

飞秒激光-金属薄膜靶相互作用中靶 前后超热电子能谱的比较^{*}

蔡达锋^{1)†} 谷渝秋¹⁾ 郑志坚¹⁾ 周维民¹⁾ 焦春晔¹⁾ 温天舒¹⁾ 淳于书泰¹⁾

1) 中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

2) 内江师范学院物理系, 内江 641112)

(2005 年 10 月 17 日收到, 2006 年 5 月 21 日收到修改稿)

采用电子谱仪测量了飞秒激光-金属薄膜靶相互作用中靶前和靶后产生的超热电子能谱. 结果显示, 靶前超热电子能谱的峰出现在约 430 keV 处, 靶后超热电子能谱的峰出现在约 175 keV 处, 靶前超热电子的有效温度分别为 218 keV 和 425 keV, 靶后超热电子能谱出现“软化”现象, 其有效温度分别为 96 keV 和 347 keV. 靶前和靶后超热电子能谱明显不同是由于超热电子输运穿越过密等离子体和冷材料的靶, 并在靶后建立 Debye 鞘, 鞘电场使靶后超热电子能谱峰向低能端移动, 鞘电场和自生磁场导致靶后超热电子能谱产生“软化”, 估算出的鞘电场小于激光电场.

关键词: 飞秒激光, 金属薄膜靶, 超热电子, 能谱

PACC: 5250J

1. 引言

超短超强激光-等离子体相互作用过程中产生的前向超热电子备受人们的关注. 这是由于前向超热电子可能被用于惯性约束聚变(ICF)中的“快点火”(fast ignition)^[1]. 所谓“快点火”, 简单地讲就是采用短激光脉冲产生的超热电子迅速加热压缩的 DT 小球, 从而实现聚变点火.

最近几年, 各个研究小组采用实验和计算机模拟研究了前向超热电子的发射. 例如 Sentoku 等^[2]采用 2D PIC 模拟发现, p 极化激光与靶相互作用产生的超热电子是沿着靶背法线方向发射; Gremillet 等^[3]利用透明的玻璃靶, 观察到快电子约以光速在固体靶中传播, 形成一个约 20 μm 的准直喷射; Snavely 等^[4]在契形靶实验中发现, 有两个分别垂直靶背主要和次要表面的质子束, 这意味着超热电子发射是分别垂直靶背主要和次要表面的. 超热电子的前向发射涉及到激光-等离子体相互作用中被加速的电子在过密等离子体和冷材料靶中的输运过程. 这一过程中可能产生许多复杂的物理现象. 例如, X 射线发射、自生磁场产生以及高能质子发射

等等.

有关超热电子的输运问题已被广泛地研究. 例如, Hall 等^[5]的实验证明, 电子在过密等离子体中的阻止本领大约是固体材料的 30%; Davies 等^[6]研究发现, 超热电子在穿过固体靶的输运过程中, 电场、磁场、变化的电阻率以及碰撞效应扮演了重要角色; Tatarakis 等^[7]指出, 当超热电子穿越固体靶后, 在靶背面将建立一个称为 Debye 鞘的电荷分离场, 该鞘电场由超热电子数密度和温度决定; 与之相似, Zhidkov 等^[8]根据 Poisson 方程, 估算出的靶背静电场与激光电场具有大约相同的数量级. 最近, Sentoku 等^[9]在研究超短超强激光与稠密等离子体相互作用产生的高能质子时, 详细地讨论了电子环流对靶背鞘电场的影响, 并发现质子能量与靶的厚度成反比, 这意味着靶背鞘电场与靶的厚度有关.

本文采用电子谱仪测量了飞秒激光-金属薄膜靶相互作用中靶前和靶后产生的超热电子能谱. 根据所测的超热电子能谱, 考虑到超热电子输运过程中的碰撞和电场作用, 解释了靶前后能谱峰的移动, 并估算出了靶背鞘电场的大小; 考虑到电场和磁场的影响, 解释了靶后能谱“软化”的原因.

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 10275057)和省教育厅(批准号: 2004A171)资助的课题.

[†] 内江师范学院物理系, E-mail: dafeng_cai@yahoo.com.cn

2. 实验设置

实验在中国工程物理研究院(CAEP)高温高密度等离子体国家重点实验室的掺钛蓝宝石激光器上进行. 激光器采用标准啁啾脉冲放大技术(CPA), 激光参数为能量 500 mJ(压缩前), 波长 800 nm, 脉冲宽度 60 fs, 重复频率 10 Hz. 采用自相关技术测得激光脉冲对比度约为 $1:10^{-6}$ (在主脉冲到达前 2 ns).

