

文章编号: 1001-4322(2007)08-1373-04

# 超强飞秒激光与固体靶产生的超热电子加热机制\*

温贤伦<sup>1</sup>, 洪伟<sup>1</sup>, 谷渝秋<sup>1</sup>, 何颖玲<sup>1</sup>, 唐翠明<sup>1,2</sup>, 王剑<sup>1,2</sup>

(1. 中国工程物理研究院 激光聚变研究中心, 四川 绵阳 621900; 2. 四川大学 原子分子物理研究所, 成都 610065)

**摘 要:** 在 SIL EX-1 激光器上测量了超强飞秒激光与 Ta 靶相互作用产生的出射超热电子能谱及角分布,研究了出射超热电子加热机制。激光脉宽为 30 fs,激光功率密度为  $8.5 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ 。靶前法线方向超热电子温度为 550 keV。从实验结果可知:共振吸收是靶前法线方向超热电子主要加热机制,这与靶前存在大密度标长预等离子体的实验条件吻合。靶厚为 6~50  $\mu\text{m}$  时,靶后超热电子沿法线方向出射;靶厚为 2 mm 时,该发射峰消失。

**关键词:** 飞秒激光; 超热电子; 能谱; 角分布; 共振吸收

**中图分类号:** O434.12 **文献标识码:** A

当超强激光与固体靶相互作用时,由于等离子体对激光的强烈吸收,电子会受到等离子体强烈加速,甚至激光电场可以直接加速电子达到 MeV 以上的能量。超热电子可以通过不同的加热机制产生,如共振吸收<sup>[1]</sup>、真空加热<sup>[2]</sup>、相对论  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  加热<sup>[3]</sup>、尾场加热<sup>[4]</sup>等。通过对出射超热电子能谱和角分布的诊断,可以研究超热电子的加热机制。同时,激光预脉冲对超热电子产生也有重要影响<sup>[5]</sup>。在相对论激光功率密度条件下,共振吸收和真空加热机制是靶前法线方向超热电子的主要发射机制。F. N. Beg<sup>[6]</sup>得到了共振吸收的温度定标关系。Y. T. Li<sup>[7]</sup>采用  $2.8 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$  的亚皮秒激光脉冲研究了固体铝靶超热电子发射,能量大于 550 keV 的超热电子沿激光传播方向出射,发射锥角(FWHM)为 38°。蔡达锋等<sup>[8]</sup>发现不存在预脉冲时,激光反射方向有明显的电子发射,认为是多种加速机制共同作用的结果。本文采用电子磁谱仪和电子角分布仪测量了超短超强激光与钽平面靶相互作用产生的超热电子出射能谱和角分布,研究了不同方向出射的超热电子加热机制,确认了共振吸收是超热电子在法线方向的主要加热机制,对靶后超热电子角分布给出了合理的解释。

## 1 实验装置及诊断手段

本实验在中国工程物理研究院激光聚变研究中心的 SIL EX-1 超短超强掺钛蓝宝石飞秒激光器上进行。该激光器采用啁啾脉冲放大技术<sup>[9]</sup>,通过脉宽展宽、能量倍增和脉宽压缩等一系列过程可以获得高达 100 TW 的超短激光脉冲功率输出。激光经过脉宽压缩以后的技术指标为:P 极化,波长 800 nm,脉宽 30 fs(FWHM),能量 2~6 J,光束口径 160 mm。激光进入靶室后,经过 45° 平面镜(800 nm 全反膜)和 F/3 离轴抛物面镜(焦距 420 mm),沿着靶法线方向夹角  $\theta = 23^\circ$  聚焦到钽平面靶上。钽靶厚度在 6~2 000  $\mu\text{m}$  之间变化。多针孔 X 光 CCD 相机测得 X 光焦斑直径(FWHM)为 30  $\mu\text{m}$ ,激光功率密度高达  $10^{19} \text{ W/cm}^2$  以上。单发打靶,靶室真空度  $2.0 \times 10^{-2} \text{ Pa}$ 。

