, $\tau = 80T$, 激光焦斑的半高全宽 $w = 6 \mu\text{m}$ (FWHM), 其中 m_e 为电子质量, ω 为激光频率, T 为激光周期.

图 5(a)—(c) 是不同时刻的电子密度分布, 分别对应着 $40T$, $80T$, $120T$. 首先可以看到, $40T$ 时, 激光在次稠密等离子体中传播, 有质动力将电子

推开, 堆积在两侧, 形成一个狭窄的等离子体通道. 等离子体通道的宽度与激光焦斑的大小相当. $80T$ 时, 由于相对论自透明和钻孔效应^[21], 激光不仅能在次稠密等离子体中传播, 还能进入到密度高于临界密度的区域, 也就是近相对论临界密度区域, 即 $n_e \sim \gamma n_c$, 其中 $\gamma = \sqrt{1 + a_0^2/2} = 7.1$, 通过激光成道形成一条更长的等离子体通道. 从激光波前的位置我们可以推断出激光向前传输的速度约 $0.2c$, c 为光速. 成道速度介于激光钻孔速度 $v_{hb} = a_0 c \sqrt{m_e n_c / 2 m_i n_e} = 0.08c$ 和激光群速度 $v_g = c \sqrt{1 - n_e / \gamma n_c} = 0.76c$ 之间, 其中 m_i 为离子质量. 激光可以在较短时间内将等离子体完全烧穿, 形成一条数十微米的短等离子体通道, 与我们的预期相符. 至 $120T$ 时, 激光已经“烧穿”该等离子体, 形成一条长 $30 \mu\text{m}$ 左右的等离子体通道. 此

时, 考虑到离子开始膨胀, 等离子体通道的宽度变得 wider, 并开始出现一些丝状结构, 该丝状结构由离子运动引起.

与此同时, 我们诊断了等离子体通道周围的周期平均电磁场, 磁场大小使用 $m_e \omega c / e$ 归一化. 如图 6 (a) 所示, 该磁场为角向分布, 即垂直于纸面的 Z 方向, 包围了整个等离子体通道区域. 一般认为, 高能电子流在等离子体通道的外部创建了该自生磁场, 磁场的最大值可达 500 MGs . 该结果与文献^[21]给出的结果相似. 事实上, 考虑到图 5 所示的离子体通道主要是通过相对论自透明效应和激光钻孔效应共同形成^[21], 电子与离子都会被有质动力从等离子体通道中排开, 形成排空结构, 因此等离子体通道中不能形成有规律的电荷分离电场, 如图 6 (b) 所示.

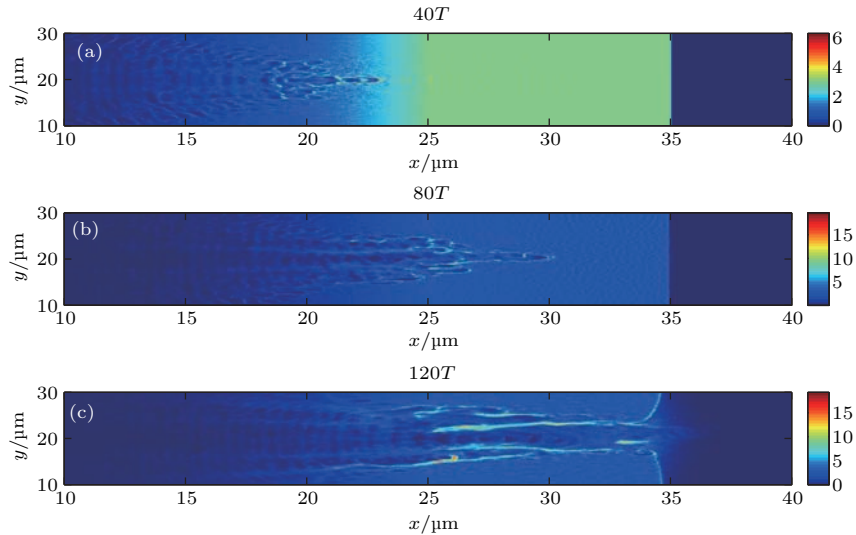


图 5 (网刊彩色) 电子密度随时间的演化 (a) $40T$ 时的密度; (b) $80T$ 时的密度; (c) $120T$ 时的密度

Fig. 5. (color online) Snapshot of electron density at different times: (a) At $40T$; (b) at $80T$; (c) at $120T$.