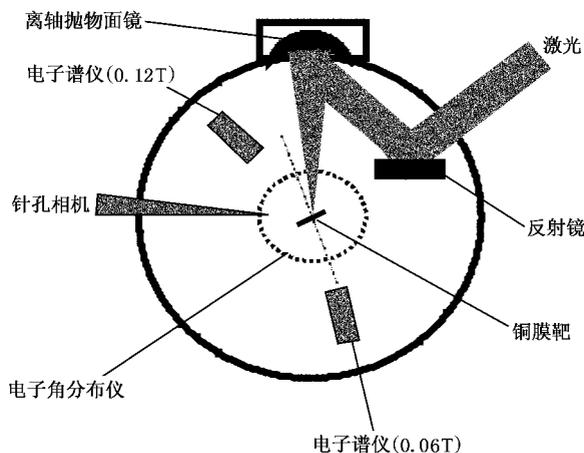


图 1 实验布局简图

实验布局如图 1, 压缩后的激光通过圆柱形靶室侧壁法兰口的石英玻璃窗进入靶室. 采用 $f/5$ 离轴抛物面镜将能量为 250 mJ(靶面), 光束直径为 70 mm 的 P 偏振激光聚焦并斜入射在厚度为 $20 \mu\text{m}$ Cu 膜靶上. 靶架由一个二维步进电机控制, 确保每发激光能够打在新鲜的靶面上. 抛物面镜架由另一个步进电机控制, 用于调节激光聚焦.

采用针孔相机配合 X 射线 CCD(charge coupled diode array camera)测量激光焦斑, 所测焦斑直径约为 $20 \mu\text{m}$ (FWHM), 给出靶面激光峰值功率密度约为 $1.3 \times 10^{18} \text{ W cm}^{-2}$.

为了探测超热电子的前向发射, 采用电子角分布仪和 LiF(Mg, Cu, P)热释光(TLD)探测器^[10]. 电子角分布仪是一个直径为 16 cm 的半球, 作为探头的 LiF TLD 为 $3.2 \times 3.2 \times 0.38 \text{ mm}$ 的晶体. 为了提高测量的精度, 用 ^{137}Cs 标准源对 LiF TLD 进行了逐片标定^[11]. 为了挡掉高能离子, 需在 LiF TLD 前面挡滤片. 按照 Maksimchuk 给出的离子最大能量估算公式^[12]

$$\epsilon_i^{\max} \geq Z \sqrt{\eta IR \lambda}, \quad (1)$$

其中, Z 为离子电荷数, 对质子 $Z = 1$; I 为激光强

度, 以 $10^{18} \text{ W cm}^{-2}$ 为单位; η 为激光能量转化为超热电子的效率, 取 $\eta = 10\%$ ^[12]; R 为焦斑半径, λ 为激光波长, 单位均为 μm . 对我们的实验, 估算的质子最大能量约为 1 MeV. 这样, 选择 $50 \mu\text{m}$ 铝膜作为滤片, 它可挡掉能量低于 2.25 MeV 的质子同时挡掉能量小于 80 keV 的电子.

同时在靶前和靶后放置 0.12 T 和 0.06 T 的电子谱仪用于测量靶前后超热电子的能谱. 电子谱仪对应的量程分别为 280—3130 keV 和 70—1250 keV. 谱仪的探测元件仍采用 LiF(Mg, Cu, P)热释光探测器(TLD), 其规格为 $3.2 \times 3.2 \times 0.38 \text{ mm}$, 这样能量分辨率可达到 2%. 为了减小电子的散射, 在谱仪准直孔前未加滤片过滤, 电子谱仪收集立体角取为 $3.80 \times 10^{-4} \text{ sr}$.

3. 实验结果

图 2 为激光以 20° 入射角辐照在 $20 \mu\text{m}$ Cu 靶时的超热电子前向分布(累积 20 发). 结果显示, 超热电子的前向发射呈溅射状, 电子主要集中在靶后法线附近区域. 这与 Gremillet 等^[3]利用透明靶获得的结果相似.