实验布局如图 1 所示。出射超热电子能谱采用电子磁谱仪记录。磁场强度 0.12 T 的电子磁谱仪放置在靶前法线方向和激光反射方向,能量测量范围 0.28~3.13 MeV。电子经过直径 2 mm 的准直孔射入匀强磁场,旋转 180° 后被高灵敏的 LiF 热释光片记录。LiF 热释光片的探测效率采用 <sup>137</sup>Cs 射线源进行了逐片标定,并在实验前进行 15 min 的退火处理,可确保测量结果为超热电子信号。电子角分布仪放置在靶前和靶后水平方向,距离靶心分别为 33 和 14 cm,采用 LiF TLD 阵列作为记录介质。在 LiF 热释光片前加上厚度为 50,100 和 250  $\mu\text{m}$  铝膜,对应的电子能量为 80,120 和 220 keV。能量低于阈值的电子将被阻挡,以获得不同能量段的

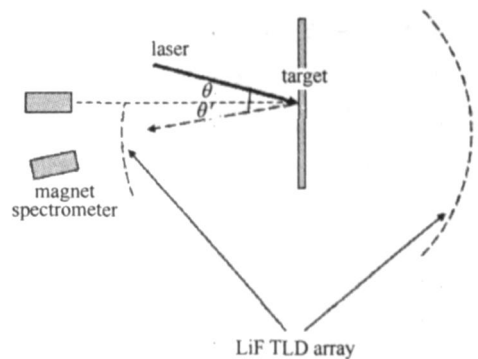


Fig. 1 Schematic of experimental setup

图 1 实验布局示意图

\* 收稿日期:2007-01-29; 修订日期:2007-07-18

作者简介:温贤伦(1976—),男,硕士,助理研究员,从事强场物理与超热电子方面研究;lao moelf @you.com。

超热电子角分布。

## 2 实验结果

### 2.1 超热电子能谱

实验条件为激光能量 4 J,脉宽 30 fs,焦斑(FWHM)直径 30 μm,激光对比度为 3 × 10<sup>5</sup> (主脉冲到达前 4 ns 处),激光功率密度  $I = 8.5 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ 。电子磁谱仪准直孔对靶心所张的立体角为  $2.88 \times 10^{-5} \text{ sr}$  (法线方向)和  $1.49 \times 10^{-4} \text{ sr}$  (反射方向)。

图 2 是靶前法线方向单发超热电子能谱测量结果,能谱为单温类麦克斯韦分布。超热电子注量在 400 keV 处达到最大值  $9.8 \times 10^5 \text{ keV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ ,然后随着能量增加,超热电子注量逐步下降,在 2 800 keV 处为  $1.4 \times 10^4 \text{ keV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ 。根据麦克斯韦分布拟合求得超热电子温度  $T_{\text{hot}}$  为 553 keV。图 3 是激光反射方向单发超热电子能谱测量结果,为明显的单温类麦克斯韦分布。超热电子温度  $T_{\text{hot}}$  为 253 keV。

