

文章编号 :1001-4322(2004)05-0587-06

超短超强激光与固体靶相互作用中 超热电子的角分布*

蔡达锋^{1,2,3}, 谷渝秋², 郑志坚², 杨向东¹, 焦春晔^{1,2},
陈 豪^{1,2}, 周维民², 温天舒², 淳于书泰², 黄小军²,
王晓东², 郭 仪², 周凯南², 曾小明²

(1. 四川大学 原子分子物理研究所,四川 成都 610065; 2. 中国工程物理研究院 激光聚变研究中心,四川 绵阳 621900;
3. 内江师范学院 物理系,四川 内江 641112)

摘 要: 用 3 TW 超短超强激光器进行了激光与固体靶相互作用实验。采用电子角分布仪和 LiF 热释光探测器探测了超热电子的角分布。测量结果显示:能量较高的电子发射的定向性好于能量较低电子;能量较低电子呈溅射状发射;能量较高的电子发射出现两个尖锐的发射峰,其中,激光反射方向的超热电子发射峰则由反射激光、有质动力径向分量、侧向拉曼散射等加速机制共同作用的结果,靠近靶法线方向的超热电子发射峰是由其共振吸收机制产生,且理论预言与实验结果相吻合。

关键词: 超短超强激光; 等离子体; 超热电子; 角分布; 加速机制
中图分类号: O434.12 **文献标识码:** A

采用啁啾脉冲放大(CPA)技术^[1]的台式超短超强(US-UI)固体激光器的出现,为激光与物质相互作用的研究开辟了一个崭新的领域^[2,3]。所谓超短是指激光脉冲长度 τ_p 为 $30\mu\text{m}(10\text{fs}) \sim 3\text{mm}(10\text{ps})$,而超强范围开始于 10^{17}W cm^{-2} 直到目前所达到的约 10^{21}W cm^{-2} ^[4]。由于超短超强激光产生巨大的有质动力压缩等离子体,使等离子体具有高密度、陡密度梯度。在这样的条件下,激光-等离子体相互作用将产生一些新的反常吸收机制。

在激光-等离子体相互作用中,吸收或加热机制有多种。如共振吸收(RA)^[5]、真空加热(VH)或 Brunel 效应^[6,7]、相对论 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 加热^[8,9]、激光尾流场加热^[10,11]等。不同的吸收或加热机制产生的超热电子具有不同的角分布^[12]。例如,对 P 极化光,共振吸收和真空加热所产生的超热电子主要沿着密度梯度方向发射;而相对论 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 加热和激光尾流场加热所产生的超热电子是沿着激光的传播方向发射^[12]。这样,通过对超热电子角分布的研究可以了解激光-等离子体相互作用的机制,并了解由超热电子所支配的离子加速和 X 射线的产生。

最近几年,激光-等离子体相互作用产生的超热电子的角分布已被广泛地研究。例如, G. Malka 等^[8]和 M. Tatarakis 等^[13]在激光传播方向上观察到能量达 MeV 的超热电子的发射峰;而 R. Kodama 等^[14]和 S. Bastiani 等^[15]发现准直的超热电子沿激光镜面反射方向发射。Y. Sentoku 等^[16]指出:当 S 极化激光斜入射在过密等离子体上时,能量达 MeV 的超热电子沿着激光镜面反射方向被准直;而采用 P 极化激光时,超热电子的发射方向由沿靶面的经典动量守恒定律决定。L. M. Chen 等^[17]报道:对 S 极化激光,准直的电子发射是沿着激光的极化方向;而对 P 极化激光,高度方向性的快电子发射是在接近于靶的法线方向上。最近, M. I. K. Santala 等^[12]在大等离子体标长的情况下发现韧致辐射 X 射线的角分布成双峰结构并指出这可以被看作两个分离电子束产生的证据。K. Krushelnick 等^[18]在一些打靶发次中观察到“8”字型的高能离子图案并推断它对应于两个分离的电子束。