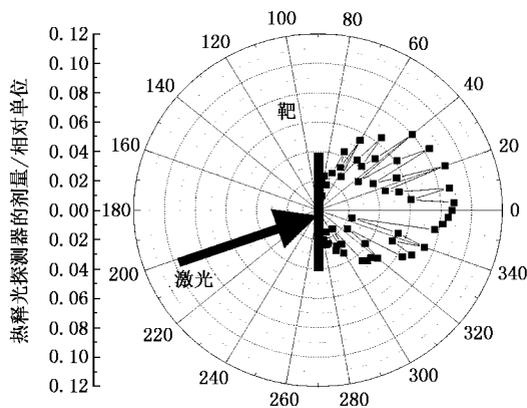


图 2 超热电子的前向发射

靶前后超热电子能谱是在峰值功率密度约为 $1.3 \times 10^{18} \text{ W cm}^{-2}$, 激光脉冲对比度约为 $1:10^{-6}$, P 极化激光以 35° 角斜入射到 $20 \mu\text{m}$ Cu 靶上, 累积 60 发的条件下获得的.

图 3 是采用 0.12 T 的电子谱仪在靶前所测的超热电子能谱. 该能谱呈类麦克斯韦分布, 峰值出现在约 430 keV 处, 拟合的有效温度分别为 218 keV 和 425 keV, 超热电子最大能量约 2.75 MeV, 高能部分的信号来自 X 射线和本底噪声.

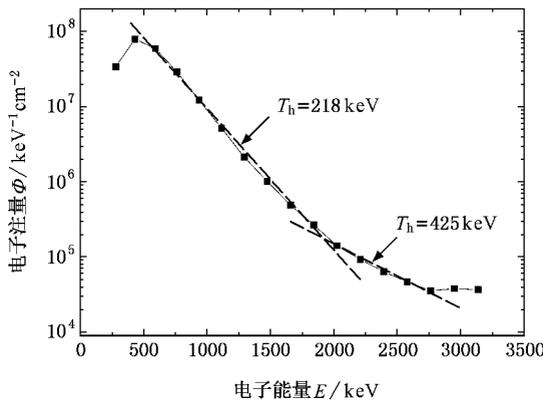


图 3 靶前超热电子的能谱

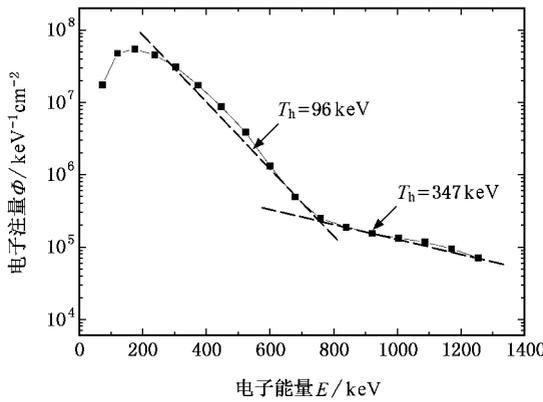


图 4 靶后超热电子的能谱

图 4 为采用 0.06 T 的电子谱仪同时在靶后所测的超热电子能谱。靶后能谱明显地呈双温类麦克斯韦分布,峰值出现在约 175 keV 处,在大约 750 keV 处能谱出现一个拐点,拟合的有效温度分别为 96 keV 和 347 keV。在谱仪最大量程处(1250 keV)的信号仍高于本底,说明靶后有能量大于 1250 keV 的电子。与靶前能谱相比,靶后能谱出现了明显地“软化”现象。

4. 讨 论

为了解释实验结果,采用 Zepf 等^[13]建立的物理模型,如图 5。超短超强激光与薄膜靶相互作用的物理过程为:首先,激光放大的自发发射(ASE)预脉冲或脉冲前沿的强度超过靶的离化阈值时,在靶前产生一个冠状等离子体^[14];其次,主脉冲与等离子体冠相互作用,通过共振吸收^[15]或真空加热^[16,17]机理在等离子体临界面附近加速电子,第三,被加速的电

子一部分在靶前发射(未画出),另一部分穿入过密等离子体和冷材料的靶,第四,超热电子在过密等离子体和冷材料靶内的运输过程中受到电场、自生磁场、碰撞、冷电子环流等因素的影响,能量很低的电子不能穿过薄膜靶,只有能量较高的电子可以穿过;第五,穿出靶背的超热电子将在靶背面形成一个空间分离电荷场,即所谓的 Debye 鞘^[7],这个电场的建立将进一步影响超热电子的运输,反射低能电子,同时电离靶背面含 H 污染物并加速质子,形成高能质子发射^[18]。

