

超短脉冲激光与乙醇微滴相互作用中 超热电子的双叶状角分布^{*}

彭晓昱¹⁾ 张 杰¹⁾ 金 展¹⁾ 梁天骄²⁾ 仲佳勇^{1,3)} 武慧春¹⁾
刘运全¹⁾ 王兆华¹⁾ 陈正林¹⁾ 盛政明¹⁾ 李玉同¹⁾ 魏志义¹⁾

¹⁾ 中国科学院物理研究所光物理重点实验室, 北京 100080)

²⁾ 中国人民解放军防化学院, 北京 102205)

³⁾ 中国科学院国家天文台, 北京 100012)

(2003 年 10 月 20 日收到, 2003 年 11 月 5 日收到修改稿)

测量了聚焦光强为 10^{16} W/cm² 的超短脉冲激光与乙醇微滴相互作用中产生的能量大于 50 keV 的超热电子的角分布和电子能谱. 观察到的超热电子角分布明显依赖于激光的偏振特性, 在与激光偏振平面平行的平面上超热电子相对于激光入射方向呈对称的双叶状分布. 超热电子的能谱显示超热电子的最大能量大于 750 keV. 以上超热电子的角分布可用一个基于共振吸收机制的模型加以解释.

关键词: 超短脉冲激光, 超热电子, 微滴, 共振吸收

PACC: 5225, 5235, 5250

1. 引 言

超短脉冲强激光技术的飞速发展^[1,2]把对激光与物质的相互作用研究推进到一个崭新的阶段. 使用超短脉冲强激光辐照固体靶和团簇靶, 已经在实验室获得了具有重要应用前景的超热电子^[3-5]、高能离子^[6-8]、中子^[9,10]和 x 射线^[11,12]等高能粒子和高能辐射. 最近几年, 超短脉冲强激光与微米量级的液滴(即微滴)的相互作用成为一个新的研究领域. 这种靶具有接近于固体的密度但却只有接近于激光波长的大小, 不会像固体靶那样会因为强烈的热传导而损失大量能量, 因而对激光有很高的吸收效率^[13]. 目前已有几个实验小组研究了在超短脉冲激光与微滴靶的相互作用中产生的 x 射线和极紫外线(EUV)、可见光辐射以及微滴靶对激光的吸收效率^[13-17]. 但至今很少有文献涉及超热电子, 人们对超短脉冲激光与微滴靶相互作用中的超热电子的特性仍不甚了解.

我们测量了聚焦光强为 10^{16} W/cm² 的飞秒激光与微滴靶相互作用中产生的超热电子的角分布和能

谱. 这些结果有助于澄清人们对超短脉冲强激光与微滴靶相互作用中产生超热电子的机制以及加深人们对激光与物质相互作用的理解.

2. 实验布置

实验是在中国科学院物理研究所光物理实验室的掺钛蓝宝石飞秒激光器上进行的. 激光中心波长为 800 nm, 脉冲宽度 150 fs, 单发能量为 5 mJ, 重复频率为 10 Hz, 峰值时刻之前约 10 ps 处激光对比度为 10^5 . 实验布局如图 1 所示. 偏振面在水平面内的激光脉冲经过一个 $f/4$ 的透镜系统聚焦, 焦斑直径约 20 μ m, 聚焦光强约 10^{16} W/cm². 使用一个半波片来改变激光的偏振面方向. 使用美国 Parker 公司生产的脉冲电磁阀产生微滴喷雾. 高压(2 MPa) N₂ 气推动液池中的乙醇通过管道流经电磁阀门, 最终从喷嘴喷射而出形成液滴喷雾. 脉冲阀门的开启时间为 643 μ s, 频率为 10 Hz, 与激光脉冲同步. 整个脉冲阀门安装在一个三维调节架上, 喷嘴的位置可由该调节架精确调节, 以便使打靶激光正好聚焦在液滴喷雾中心. 用一台 γ 射线谱仪和一台 R-938 型激光能

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 10176034, 10390160, 10374116)、国家重点基础研究专项基金(批准号: G1999075206)和国家高技术惯性约束聚变基金资助的课题.