本文报道了超短超强激光与固体靶相互作用中超热电子角分布的实验研究结果。我们分别测量了不同入射角和不同能量范围的超热电子角分布。

* 收稿日期:2003-07-11; 修订日期:2003-12-04

基金项目:中国工程物理研究院基金资助课题;国家自然科学基金资助课题(10275057)

作者简介:蔡达锋(1963 →),男,博士,副教授,从事超短超强激光与物质相互作用研究;E-mail: dafeng-cai@yahoo.com.cn。

郑志坚(1941 →),男,研究员,博士生导师,中国工程物理研究院激光聚变研究中心。

杨向东(1943 →),男,教授,博士生导师,四川大学原子分子物理研究所。

1 实验布局

实验在中国工程物理研究院的 3TW 掺钛蓝宝石激光器上进行。激光器采用啁啾脉冲放大技术,其技术指标为:激光能量 300mJ(压缩前),波长 800nm,脉冲宽度 60fs,重复频率 10Hz,激光能量波动在 2%以内。采用自相关技术测得激光脉冲对比度约为 $1 \cdot 10^{-6}$ (在主脉冲到达前 2ns)。

实验布局如图 1 所示,8 面柱形的靶室侧壁上每一面接有一个法兰,通过法兰口将压缩后的激光引入靶室。采用 $f/10$ 离轴抛物面镜将能量为 125mJ(靶面),光束直径为 $\phi 40\text{mm}$ 的激光聚焦在厚度为 $20\mu\text{m}$ 的 Cu 或 $100\mu\text{m}$ 的 1 靶上。激光与靶法线方向成 45° 入射,P 偏振。靶架由一个 2 维步进电机控制,确保每发激光能够打在靶面上的不同位置。抛物面镜架由另一个步进电机控制,用于调节激光的聚焦。靶室外设置一台长焦距显微镜,用于监测激光聚焦状态;同时设置一台塑料闪烁体并与示波器连接,用于监测打靶过程中 X 射线的发射。采用针孔相机配合 X 射线 CCD 测量激光焦斑,典型测量结果见图 2。所测焦斑直径约 $25\mu\text{m}$ (FWHM),这样给出靶面激光峰值功率密度约 $4.0 \times 10^{17}\text{W cm}^{-2}$ 。