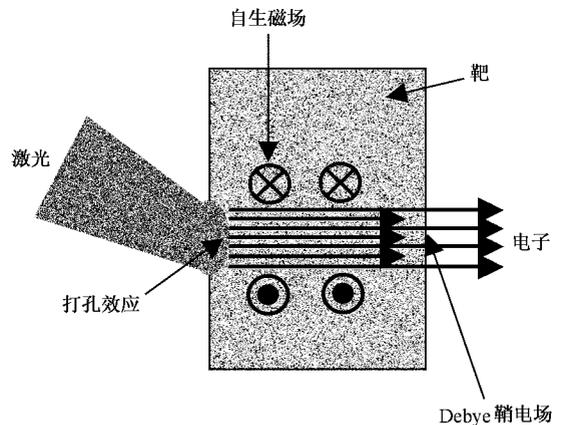


图 5 激光-薄膜靶相互作用示意图

4.1. 超热电子的前向发射

图 2 给出了能量大于 80 keV 的超热电子的前向分布。由于 20 μm Cu 膜对激光是不透明的^[3],因此,可以断定靶背面的超热电子必定是在靶前受激光加速并能穿过靶的能量较高的电子。受激光加速的电子束在过密等离子体和冷材料靶中受到碰撞和自生磁场的作用,碰撞效应使电子运动方向发生偏转,而且越是低能的电子偏转角越大,导致穿出靶背的电子具有较大的发散角,而自生磁场的作用与碰撞相反,它使加速的电子束准直,产生高度准直的前向电子发射。碰撞和自生磁场哪一种作用占主导地位这与薄膜靶的厚度有关。Pukhov^[19]指出:由于起准直作用的磁通道形成需要一个有限的时间,如果薄膜靶过厚,在脉冲期间磁通道将不能到达靶的背面,这时碰撞效应将占主导地位。实验中超热电子的前向发射具有较大的发散角正是由于采用了较厚的靶。

4.2. 靶前和靶后超热电子的能谱

假设靶前和靶后的超热电子在等离子体临界面被加速后具有相同的能量分布,这是一个合理的假

设.为了验证假设的合理性,我们进行了计算机模拟.模拟条件:激光P激化,时间行为为高斯分布,脉宽22 T,峰值激光功率密度是 $4 \times 10^{17} \text{ Wcm}^{-2}$,入射角 20° ,等离子体线性分布(0— $2 n_c$ 的距离是 4λ ,无固体靶),横向均匀分布,粒子模拟中激光径向取平面波.二维模拟盒子大小 $15\lambda \times 15\lambda$,空间网格 512×512 ,模拟的电子数和离子数均为 10^7 个,模拟结果如图6.结果显示:在无固体靶的情况下,超热电子在等离子体表面前、后的分布相差不大,前面出现的少量高能电子是由于在临界面被加速的电子穿出较稀薄的等离子体区域.因此,可认为前面的假设近似合理.

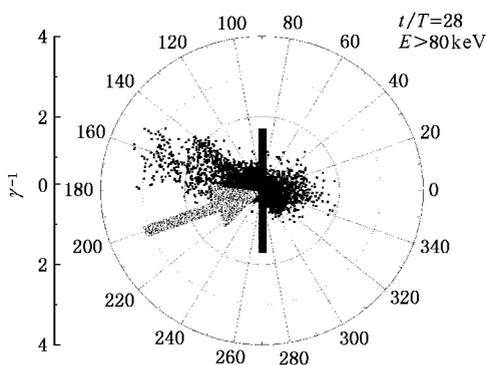


图6 激光-等离子体相互作用电子分布模拟结果(无固体靶, γ 为相对论因子)

首先,考虑碰撞效应对能谱的影响.按照上面的假设,以靶前超热电子的能谱(图3)作为在等离子体临界面被加速且向靶内运输的超热电子能谱.根据文献[20]给出的电子阻止本领数据,可以作出穿过 $20 \mu\text{m}$ Cu靶仅受碰撞影响的超热电子能谱,如图7(虚线).图7显示,超热电子由于碰撞损失的能量较小,这与Honrubia等[21]的计算机模拟结果一致.考虑碰撞效应以后,超热电子的能谱峰从原来的430 keV移动到404 keV,低能段能谱变化较大,而高能段能谱变化很小,原因在于高能电子具有较小的阻止本领.