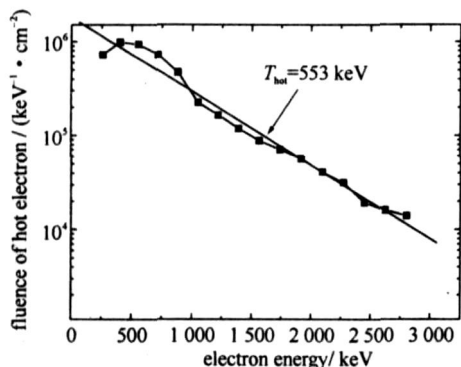


Fig. 2 Hot electron energy spectrum at the normal of target

图 2 靶前法线方向超热电子能谱

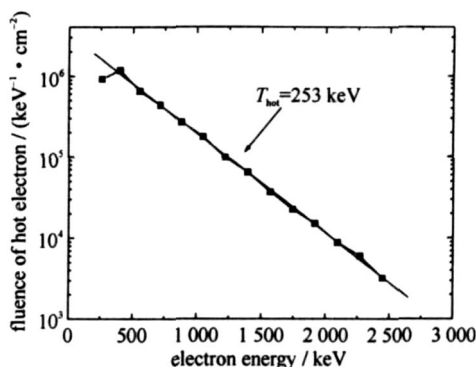


Fig. 3 Hot electron energy spectrum at the specular direction of laser

图 3 激光反射方向超热电子能谱

根据图 2 和图 3 的电子能谱,将能量在 250 ~ 3 100 keV 之间超热电子注量积分,求得靶前法线方向和激光反射方向超热电子产额分别为  $1.6 \times 10^{11}$  和  $3.0 \times 10^{10} / \text{sr}$ 。可见沿法线方向出射的超热电子数量更多,同时该方向出射的电子温度更高。根据角分布结果,我们估算靶前超热电子总数为  $4.8 \times 10^{11} / \text{发}$ 。将超热电子按能量进行积分,并假定靶后超热电子发射与靶前类似,求得出射超热电子总能量  $E = 0.12 \text{ J}$ ,激光能量转换给超热电子的效率为 3%,这与 Malka<sup>[10]</sup>的实验结果类似,明显低于 Sentuku<sup>[11]</sup>和 D. F. Cai<sup>[12]</sup>给出的转换效率。

### 2.2 超热电子角分布

图 4 是不同靶厚条件下的超热电子角分布。LiF TLD 阵列前面加上了不同厚度的铝膜作为滤膜,厚度 30 和 100 μm 的铝膜分别可挡掉能量低于 2.25 和 3.00 MeV 的质子,而在我们实验中未发现能量大于 2.00 MeV 的质子发射;实验中发现 X 射线在 LiF 中的剂量沉积远低于超热电子。因此我们认为在角分布测量中,在 LiF 内的剂量沉积主要由超热电子贡献。

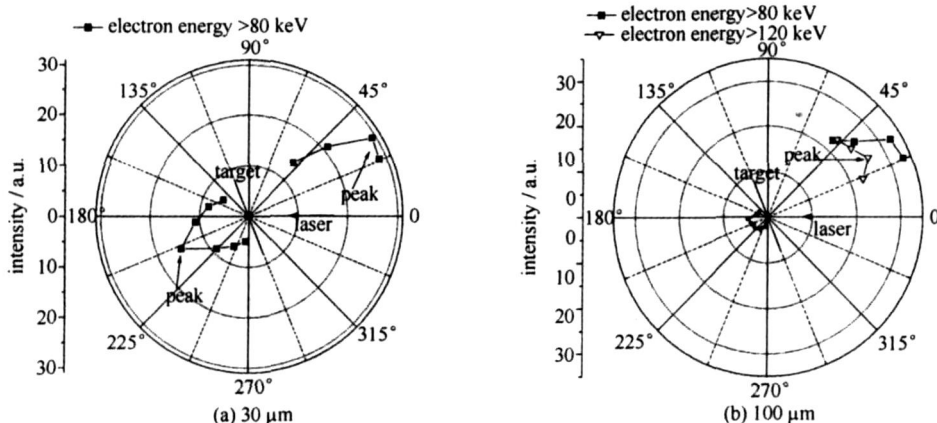


Fig. 4 Angular distribution of hot electron

图 4 超热电子角分布

实验中发现,靶前超热电子发射方向位于法线方向附近,这与共振吸收和真空加热机制预言的发射方向一致。根据 Sentuku 给出的 P 极化激光产生的超热电子发射方位角的公式<sup>[11]</sup>

$$\sin \theta = \frac{1}{\gamma} \sin \theta_0 \quad (1)$$

式中:  $\theta$  和  $\theta_0$  分别是激光入射方向和电子出射方向与靶法线方向夹角(见图 1)。 $\gamma$  是超热电子平均能量的相对论因子。分别将  $\theta_0 = 23.0^\circ$  和  $\theta = 8.7^\circ$  代入(1)式,求得  $\gamma = 1.63$ ,超热电子平均能量为 833 keV。这与根据电子能谱能量积分求得的电子平均能量 760 keV 接近。在激光反射方向没有发现超热电子发射峰,这暗示着有密度标长较大的等离子体存在。