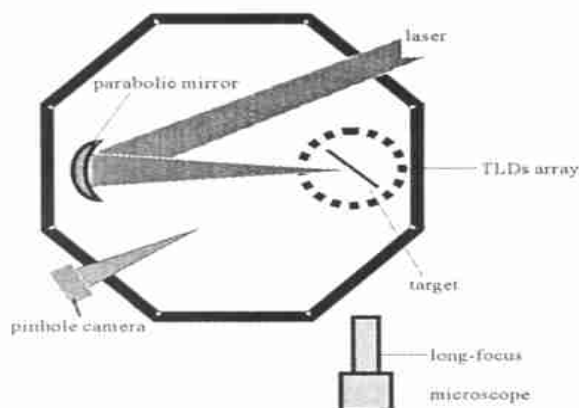


Fig. 1 Scheme of the experimental setup

图 1 实验布局简图

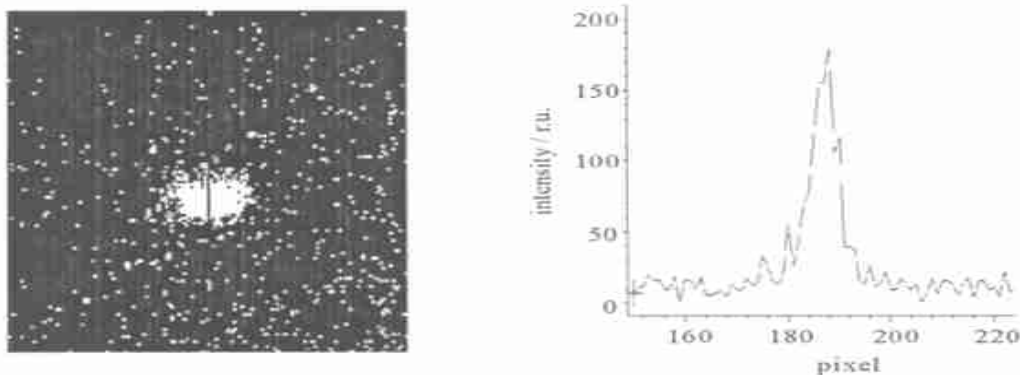


Fig. 2 Image of the focus of the incidence laser

图 2 针孔相机测量的激光焦斑

采用电子角分布仪和 LiF (Mg, Cu, P) 热释光探测器 (TLD)^[19]来探测超热电子的角分布。电子角分布仪是一个直径为 $\phi 16\text{cm}$ 的半球;作为探测元件的 LiF TLD 为 $3.2\text{mm} \times 3.2\text{mm} \times 0.38\text{mm}$ 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^[20]。为了探测超热电子在入射面内的角分布, LiF TLD 被布置在角分布仪的赤道上。激光与靶法线成 45° 入射并使激光焦点位于电子角分布仪的球心。为了挡掉高能离子,需要在 LiF TLD 前面放置滤片。按照 A. Maksimchuk 给出的离子最大能量(以 MeV 为单位)估算公式^[21]

$$E_{i,\max} = Z \sqrt{IR} \quad (1)$$

式中: Z 为离子电荷数, I 为激光强度,以 10^{18}W cm^{-2} 为单位; η 为激光能量转化为超热电子的效率, $\eta = 10\%$ ^[21]; R 为焦斑半径; λ 为激光波长, R 和 λ 单位均为 μm 。对我们的实验条件,估算的质子最大能量约为 0.63MeV 。这样,选择厚度为 50 和 $100\mu\text{m}$ 铝膜作为滤片,经计算, $50\mu\text{m}$ 的铝膜可挡掉能量低于 2.25MeV 的质子及能量小于 80keV 的电子,而 $100\mu\text{m}$ 的铝膜可挡掉能量低于 3MeV 的质子及能量小于 120keV 的电子。

2 实验结果

为了确保 LiF TLD 所记录的信号完全来自于超热电子,需扣除 X 射线在 LiF TLD 中产生的剂量。因此,在测量超热电子角分布之前,我们首先测量硬 X 射线的角分布。根据同类实验的结果,超热电子最大能量约为 2MeV ^[22]。这样在 LiF TLD 前放置 5mm 铝板(它能挡掉 2.20MeV 以下的超热电子)可以测量硬 X 射线的

角分布。图 3 为激光 45° 入射时硬 X 射线角分布的测量结果 (累计 20 发), 它显示 X 射线在 LiF TLD 中产生的剂量在 9×10^{-5} Gy 以下并主要在激光反射方向附近发射。

图 4 给出了激光以不同入射角辐照在 20μm Cu 靶上时超热电子角分布的实验结果 (累积 20 发, 50μm 的 Al 膜作为滤片, 能量大于 80keV 的电子角分布)。超热电子的角分布有如下特点: 不同入射角的超热电子角分布均呈溅射状; 激光垂直入射 (0° 入射) 时, 超热电子在靶前几乎成对称分布, 随着入射角的增大, 这种对称性消失, 超热电子主要集中在激光反射方向和靶法线方向附近区域发射; 从超热电子角分布的纵坐标可以看出, 20° 入射时, 超热电子在 LiF TLD 中产生的剂量最大 (7×10^{-2} Gy), 垂直入射和 45° 入射次之 ($1.2 \sim 1.4 \times 10^{-2}$ Gy), 60° 入射时最小 (3×10^{-3} Gy); 靶背的 LiF TLD 仍有超过 X 射线本底的剂量。