其次,考虑鞘电场的影响.考虑碰撞效应后的超热电子能谱(图7虚线)与实验中靶后所测的超热电子能谱(图4)仍有很大的不同,主要原因是鞘电场的影响.根据超热电子能谱峰的变化,可以粗略推断靶背鞘电场的大小.为了简化估算,认为靶背的鞘电场是一匀强电场,穿出靶背的超热电子受到鞘电场作用,并在Debye长度 λ_D 范围内被反射或减速[22],使其能谱峰从404 keV(图7)变化到175 keV(图4).

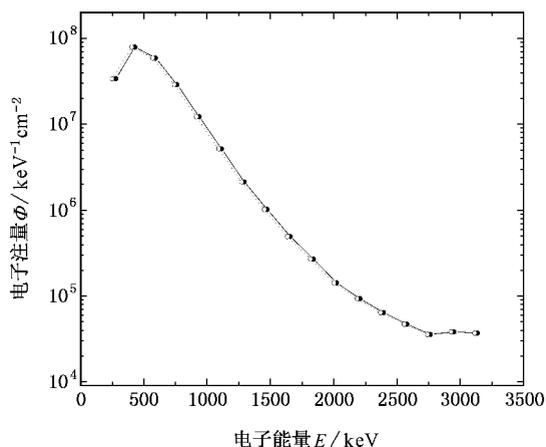


图7 碰撞效应对能谱的影响(实线为靶前超热电子能谱,虚线为考虑碰撞后超热电子的能谱)

电场力所作的功为

$$E\lambda_D = E_{e0} - E_e, \quad (2)$$

式中, E 为鞘电场(V/m), E_{e0} 和 E_e 分别为考虑碰撞后超热电子能谱峰对应的电子能量和实验中所测的靶后超热电子能谱峰对应的电子能量(keV).按照Wilks[18]等的计算机模拟和Snavely等[4]的结果,取Debye长度 $\lambda_D = 3 \mu\text{m}$.估算的靶背鞘电场大小为

$$E = \frac{E_{e0} - E_e}{\lambda_D} \approx 7.63 \times 10^{10} \text{ V/m}. \quad (3)$$

根据Zhidkov等[8]给出的靶背鞘电场估算公式

$$E_{\text{rear}} = 4\pi e N_h d, \quad (4)$$

这里, $N_h = \eta N_c \nu_0 / \nu_T$ 为超热电子密度, η 为吸收效率, N_c 为临界密度, ν_0 为电子的抖动速度, ν_T 为电子的热运动速度, d 为靶的厚度.临界密度由以下公式给出:

$$N_c = \epsilon_0 m_e \omega_L^2 / e^2 = 1.1 \times 10^{21} / \lambda_L^2, \quad (5)$$

超热电子抖动速度和热运动速度分别为

$$\nu_0 = \frac{eE_L}{m\omega_L}, \quad (6)$$

$$\nu_T = \left(\frac{2k_B T_h}{m} \right)^{1/2}, \quad (7)$$

取激光吸收效率 $\eta = 10\%$ [12],电子温度 $T_h = 218 \text{ keV}$,代入激光和电子参数,估算出靶背鞘电场约为

$$E_{\text{rear}} = 8.26 \times 10^{10} \text{ V/m}, \quad (8)$$

可见,粗略估算的结果与Zhidkov等的估算公式给出的结果较好地一致.

再按激光电场的计算公式

$$E_L = \left(\frac{2I_L}{\epsilon_0 c} \right)^{1/2} = 2.75 \times 10^3 I_L^{1/2}, \quad (9)$$

其中, ϵ_0 是真空介电常数. 当激光强度 $I_L = 1.3 \times 10^{18} \text{ Wcm}^{-2}$, 对应的激光电场

$$E_L = 3.14 \times 10^{12} \text{ V/m}, \quad (10)$$

可见, 靶背鞘电场略小于激光电场, 该结果与文献 [7, 22, 23] 较好地一致.

考虑靶背鞘电场 ($E = 7.63 \times 10^{10} \text{ V/m}$) 的影响, 以图 7 为基础作出超热电子的能谱, 如图 8 (为了与实验所测的能谱比较, 截取 1250 keV 能量以下段). 计算出的能谱与实验测量的能谱有两个明显的差异: 一是在相同能量处, 计算出的电子注量高于实验测量的电子注量, 这是因为在计算中未考虑电子的大角散射和多重散射; 另一个重要的差异是实验测量的能谱明显的“软化”.