当靶较薄(6 ~ 50  $\mu\text{m}$ )时,靶后法线方向出现了明显的超热电子发射峰。靶厚 30  $\mu\text{m}$  时发射峰锥角为  $76^\circ$  (FWHM);靶厚为 100  $\mu\text{m}$  时,激光传播方向和靶后法线方向超热电子注量几乎相同,发射峰锥角为  $95^\circ$  (FWHM);靶厚增加到 2 000  $\mu\text{m}$  时,该发射峰消失。P 极化激光通过共振吸收或者  $J \times B$  加热机制在密度梯度方向(法线方向)以及激光传播方向强烈加热电子,因此在实验中观察到在平行于靶面的水平方向超热电子注量接近零,这与 S 极化激光条件下的超热电子发射存在明显不同<sup>[13]</sup>。靶后电子注量随着靶厚的增加而迅速降低。靶厚为 30  $\mu\text{m}$  时,单位立体角内靶后法线方向电子注量为靶前法线方向电子注量的 52%,100  $\mu\text{m}$  时为 14%,500  $\mu\text{m}$  时为 3%,2 000  $\mu\text{m}$  时仅为 0.8%。

### 3 讨 论

当激光功率密度大于  $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup> 时,对于 P 极化激光,共振吸收和真空加热机制产生的超热电子主要发射方向为密度梯度方向,即法线方向,而相对论  $J \times B$  加热和激光尾场加热对应的超热电子发射方向为激光传播方向<sup>[14]</sup>。不同机制产生的超热电子具有不同的温度定标律。对于靶前法线方向出射的超热电子,Zhidkov 给出了短脉冲情况下的共振吸收温度定标律<sup>[15]</sup>

$$T_{\text{hot}} = 100 \times (I^2 / 10^{17}) \quad (2)$$

式中: $I$ 是激光功率密度; $\lambda$ 是激光波长; $T_{\text{hot}}$ 是超热电子温度。指数  $n$  在  $1/3 \sim 1/2$  之间。将  $I = 8.5 \times 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>,  $\lambda = 0.8 \mu\text{m}$ ,  $T_{\text{hot}} = 550$  keV 代入(2)式,求得  $n = 0.426$ 。因  $I$  大于  $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>,出射电子受到了强烈的相对论作用,所以指数  $n$  大于  $1/3$ 。

等离子体密度标长  $L$  对超热电子加热机制影响极大,如真空加热机制要求  $L < X_{\text{osc}}$ ,而共振吸收要求  $L \gg X_{\text{osc}}$ <sup>[16]</sup>,其中  $X_{\text{osc}}$  是电子抖动振幅。为了确认加热机制,需要确定电子抖动振幅  $X_{\text{osc}}$  和预等离子体密度标长  $L$ 。在本实验条件下,  $X_{\text{osc}} = e E_0 / m_e \omega = 0.35 \lambda$ 。根据实验条件,对比度为  $3 \times 10^5$  的预脉冲提前主脉冲 4 ns 到达靶面,预脉冲功率密度为  $2.5 \times 10^{13}$  W/cm<sup>2</sup>,远远超过固体离化阈值,因此在靶前产生了低密度的预等离子体。预等离子体作自由膨胀运动,速度  $C_s = (Z k_B T_e / m_i)^{1/2}$ ,其中  $Z$  是平均离子电荷态,  $m_i$  是离子质量,  $k_B T_e$  是等离子体温度。根据 Eidmann 的流体力学数值模拟<sup>[17]</sup>给出预等离子体的  $k_B T_e$  约为 6.4 eV。取  $Z$  等于 3 和 13,分别对应于钽原子最外层电子部分剥离和全部剥离的状态,代入求得  $C_s$  为  $3.3 \times 10^5$  和  $6.8 \times 10^5$  cm/s,则估算得到预等离子体密度标长 ( $L = C_s t$ ) 分别为 16 和 34  $\mu\text{m}$ 。由于均有  $L \gg X_{\text{osc}}$ ,可知共振吸收机制是靶前法线方向超热电子主要加热机制。由于等离子体的密度标长  $L$  较大,等离子体的临界面可能发生变形和钻孔效应,不再保持较好的平面<sup>[18]</sup>,从而影响了激光沿着镜面方向的反射,因此在该方向不会出现超热电子发射峰。这与激光反射方向不存在电子发射峰的实验结果吻合。