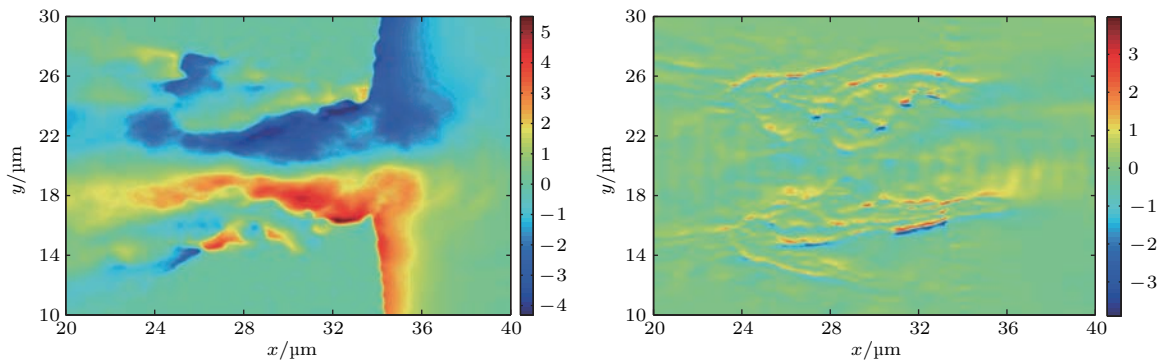


图 6 (网刊彩色) $140T$ 时的自生电磁场 (a) 自生磁场; (b) 自生电场

Fig. 6. (color online) The self-generated electromagnetic field at $140T$: (a) Self-generated magnetic field; (b) self-generated electric field.

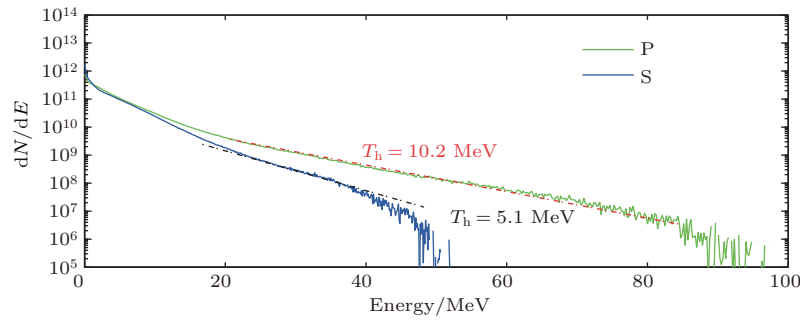


图7 (网刊彩色) 不同偏振态的电子能谱

Fig. 7. (color online) The electron spectrum for different laser polarization.

图7中绿线显示的是上述模拟所获的电子能谱. 整个电子能谱呈类玻尔兹曼分布, 电子的截止能量超过90 MeV. 我们对电子能谱的高能部分进行指数拟合, 发现电子束平均有效温度(“斜坡温度”)为10.2 MeV. 实验研究和理论研究都表明, 激光在等离子体通道内通过Betatron共振加速机制直接加速电子^[22-24], 这部分电子束的截止能量和平均有效温度很高. 显然, 由相对论自透明和钻孔效应所形成的等离子体通道内, 同样可以发生Betatron共振加速, 只是由于缺乏自生电场的作用, Betatron共振的频率会变小一些^[24]. 最终, 模拟中所获电子束的平均有效温度和实验值一样, 均超过了Wilks定标率的预计. 此外, 我们改变激光的偏振方向, 将P偏振变为S偏振, 而保持模拟激光和等离子体参数不变. 显而易见, 图7中蓝线显示的电子能谱的截止能量和平均有效温度都大幅降低. 就截止能量而言, S偏振仅是P偏振的40%; 平均有效温度S偏振也仅是P偏振的50%. 考虑到模拟程序是二维的, 因此, 只有P偏振的情况下, 激光场才会与电子发生共振, 从而将电子直接加速到很高的能量. 虽然模拟中P偏振和S偏振激光获得的电子能谱有较大差别, 但是实验中的物理过程是三维的. 在入射角比较小时, S偏振和P偏振没有显著的差别, 从另外一个角度说明实验中平均有效温度如此高的原因在于Betatron共振直接加速. 遗憾的是, 实验中使用的电子谱仪的测量范围有限, 没有测得如模拟中所示的更高能量的电子.