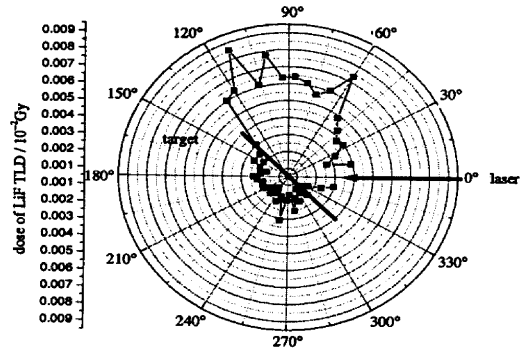


Fig. 3 Angular distribution of the X-ray on incidence plane with an incidence angle of 45°

图 3 硬 X 射线的角分布

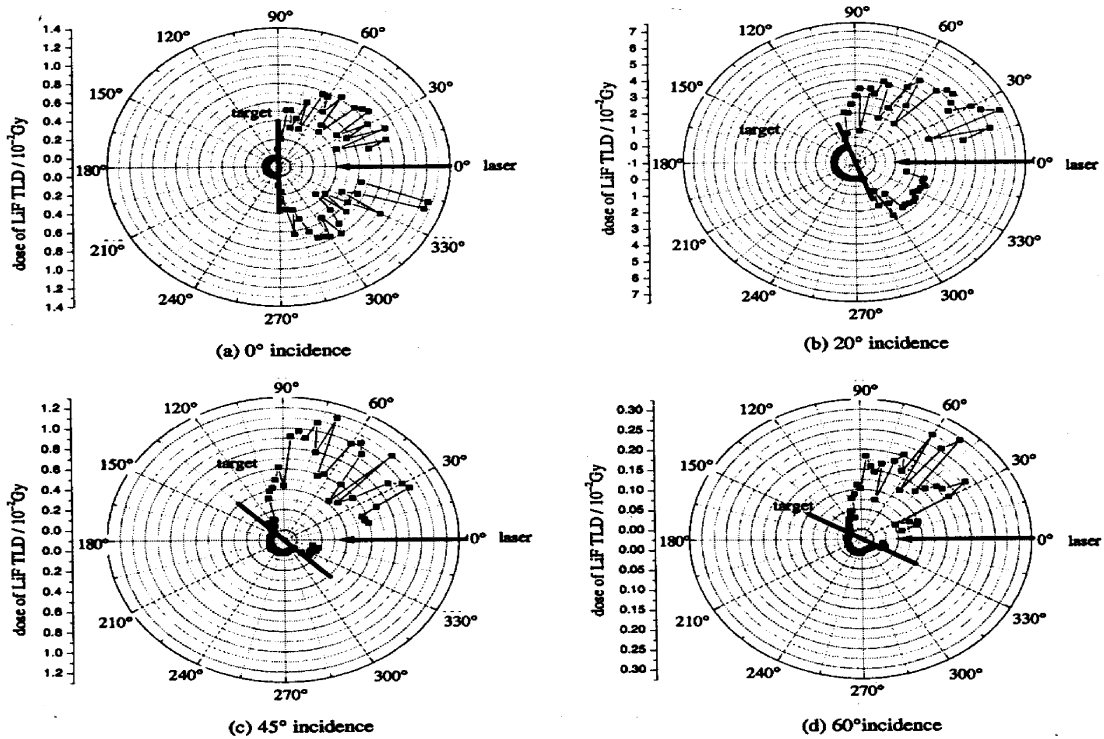


Fig. 4 Angular distributions of hot electrons on incidence plane with different angles of incidence

图 4 不同入射角下超热电子的角分布

图 5 给出激光以 45° 入射在 100μm 的 Al 靶上时超热电子的角分布 (累积 20 发, 100μm Al 膜作为滤片, 能量大于 120keV 的电子角分布)。超热电子出现了两个明显的发射峰: 一个靠近激光反射方向 (90°), 角宽度约为 20° (FWHM); 另一个位于 60°, 角宽度约为 10° (FWHM)。这里, 超热电子在 LiF TLD 中产生的剂量大约为 0.35×10^{-2} Gy。