量计联合监控激光是否聚焦在微滴喷雾中心. γ 射线谱仪用于监测激光等离子体产生的硬 x 射线. 该谱仪主要由 NaI 闪烁体探头、门电路、线性放大器、高压电源和多道脉冲分析器等组成. 用一块开有直径为 20 mm 小孔、厚度为 50 mm 的铅砖对 x 射线进行准直, 同时屏蔽 NaI 闪烁体探头, 并将该探头瞄准激光焦点且与激光入射方向垂直. 该探头使用前用 ^{22}Na 的 511 keV, ^{137}Cs 的 665 keV 的 γ 源进行标定. 激光能量计则用于监测液滴喷雾对激光的能量衰减率, 即测量由收集透镜收集的透射和小部分前向散射激光的能量与入射前的激光能量之比. 为使激光正好聚焦在液滴喷雾的中心, 沿纵向(即激光行进方向)和横向(与入射激光垂直的方向)反复调节喷嘴位置, 直到同时观察到硬 x 射线最强和激光能量衰减最大, 此时可以认为激光基本上聚焦在液滴喷雾中心. 最后方可正式打靶测量超热电子的角分布.

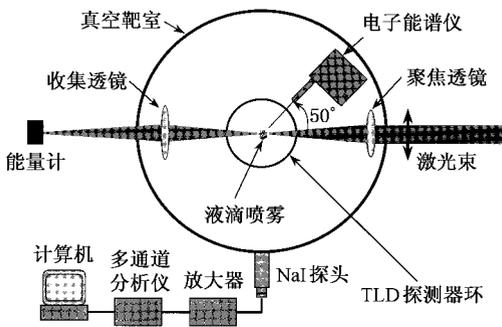


图1 超热电子角分布及能谱测量实验布置图

采用 GR200A 型 LiF 热释光探测器 (TLD) 阵列对超热电子发射的角分布进行测量. 用双面胶将热释光探测器粘在一个直径为 80 mm 的圆环内壁上, 角度分辨能力为 7° . 用 $20\ \mu\text{m}$ 厚的铝膜屏蔽散射光、离子、低能 x 射线和能量低于 50 keV 的较低能量的超热电子. 由于硬 x 射线的穿透能力强, 绝大部分硬 x 射线都能穿过 $20\ \mu\text{m}$ 厚的铝膜和热释光探测器. 在电子和 x 射线混合场中探测器吸收的剂量主要来自于电子的贡献^[18], 因此可以认为热释光探测器上记录的剂量绝大部分是能量大于 50 keV 的超热电子所沉积的. 将圆环置于喷嘴下, 使其圆心与焦点重合, 且其平面与水平面平行, 即让用于打靶的线偏振激光的偏振平面正好与圆环平面平行. 使用一台电子磁谱仪测量与激光传播方向成约 50° 方向上的超热电子能谱, 该谱仪使用 GR200F 型 LiF 热释光片作为探测器.

实验中使用直径为 $500\ \mu\text{m}$ 的喷嘴. 液池中乙醇的温度约为 300 K, 气体推压为 2 MPa. 液滴的大小用阴影成像法进行测量. 用于成像的光学系统的空间分辨率为 $2.0\ \mu\text{m}$. 用该方法测得 $500\ \mu\text{m}$ 喷嘴产生的液滴平均直径为 $(4.6 \pm 0.1)\ \mu\text{m}$, 高斯标准偏差为 $1.8\ \mu\text{m}$. 结果如图 2 所示, 其中内插图为由 CCD 相机拍摄得到的液滴喷雾的放大照片. 液滴的数密度则可通过测量流体流经喷嘴并散开进入一定空间的流速来确定^[19]. 利用该方法测得喷嘴下 1 mm 处的数密度约为 $7.9 \times 10^8/\text{cm}^3$.

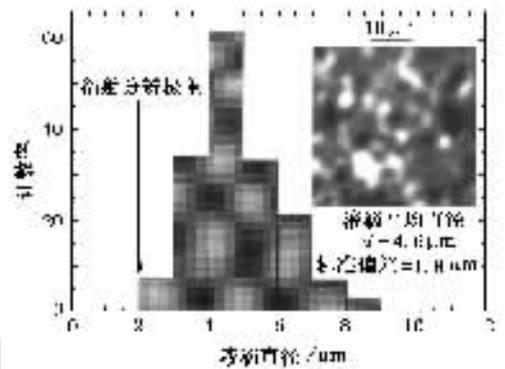


图2 乙醇微滴的大小分布图. 液滴温度为 300 K, 背景压强为 2 MPa. 内插图为用 CCD 相机拍摄的微滴喷雾的放大图像. 用高斯拟合得到的微滴平均直径约为 $4.6\ \mu\text{m}$

实验中将激光聚焦在喷嘴下方约 1 mm 处, 首先测量激光偏振平面平行探测器环平面时的超热电子的角分布. 再转动半波片, 使激光的偏振平面垂直于探测器环平面, 测量此时的超热电子角分布. 最后测量激光偏振平面平行于探测器环平面时与激光传播方向成约 50° 方向上的超热电子能谱.