4 结 论

本文报道了激光与近相对论临界密度等离子体相互作用研究结果. 实验结果与理论分析均证

实, 在相对论自透明效应和激光钻孔效应共同作用下, 近相对论临界密度等离子体内将出现磁化等离子体通道, 电子与激光在通道周围角向磁场的协助下发生Betatron共振. 在我们实验参数范围内, 高能电子的平均有效温度在6—12 MeV之间, 高于Wilks定标率预言的平均温度. 本研究有助于激光与近相对论临界密度等离子体相互作用的理解, 并为下一步高亮度 γ 射线源以及正电子源产生奠定了一定基础.

参考文献

- [1] Jarrott L C, Kemp A J, Divol L, Mariscal D, Westover B, McGuffey C, Beg F N, Suggit M, Chen C, Hey D, Maddox B, Hawreliak J, Park H S, Remington B, Wei M S, MacPhee A 2014 *Phys. Plasmas* **21** 031211
- [2] Westover B, MacPhee A, Chen C, Hey D, Ma T, Maddox B, Park H S, Remington B, Beg F N 2010 *Phys. Plasmas* **17** 082703
- [3] Kulcsár G, AlMawlawi D, Budnik F W 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 5149
- [4] Nodera Y, Kawata S, Onjima N 2008 *Phys. Rev. E* **78** 046401
- [5] Hu G Y, Lei A L, et al. 2010 *Phys. Plasmas* **17** 083102
- [6] Huang K, Li D Z, Yan W C, Li M H, Tao M Z, Chen Z Y, Ge X L, Liu F, Ma Y, Zhao J R, Hafz N M, Zhang J, Chen L M 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 204101
- [7] Cao L H, Gu Y Q, Zhao Z Q 2010 *Phys. Plasmas* **17** 043103
- [8] Haines M G, Wei M S, Beg F N, Stephens R B 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 045008
- [9] Wilks S C, Kruer W L, Tabak M 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 1383
- [10] Glinec Y, Faure J, Le Dain L, Darbon S, Hosokai T, Santos J J, Lefebvre E, Rousseau J P, Burgy F 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 025003
- [11] Cipiccia S, Islam M, Ersfeld B, Shanks R P, Brunetti E, Vieux G, Yang X, Issac R C, Wiggins S, Welsh G

- H, Anania M P, Maneuski D, Montgomery R, Smith G, Hoek M, Hamilton D J, Lemos N R C, Symes D, Rajeev P P, Shea V O, Dias J M, Jaroszynski D A 2011 *Nature Phys.* **7** 867
- [12] Courtois C, Edwards R, Compant La Fontaine A, Aedy C, Barbotin M, Bazzoli S, Biddle L, Brebion D, Bourgade J L, Drew D, Fox M, Gardner M, Gazave J M, Lagrange J, Landoas O, Le Dain L, Lefebvre E, Mastro Simone D, Pichoff N, Pien G, Ramsay M, Simons A, Sircombe N, Stoeck C, Thorp K 2011 *Phys. Plasmas* **18** 023101
- [13] Kalmykov S Y, Gorburov L M, Mora P 2005 *Phys. Plasmas* **12** 033101
- [14] Pukhov A, Gordienko S 2006 *Phil. Trans. R. Soc. A* **364** 623
- [15] Lu W, Huang C, Zhou M 2006 *Phys. Plasmas* **13** 056709
- [16] Esarey E, Schroeder C B, Leemans W P 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 1229
- [17] Atzeni S, Meyer-ter-Vehn J 2008 *The Physics of Inertial Fusion* (in Chinese) (Beijing: Science Press) [Atzeni S, Meyer-ter-Vehn J 2008 惯性聚变物理 (北京: 科学出版社)]
- [18] Krueer W L, Estabrook K 1985 *Phys. Fluids* **28** 430
- [19] Scott R H H, Perez F, Santos J J, Ridgers C P, Davies J R, Lancaster K L, Baton S D, Nicolai Ph, Trines R M G M, Bell A R, Hulin S, Tzoufras M, Rose S J, Norreys P A 2012 *Phys. Plasmas* **19** 053104
- [20] Pukhov A, Sheng Z M, Meyer-Ter-Vehn J 1999 *Phys. Plasmas* **6** 2847
- [21] Willingale L, Nagel S R, Thomas A G R, Bellei C, Clarke R J, Dangor A E, Heathcote R, Kaluza M C, Kamperidis C, Kneip S, Krushelnick K, Lopes N, Mangles S P D, Nazarov W, Nilson P M, Najmudin Z 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 105002
- [22] Kemp A, Sentoku Y, Tabak M 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 075004
- [23] Kemp A, Sentoku Y, Tabak M 2009 *Phys. Rev. E* **79** 066406
- [24] Pukhov A, Sheng Z M, Meyer-ter-Vehn J 1999 *Phys. Plasmas* **6** 2847