3 讨论

(1) 硬 X 射线的角分布测量显示, X 射线在 LiF TLD 中产生的剂量比超热电子在 LiF TLD 中产生的剂量小两个量级以上。因此, 超热电子角分布测量中 X 射线的影响完全可以忽略。图 4 和图 5 完全可以认为是超热电子的角分布, 而无须扣除 X 射线的本底剂量。

(2) 比较图 3, 图 4(c) 和图 5 可以看出: X 射线具有更宽的发射区域; 80keV 以上的超热电子呈溅射状发射, 且小于 X 射线发射区域; 而 120keV 以上的超热电子具有尖锐的发射峰。它说明越是高能电子定向性越好, 这对于“快点火”^[23] 是有益的。

对于这个结果,可作如下定性的解释:在激光-等离子体相互作用中,X射线来自于超热电子的韧致辐射,具有各种能量的超热电子有较大的发射区域^[24](对应于X射线较大的发射区域),而所测量的仅为80keV以上的超热电子角分布。因此,X射线发射区域大于超热电子的发射区域。

(3) 在图4中,除垂直入射外(0°入射),在靶法线附近均有大量的超热电子发射,这与共振吸收或真空加热所预言的超热电子发射方向一致。

为了确认占主导地位的加速机制,需要确定预等离子体的密度标长 $L = n / (\partial n / \partial x)$ 和电子的抖动振幅 X_{osc} 。按照 Alexei Zhidkov 等^[25]的流体力学模拟,对我们的激光条件,典型的预等离子体密度标长为 $L = (1 \sim 2) \lambda$ (λ 为激光波长),而电子抖动振幅为

$$X_{osc} = eE_0 / m_e \omega_0 \approx 0.07 \quad (2)$$

式中: $E_0 = \sqrt{2I / \epsilon_0 c}$ 是激光电场振幅; e 为电子电量; m_e 为电子静止质量; $\omega_0 = 2\pi c / \lambda$ 为激光圆频率。

由于真空加热要求 $L < X_{osc}$, 共振吸收要求 $L \gg X_{osc}$ ^[26]。对于我们的实验条件,等离子体密度标长 $L = (1 \sim 2) \lambda$, 或 $L = (15 \sim 30) X_{osc}$ 。因此,从理论上可以确定共振吸收是主要的加热机制。

另一方面,激光 20°入射时超热电子在 LiF TLD 中产生的剂量比其它角度入射时更大,说明激光以 20°入射时吸收效率最高。K. G. Estabrook 等^[27]的粒子模拟结果表明,共振吸收效率在激光以 20°入射时达到最高。这从实验上进一步证明共振吸收是主要的加热机制。

(4) 靶背的 LiF TLD 仍有超过 X 射线本底的剂量,这预示着靶背也有超热电子或离子。由于在 LiF TLD 前已经放置了 50μm 的铝膜,质子的影响可以排除,因此,这样的信号肯定是超热电子所产生。但 20μm 的 Cu 靶对激光是不透明的,因此,靶背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。

(5) 重点讨论图5中超热电子的双峰分布。在 LiF TLD 前放置 100μm 的铝膜时,能量较低的超热电子被滤掉,超热电子出现了两个尖锐的发射峰。

靠近靶法线方向(60°)的超热电子发射峰主要是由共振吸收机制产生。根据 H. Ruhl 等^[28]的理论,共振吸收产生的超热电子,其发射角 θ 满足

$$\tan \theta = \frac{\sqrt{1 + I^2} - 1}{I^2} \tan \alpha \quad (3)$$

式中: α 是激光与靶法线之间的夹角(入射角); θ 是超热电子发射方向与靶法线之间的夹角(发射角); I^2 是激光的规格化强度,以 $W \cdot cm^{-2} \cdot \mu m^2$ 为单位; $I^2 = 8.0 \times 10^{17} W \cdot cm^{-2} \cdot \mu m^2$ 。实验中, $I^2 = 2.56 \times 10^{17} W \cdot cm^{-2} \cdot \mu m^2$ 。(3)式计算出 $\theta = 14^\circ$,即超热电子发射方向与入射激光大约成 59° ,这与实验结果非常好地吻合。