3. 实验结果与分析

平面偏振激光辐照乙醇微滴喷雾产生的能量大于 50 keV 的超热电子的角分布如图 3 所示. 热释光片剂量为 18000 发打靶累计结果. 首先将激光聚焦在喷嘴下约 1 mm 处的微滴喷雾中心, 激光偏振面平行于探测器环平面, 结果如图 3(a) 所示. 由图 3(a) 可见, 相对于激光入射方向, 超热电子的发射呈双束叶状对称分布. 由高斯拟合得到最强的发射方向约为 $\pm 50^\circ$, 两束超热电子的半高角宽 (FWHM) 分别约为 65° 和 60° . 然后旋转 $1/2$ 波片, 使激光偏振面垂直于探测器环平面, 其他打靶条件与图 3(a) 相同, 结果发现此时超热电子的角分布发生显著变化, 见图

(b). 超热电子只分布在一个非常狭小的区域, 不再有明显的极大值, 且强度减小为前者的 1/3 左右, 这说明超热电子只分布在激光偏振面(即激光电矢量所在平面)为中心很薄的空间内. 图 3 的结果表明, 超短脉冲激光辐照微滴产生的超热电子的喷射明显依赖于激光的偏振特性.

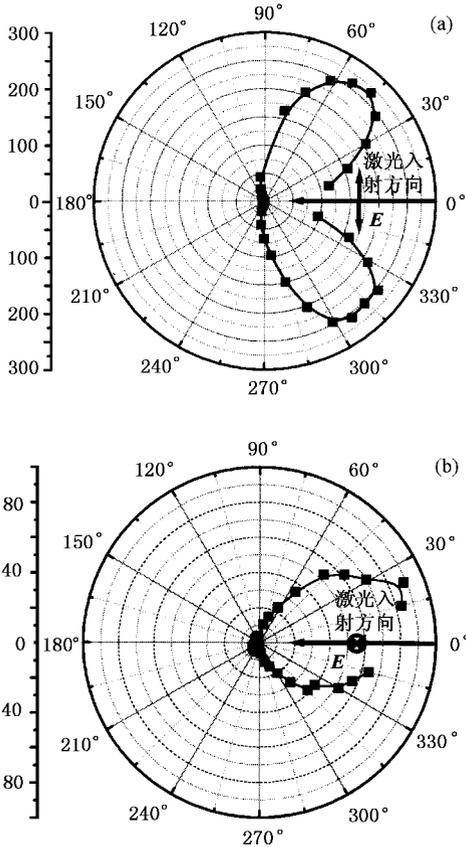


图 3 平面偏振激光辐照乙醇微滴喷雾产生的能量大于 50 keV 的超热电子的角分布. 热释光片剂量为 18000 发累计结果, 激光脉冲宽度为 150 fs, 聚焦功率密度约为 10^{16} W/cm². (a) 激光偏振面平行于探测器环平面 (b) 激光偏振面垂直于探测器环平面

由图 3 还可见, 探测器环不仅记录到向后发射的超热电子, 而且还记录到向前发射的超热电子, 但向后发射的超热电子要比向前发射的超热电子强得多. 这说明, 超短脉冲激光与微滴相互作用中, 受辐照微滴(即靶微滴)不仅向外发射超热电子, 而且向靶微滴里面发射超热电子, 但向里发射的超热电子显然受到了靶微滴自身和周围微滴的吸收和衰减.