在激光与等离子体相互作用过程中,大量的超热电子向靶内发射,其电流密度远远超过了 Alfvén 极限,引起大量的冷电子回流,在金属靶前表面附近诱导产生超强的电场和磁场,向内传输的超热电子受到了磁场约束而沿法线方向出射<sup>[19]</sup>。因此薄靶时,靶后法线方向出现明显的发射峰;随着靶厚增加,低能量的超热电子由于射程较短而被阻止(2 mm 厚的钽靶可以阻挡能量低于 4.5 MeV 的超热电子),同时电子受到更为频繁的碰撞,超热电子发射锥角变大,发射峰变得平缓,实验证实了这一点。

### 4 结 论

我们对超短超强激光与高  $Z$  固体靶相互作用产生的超热电子加热机制进行了实验研究,发现靶前法线方向超热电子加热机制为共振吸收机制。由于预脉冲的存在,等离子体密度标长明显增大,导致激光反射方向未出现电子发射峰。当靶较薄时,由于自生磁场的准直作用,超热电子在靶后法线方向出现明显的发射;随着靶厚的增加,大量低能电子被阻止,超热电子发射锥角变大。

## 参考文献:

- [1] Forslund D W, Kindel J M, Lee K, et al. Theory and simulation of resonant absorption in a hot plasma[J]. *Phys Rev A*, 1975, **11**: 679-683.
- [2] Brunel F. Anomalous absorption of high intensity subpicosecond laser pulses[J]. *Phys Fluids*, 1988, **31**: 2714-2719.
- [3] Malka G, Fuchs J, Amiranoff F, et al. Suprathermal electron generation and channel formation by an ultrarelativistic laser pulse in an underdense preformed plasma[J]. *Phys Rev Lett*, 1997, **79**: 2053-2056.
- [4] Amiranoff F, Baton S, Bernard D, et al. Observation of laser wakefield acceleration of electrons[J]. *Phys Rev Lett*, 1998, **81**: 995-998.
- [5] Kodama R, Mima K, Tanaka K A, et al. Fast ignitor research at the institute of laser engineering, Osaka University[J]. *Phys Plasmas*, 2001, **8**: 2268-2274.
- [6] Beg F N, Bell A R, Dangor A E, et al. A study of picosecond laser-solid interactions up to  $10^{19} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ [J]. *Phys Plasmas*, 1997, **4**: 447-457.
- [7] Li Y T, Zhang J, Sheng Z M, et al. High-energy electrons produced in subpicosecond laser-plasma interactions from subrelativistic laser intensities to relativistic intensities[J]. *Phys Rev E*, 2004, **79**: 036405.
- [8] 蔡达锋, 谷渝秋, 郑志坚, 等. 强激光与固体靶相互作用中超热电子的角分布[J]. 强激光与粒子束, 2004, **16** (5): 587-591. (Cai D F, Gu Y Q, Zheng Z J, et al. Angular distribution of hot electrons generated by ultrashort ultraintense laser interaction with solid targets. *High Power Laser and Particle Beams*, 2004, **16**(5): 587-591)
- [9] Koechner W. Solid-state laser engineering[M]. Berlin Heidelberg: Springer, 1996, **76**: 548.
- [10] Malka G, Miquel J L. Experimental confirmation of ponderomotive-force electrons produced by an ultrarelativistic laser pulse on a solid target[J]. *Phys Rev Lett*, 1996, **77**: 75-78.
- [11] Sentoku Y, Ruhl H, Mima K, et al. Plasma jet formation and magnetic-field generation in the intense laser plasma under oblique incidence[J]. *Phys Plasmas*, 1999, **6**: 2855-2861.
- [12] 蔡达锋, 谷渝秋, 郑志坚, 等. 飞秒激光-薄膜靶相互作用中超热电子产额和激光转化效率[J]. 强激光与粒子束, 2005, **17** (1): 37-41. (Cai D F, Gu Y Q, Zheng Z J, et al. Yield of hot electrons and conversion efficiency of laser energy in femtosecond laser-foil targets. *High Power Laser and Particle Beams*, 2005, **17**: 37-41)