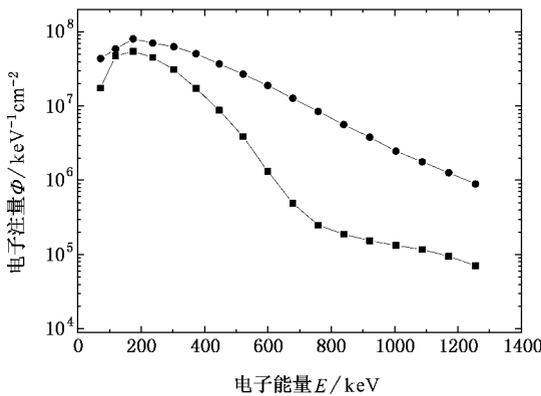


图 8 理论计算和实验测量的电子能谱(圆点线为理论计算的能谱, 方点线为实验测量的能谱)

4.3. 靶背超热电子能谱的“软化”

通常情况下, 由于低能电子具有较大的阻止本领, 而高能电子具有较小的阻止本领. 当能量分布一定的电子穿过某种材料后, 低能电子的数目减少较多, 高能电子的数目减少较少, 这样将导致由能谱推断出的电子有效温度变高, 即能谱发生“硬化”. 但是, 在激光-等离子体相互作用中产生的超热电子穿过靶后, 能谱出现了明显地“软化”现象, 即电子的有效温度不是升高而是降低.

为了解释靶前和靶后超热电子能谱明显的差异, 采用 Davies 等^[6]的理论. 正如文献 [6] 所指出的, 超热电子在穿越过密等离子体和冷材料靶时, 电场、磁场、变化的电阻率以及碰撞效应扮演了重要的角色, 其中电场的作用是超热电子最重要的能量损失机理. 按照超热电子的能量, 大致可把超热电子划分

为三类: 1) 低能电子 ($< 40 \text{ keV}$), 由于电场和碰撞迅速损失其能量, 并加热激光焦斑后的薄层; 2) 中等能量的电子, 它们的输运受到自身产生的电磁场的支配; 3) 在能量分布尾部的高能电子, 由于它们较低的数密度决定了它们对场的产生没有明显的贡献, 电场的作用使这些电子损失部分能量, 典型地大约 40 keV, 并且由于受焦斑附近磁场的作用使它们径向向内偏转, 然后迅速穿越固体靶.

高能电子具有更大的速度, 在穿出靶背面后处于电子等离子体的前面, 而这个地方的静电场最小, 因此可以认为它们几乎不受靶背电场的作用就能到达探测器. 随着高能电子的穿出, 在靶背面迅速建立起一个空间电荷分离场 (即所谓的 Debye 鞘), 该电场的建立使后续中等能量的电子在穿出靶背面时损失更多的能量, 使低能电子在靶背面处被反射, 形成电子环流^[24]. 另一方面, 超热电子输运过程中产生的自生磁场也起了重要作用. Davies 等^[6]研究指出: 超热电子在穿过固体靶的输运过程中, 磁场将减少超热电子的横向传播, 增加中等能量超热电子的穿透, 同时反射掉低能量的超热电子. 这种作用导致穿出靶背面的中等能量的超热电子数目更大. 这样, 两个因素使靶背面所测量的超热电子能谱出现了明显的“软化”现象.

5. 结 论

采用电子角分布仪测量发现, 激光-薄膜靶相互作用产生了前向超热电子发射, 前向超热电子分布呈溅射状. 同时在靶前和靶后采用电子谱仪测量了激光-薄膜靶相互作用产生的超热电子能谱, 其结果显示: 靶前超热电子的能谱峰在约 430 keV 处, 靶后超热电子的能谱峰在约 175 keV 处, 且靶后超热电子能谱出现了明显的“软化”现象. 靶前和靶后超热电子能谱不同的原因在于超热电子输运穿越过密等离子体和冷材料的靶, 并在靶背建立一个 Debye 鞘; 碰撞效应和鞘电场降低了超热电子的能量, 使靶背超热电子能谱在较低能量处出现峰值, 鞘电场和自生磁场导致能谱发生“软化”. 根据超热电子能谱峰的变化, 考虑到碰撞和电场的影响, 推算出的靶背鞘电场与 Zhidkov 等的估算公式给出的结果较好地一致, 其大小略小于激光电场.