靠近激光反射方向(90°)的超热电子发射峰不是由共振吸收机制所产生的。按照 Y. Sentoku 等^[16]的公式,超热电子发射角 θ 满足

$$\sin \theta = \frac{1}{\gamma} \sin \alpha \quad (4)$$

式中 γ 是超热电子平均能量的相对论因子。假设发射角 $\theta = 40^\circ$ 超热电子发射方向与入射激光成 85° , (4)式将给出 $\gamma = 11$,这预示着超热电子的平均能量达到 5.6MeV,而同类实验^[22]以及我们的能谱测量^[29]显示,超热电子最大能量只有 2MeV。

在反射方向加速电子的机制主要有反射激光、有质动力径向分量、侧拉曼散射^[30]以及鞘逆韧致吸收^[31]。

Y. Sentoku 等^[16]指出,反射激光加速电子的机制为:当强激光斜入射到过密等离子体上时,反射激光在反射点被调制并加速冠状等离子体中的电子;由于反射激光的调制和自聚焦,电子的加速被增强,同时产生磁

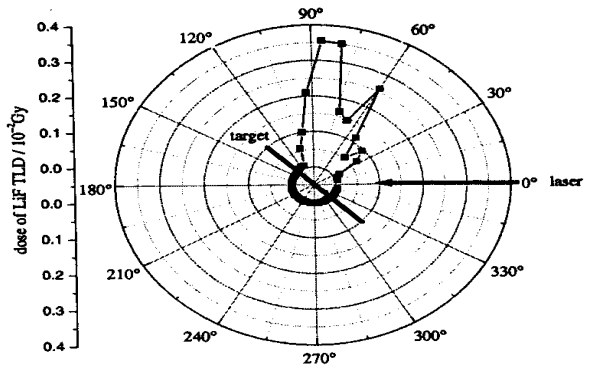


Fig. 5 Angular distribution of hot electrons with over 120keV on incidence plane.

图5 能量大于120keV的电子角分布

场通道并且沿激光反射方向的直高能电子。这种加速机制可能对反射方向的超热电子发射峰有贡献。

尽管激光规格化强度 $I^2 = 2.56 \times 10^{17} \text{ W cm}^{-2} \mu\text{m}^2 < 10^{18} \text{ W cm}^{-2} \mu\text{m}^2$, 相对论 $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ 加热不是占主导地位。但是, 在非相对论情况下, 有质动力径向分量加速电子是沿激光径向(与反射方向一致)的。因此, 需考虑有质动力径向分量对超热电子发射峰的贡献。

根据受激拉曼散射的阈值条件

$$(v_{\text{osc}}/c)^2 > 2/k_0 L \quad (5)$$

式中: $v_{\text{osc}} = eE_0/m_e \omega_0$, 是电子在激光场中的振荡速度; k_0 是激光的波数。我们所用激光满足

$$(v_{\text{osc}}/c)^2 = 0.19; \quad 2/k_0 L = 0.16 \quad (6)$$

故有可能产生受激拉曼散射。

鞘逆韧致吸收要求无碰趋肤深度 $l_s = 10 \text{ nm}^{[26]}$, 其中等离子体的频率 $\omega_p = (4 n_0 e^2 / m_e)^{1/2} = 5.65 \times 10^4 \sqrt{n_0}$ 。如取等离子体密度 n_0 为临界密度

$$\frac{n_c}{\text{cm}^{-3}} = \frac{1.1 \times 10^{21}}{(\lambda/\mu\text{m})^2} \quad (7)$$

式中: λ 为激光的波长。那么, 等离子体的频率 $\omega_p = 2.34 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$, 无碰趋肤深度 $l_s = c/\omega_p = 128 \text{ nm}$ 。所以, 鞘逆韧致吸收对超热电子的发射贡献很小。