High energetic electron bunches from laser—near critical density layer interaction*

Wang Jian¹⁾²⁾ Cai Da-Feng^{1)†} Zhao Zong-Qing²⁾ Gu Yu-Qiu²⁾

1) (*Department of Physics, Neijiang Normal University, Neijiang 641110, China*)

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

(Received 16 October 2016; revised manuscript received 11 December 2016)

Abstract

In this paper, we report our results from interactions between sub-picosecond laser and relativistic near-critical density plasma layer. To create the near-critical density plasma layer, low density foam targets are utilized in our experiments. The foam is comprised of tri-cellulose acetate. Their average densities vary from 1 mg/cm³ to 5 mg/cm³, corresponding to full ionization densities ranging from 0.6 n_c to 3 n_c . When laser pulse is incident on the near-critical density plasma, some energetic bunches with a large quantity of charges are measured in most of the shots. The maximum charge quantity reaches to 6.1 nC/sr. Furthermore, the observed electron energy spectrum is Boltzmann-like with a wide plateau at the tail of the energy spectrum, rather than a Maxwell-like. The concept of average temperature is not available any more, and we define average effective temperature instead, namely the slope temperature. Fitting the Boltzmann-like spectrum exponentially, we find that the average effective temperature even exceeds 8 MeV at 7.5×10^{19} W/cm², far beyond the ponderomotive limit. Aiming at analyzing the implication of physics, several two-dimensional particle-in-cell (PIC) simulations are performed. The PIC simulations indicate that the hole-boring effect and relativistic self-transparency play an important role in the electrons heating process. At the earlier stage of heating process, a short plasma channel is created by the hole-boring effect and relativistic self-transparency. The length and the width of the plasma channel are about tens of micrometers and several micrometers respectively. Around the plasma channel, there is an intensive azimuthal magnetic field. The magnitude of the azimuthal magnetic field is 100 MGs. However, the radical electrostatic field is not seen. The possible reason is that the plasma channel would be cavitared by the hole-boring effect. As a result, the electrons will experience Betatron resonance in the magnetized plasma channel. The transverse momentum of the electron would be converted into forward momentum. Assisted by the Betatron resonance, the electrons gain energies from the laser directly and efficiently. Thus, the average effective temperatures of the electron bunches are much higher than predicted by the ponderomotive scaling law. Besides, we also conduct another simulation to instigate the differences by adopting different laser polarizations. Within our expectation, the electron spectrum of the P-polarization accords well with the experimental result, while the electron spectrum of the S-polarization obviously deviates from the experimental result. It also demonstrates that the Betatron resonance heating dominates the electron acceleration process. This research paves the way to generating the highly energetic bunches with a large quantity of charges, and would also be helpful for producing the high-bright laser bremsstrahlung sources in future.

Keywords: near relativistic critical density, plasma layer, foam target, Betatron resonance

PACS: 52.38.Kd, 41.75.Jv, 41.75.Ht

DOI: 10.7498/aps.66.075203

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11375161, 11605095).

† Corresponding author. E-mail: dafeng_cai@aliyun.com