- [1] Tabak M , Hammer J , Glisky M E *et al* 1994 *Phys. Plasmas* . **1** 1626
- [2] Sentoku Y , Ruhl H , Mima K *et al* 1999 *Phys. Plasmas* . **6** 2855
- [3] Gremillet L , Amiranoff F , Baton S D *et al* 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 5015
- [4] Snavely R A , Key M H , Hatchett S P *et al* 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2945
- [5] Hall T A , Ellwi S , Batani D *et al* 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 1003
- [6] Davies J R , Bell A R , Haines M G *et al* 1997 *Phys. Rev. E* **56** 7193
- [7] Tatarakis M , Davies J R , Lee P *et al* 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 999
- [8] Zhidkov A and Sasaki A 2000 *Phys. Plasmas* . **7** 1341
- [9] Sentoku Y , Cowan T E , Kemp A *et al* 2003 *Phys. Plasmas* . **10** 2009
- [10] Bilski P , Budzanowski M , Olko P *et al* 1996 *Radiat. Prot. Dosim.* **66** 101
- [11] Cai D F , Gu Y Q , Zheng Z J *et al* 2003 *High power laser and particle beam* . **15** 141(in Chinese)[蔡达锋、谷渝秋、郑志坚等 2003 强激光与粒子束 **15** 141]
- [12] Maksimchuk A , Gu S , Flippo K *et al* 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4108
- [13] Zepf M , Clark E L , Krushelnick K *et al* 2001 *Phys. Plasmas* **8** 2323
- [14] Gu Y Q , Cai D F , Zheng Z J *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **54** 186 (in Chinese)[谷渝秋、蔡达锋、郑志坚等 2004 物理学报 **54** 186]
- [15] Forslund D W , Kindel J M , Lee Kenneth *et al* 1975 *Phys. Rev. A* **11** 679
- [16] Brunel F 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 52
- [17] Brunel F 1988 *Phys. Fluids* . **31** 2714
- [18] Wilks S C , Langdon A B , Cowan T E *et al* 2001 *Phys. Plasmas* . **8** 542
- [19] Pukhov A 2000 *Phys. Rev. Lett.* **86** 3562
- [20] Zhang X B , Li C H 1994 1—50 MeV *electron beam radiation dosimetry* (Beijing : Atomic Energy Press) p11(in Chinese)[张兴宝、李承华 1994 1—50 MeV 电子束辐射剂量学(北京 : 原子能出版社)第 11 页]
- [21] Honrubia J J , Kaluza M , Schreiber J *et al* 2005 *Phys. Plasmas* **12** 052708
- [22] Davies J R , Bell A R , Tatarakis M *et al* 1999 *Phys. Rev. E* **59** 6032
- [23] Busch S , Schnürer M , Kalashnikov M *et al* 2003 *Appl. Phys. Lett.* **82** 3354
- [24] Sentoku Y , Cowan T E , Kemp A , Ruhl H 2003 *Phys. Plasmas* **10** 2009

A comparison of energy distribution of hot electrons from the front and the rear sides of targets during the interaction of femtosecond laser with foil targets *

Cai Da-Feng^{1,2)†} Gu Yu-Qiu¹⁾ Zheng Zhi-Jian¹⁾ Zhou Wei-Min¹⁾

Jiao Chun-Ye¹⁾ Wen Tian-Shu¹⁾ Chunyu Shu-Tai¹⁾

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

2) *Department of Physics, Neijiang Teachers College, Neijiang 641112, China*

(Received 17 October 2005 ; revised manuscript received 21 May 2006)

Abstract

The energy distribution of hot electrons from the front and the rear sides of targets have been measured during the interaction of femtosecond laser with the foil target. The results show that the peaks of energy spectrum of hot electrons from the front and the rear sides of targets are located at 430 keV and 175 keV, respectively. Fitted with Maxwell distribution, the temperatures of hot electrons from the front of targets are 218 keV and 425 keV. Obviously, the energy spectrum of hot electrons from the rear of targets is "softened", which is due to Debye sheath electric field and self-magnetic field produced by hot electrons transported in the target, and has temperatures of 96 keV and 347 keV, which are lower than those from the front of targets.

Keywords : femtosecond laser, foil target, hot electron, energy spectrum

PACC : 5250J

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10275057) and the Education Office of Sichuan (Grant No. 2004A171).

† E-mail : dafeng_cai@yahoo.com.cn