根据上面的讨论可以推断: 靠近激光反射方向的超热电子发射峰主要是由反射激光、有质动力径向分量、侧向拉曼散射等加速机制共同作用的结果, 而准静态磁通道的产生是超热电子出现尖锐发射峰的原因。

4 结 论

用 3 TW 具有啁啾脉冲放大技术的超短超强激光与固体靶相互作用, 并测量了激光-等离子体相互作用过程中产生的超热电子的角分布。测量结果显示: 高能电子发射的定向性优于低能电子。对于较低的能段, 超热电子主要集中在靶法线与激光反射方向之间区域且呈溅射状发射; 而对于较高的能段, 超热电子在激光反射方向和靠近靶法线方向出现了两个尖锐的发射峰, 激光反射方向的超热电子发射是由几种加速机制共同作用的结果, 并且受自生磁场的准直。靠近靶法线方向的超热电子发射峰是由共振吸收机制所产生, 其发射角与理论预言很好地一致。

参考文献:

- [1] Perry M D, Mourou G. Terawatt to petawatt subpicosecond lasers[J]. *Science*, 1994, **264**:917.
- [2] Gibbon P, F9 rster E. Short-pulse laser-plasma interactions[J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 1996, **38**:769.
- [3] Gauthier J C. In laser interaction with matter[A]. Institute of Physics and Physical Society[C]. Bristol, 1994, **140**:1.
- [4] Wilks S C, Kruer W L. Absorption of ultrashort, ultra-intense laser light by solids and overdense plasmas[J]. *IEEE J Quantum Electron*, 1997, **33**:1954.
- [5] 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.
- [6] Brunel F. Non-resonant, resonant absorption[J]. *Phys Rev Lett*, 1987, **59**:52.
- [7] Brunel F. Anomalous absorption of high intensity subpicosecond laser pulses[J]. *Phys Fluids*, 1988, **31**:2714.
- [8] 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.
- [9] Liu S B, Zhang J, Wei Y. Acceleration and double-peak spectrum of hot electrons in relativistic laser plasmas[J]. *Phys Rev E*, 1999, **60**:3279.
- [10] Sprangle P, Esarey E, Ting A, et al. Laser wakefield acceleration and relativistic optical guiding[J]. *Appl Phys Lett*, 1988, **53**:2146.
- [11] Amiranoff F, Baton S, Bernard D, et al. Observation of laser wakefield acceleration of electrons[J]. *Phys Rev Lett*, 1998, **81**:995.
- [12] Santala M I K, Zepf M, Watts I, et al. Effect of the plasma density scale length on the direction of fast electrons in relativistic laser-solid interactions[J]. *Phys Rev Lett*, 2000, **84**:1459.
- [13] Tatarakis M, Davies J R, Lee P, et al. Plasma formation on the front and rear of plastic targets due to high-intensity laser-generated fast electrons[J]. *Phys Rev Lett*, 1998, **81**:999.
- [14] Kodama R, Tanaka K A, Sentoku Y, et al. Long-scale jet formation with specularly reflected light in ultraintense laser-plasma interactions[J]. *Phys Rev Lett*, 2000, **84**:674.
- [15] Bastiani S, Rousse A, Geindre J P, et al. Experimental study of the interaction of subpicosecond laser pulses with solid targets of varying initial scale lengths[J]. *Phys Rev E*, 1997, **56**:7179.
- [16] 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.
- [17] Chen L M, Zhang J, Li Y T, et al. Effects of laser polarization on jet emission of fast electrons in femtosecond-laser plasmas[J]. *Phys Rev Lett*, 2001, **87**:225001-1.
- [18] Krushelnick K, Clark E L, Zepf M, et al. Energetic proton production from relativistic laser interaction with high density plasmas[J]. *Phys Plasmas*, 2000, **7**:2055.
- [19] Bilski P, Budzanowski M, Olko P, et al. Properties of different thin-layer LiF: Mg, Cu, P TL detectors for beta dosimetry[J]. *Radiat Prot Dosim*, 1996, **66**(1-4):101.
- [20] 蔡达锋,谷渝秋,郑志坚,等.用于电子能谱测量的 LiF 热释光探测器标定[J]. 强激光与粒子束, 2003, **15**(2):141. (Cai D F, Gu Y Q, Zheng Z J, et al. Calibration of LiF thermoluminescence dosimeters used to measure the electron energy spectrum[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2003, **15**(2):141.
- [21] Maksimchuk A, Gu S, Flippo K, et al, Forward ion acceleration in thin films driven by a high-intensity laser[J]. *Phys Rev Lett*, 2000, **84**:4108.
- [22] 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.
- [23] Tabak M, Hammer J, Glisky M E, et al. Ignition and high gain with ultrapowerful lasers[J]. *Phys Plasmas*, 1994, **1**:1626.
- [24] Rousseaux C, Amiranoff F, Labaune C, et al. Suprathermal and relativistic electrons produced in laser-plasma interaction at 0.26, 0.53, and 1.05 μm laser wavelength[J]. *Phys Fluids B*, 1992, **4**:2589.
- [25] Alexei Zhidkov, Akira Sasaki, Takayuki Utsumi, et al. Prepulse effects on the interaction of intense femtosecond laser pulses with high-Z solids [J]. *Phys Rev E*, 2000, **62**:7232.
- [26] 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.
- [27] Estabrook K G, Valeo E J, Kruer W L. Two-dimensional relativistic simulations of resonance absorption[J]. *Phys Fluids*, 1975, **18**:1151.
- [28] Ruhl H, Sentoku Y, Mima K, et al, Collimated electron jets by intense laser-beam-plasma surface interaction under oblique incidence[J]. *Phys Rev Lett*, 1999, **82**:743.
- [29] 蔡达锋,谷渝秋,郑志坚,等.飞秒激光与等离子体相互作用过程中超热电子能谱的测量[J]. 强激光与粒子束, 2003, **15**(6):575. (Cai D F, Gu Y Q, Zheng Z J, et al. Measurement of hot electron energy spectrum in femtosecond laser-plasma[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2003, **15**(6):575.
- [30] Kruer W L. The physics of laser plasma interactions[M]. MA: Addison-Wesley, 1988. 74.
- [31] Catto P J, More R M. Sheath inverse bremsstrahlung in laser produced plasmas[J]. *Phys Fluids*, 1977, **20**:704.