- [13] Eidmann K. Fundamental and harmonic emission from the rear side of a thin overdense foil irradiated by an intense ultrashort laser pulse[J]. *Phys Rev E*, 2005, **72**: 036413.
- [14] Paul G. Efficient production of fast electrons from femtosecond laser interaction with solid targets[J]. *Phys Rev Lett*, 1994, **73**: 664-667.
- [15] Zhidkov A G, Sasaki A, Fukumoto I, et al. Pulse duration effect on the distribution of energetic particles produced by intense femtosecond laser pulses irradiating solids[J]. *Phys Plasmas*, 2001, **8**: 3718-3721.
- [16] Grimes M K, Rundquist A R, Lee Y S, et al. Experimental identification of "vacuum heating" at femtosecond-laser-irradiated metal surfaces[J]. *Phys Rev Lett*, 1999, **82**: 4010-4013.
- [17] Eidmann K, Meyer-ter-Vehn J, Schlegel T. Hydrodynamic simulation of subpicosecond laser interaction with solid-density matter[J]. *Phys Rev E*, 2000, **62**: 1202-1214.
- [18] Sentoku Y, Mima K, Taguchi T, et al. Particle simulation on X-ray emissions from ultra-intense laser produced plasmas[J]. *Phys Plasmas*, 1998, **5**: 4366-4370.
- [19] Davies J R. Electric and magnetic field generation and target heating by laser-generated fast electrons[J]. *Phys Rev E*, 2003, **68**: 056404.

## Mechanism studies on hot electron generation by ultra-intense femtosecond laser interacting with solid target

WEN Xian-lun<sup>1</sup>, HONG Wei<sup>1</sup>, GU Yu-qiu<sup>1</sup>, HE Ying-ling<sup>1</sup>, TANG Cui-ming<sup>1,2</sup>, WANG Jian<sup>1,2</sup>

(1. Laser Fusion Research Center, CA EP, P. O. Box 919-986, Mianyang 621900, China;

2. Institute of Atomic and Molecular Physics, Sichuan University, Chengdu 610065, China)

**Abstract:** The energy spectrum and the angular distribution of the hot electrons generated by an ultra-intense femtosecond laser interacting with a solid target are studied. The intensity of the femtosecond laser is  $8.5 \times 10^{18} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$  and the pulse duration is 30 fs in experiment. The temperature of the hot electrons at the normal of the target is 550 keV. Resonance absorption is the main mechanism that leads to the laser acceleration of the hot electrons at the normal of the target. And it accords with large plasma density scale length generated by pre-pulse which preceded the main pulse. The emission direction of the hot electron is normal to the rear surface for 30  $\mu\text{m}$  target, and the emission peak disappears for 2 mm target.

**Key words:** Femtosecond laser; Hot electron; Energy spectrum; Angular distribution; Resonance absorption