Angular distribution of hot electrons generated by ultra-short ultra-intense laser interaction with solid targets

CAI Dā-fēng^{1,2,3}, GU Yǔ-qū², ZHENG Zhī-jian², YANG Xiāng-dōng¹,
 JIAO Chūn-yē^{1,2}, CHEN Hào^{1,2}, ZHOU Wēi-mín², WEN Tiān-shū², CHUN YU Shū-tāi²,
 HUANG Xiāo-jūn², WANG Xiāo-dōng², GUO Yì², ZHOU Kāi-nān², ZENG Xiāo-míng²
 (1. Institute of Atomic and Molecular Physics, Sichuan University, Chengdu 610065, China;
 2. Research Center of Laser Fusion, CAEP, P. O. Box 919-986, Mianyang 621900, China;
 3. Department of Physics, Neijiang Normal College, Neijiang 641112, China)

Abstract: This paper reports the experimental results of the angular distribution of hot electrons during the interaction of ultra-short ultra-intense laser with solid targets. It shows that the divergence angle of hot electrons with the high energy was smaller than that of hot electrons with the low energy. There are two peaks in the angular distribution of hot electrons with the high energy: one peak in specular direction is due to several absorption or acceleration mechanism, whereas the other peak close to the normal of the target is expected by the resonance absorption and is well consistent with H. Ruhl et al's theory(1999).

Key words: Ultra-short ultra-intense laser; Plasma; Hot electron; Angular distribution; Acceleration mechanism