图 4 为激光偏振平面平行于探测器环平面时与激光传播方向成约 50° 方向上的超热电子能谱 (18000 发打靶累计结果). 从图 4 我们可以看到, 这是一个准 Maxwell 分布, 超热电子的最大能量超过 757 keV; 能量经修正后, 能谱的峰值出现在 127

keV. 表明激光焦斑附近电荷分离场的最大值应大于 127 keV. 超热电子的低能部分受到该电荷分离场作用而返回到微滴, 因而能谱的峰值不是在最低能处. 用 Maxwell 分布拟合得到的超热电子温度约为 80 keV, 而类似条件下的固体靶的两个超热电子温度分别为 10 和 66 keV^[20]. 在强度高一个数量级的激光脉冲 (10^{17} W/cm², 28 fs) 辐照原子团簇靶获得的超热电子温度为 70 keV^[21]. 可见, 在相同条件下激光辐照微滴靶产生的超热电子温度要比激光辐照团簇靶和固体靶产生的超热电子温度略高一些. 这是因为质量很有限的微滴靶对激光有很高的吸收率但不会像块状的固体靶那样因快速热传导而损失能量, 而团簇的特征爆炸时间比微滴的短, 故来不及充分吸收激光脉冲的能量就已经爆炸.

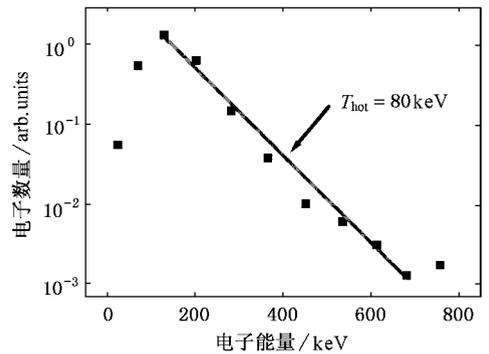


图 4 超热电子的能谱. 打靶条件同图 3(a)

激光与等离子体相互作用中加速电子的机制有经典碰撞吸收和非碰撞吸收. 在我们的实验条件下, 激光脉冲宽度为 150 fs, 光强约为 10^{16} W/cm², 属中等光强. 经典碰撞吸收不可能是产生超热电子的机制, 但却是产生能量低于 keV 的大量热电子的主要机制^[22]. 非碰撞吸收机制主要有共振吸收^[23]、真空加热^[24]、反常趋肤效应^[25]、有质动力 $J \times B$ 加热^[26] 等. 由于我们使用的激光功率密度低于相对论光强 (约 1.37×10^{18} W/cm²) 两个数量级, 所以反常趋肤效应和 $J \times B$ 加热对超热电子贡献很小. 在我们的实验条件下参量不稳定性也不可能得到充分发展, 因为光谱测量的结果中并未发现显著的 3/2 谐波发射. 与角度密切相关的产生超热电子的机制主要有共振吸收和真空加热. 从超热电子的出射方向及其对激光偏振方向的高度依赖性来看, 可以认为在本实验条件下, 超短脉冲激光与微滴相互作用中超热电子产生的主要机制可能是共振吸收和真空加热. 由于微滴具有特殊的几何形状(球形), 无论哪种偏

振性质的激光,当其辐照在微滴上时,其电矢量沿等离子体密度梯度方向都有分量,因而就有可能在临界密度面上发生共振吸收,激发电子等离子体波并通过 Landau 阻尼或波破在密度梯度方向对电子加速,产生超热电子流.微滴具有特殊尺寸(微米量级)对于超短脉冲激光辐照,微滴靶足够大,它们的特征爆炸时间(皮秒量级)要比激光脉冲宽度长得多(而团簇的特征爆炸时间只有几十至几百飞秒).在脉冲激光辐照期间,形成的等离子体可维持在很高的密度,而且激光场不能穿过等离子体的趋肤深度.在这一过程中,由于电场的作用,等离子体表面的电子被快速拉出到真空中,当电场反转后,这些电子带着相当于光场振动能($v_{osc} = eE/m_e\omega$)的能量返回等离子体.然而,在等离子体内部激光场受到屏蔽,电子的动能并未返还给激光场.这样,就有可能通过真空加热来产生高能电子.所以在我们的实验条件下,产生超热电子可能主要有两种机制:共振吸收和真空加热.

Gibbon 等^[27]研究了亚皮秒激光($\lambda^2 = 10^{14} - 10^{18} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \mu\text{m}^2$)斜入射到固体靶产生的超热电子的情况.他们发现,当等离子体的密度标长与激光波长的比值 $L/\lambda > 0.1$ 时,共振吸收占主导地位,而当 $L/\lambda < 0.1$ 时,真空加热起支配作用.由于液滴的密度与固体的密度相近,可以利用这一理论来解释我们的实验结果.我们使用自相关仪测得激光对比度为 10^5 时的位置大约在峰值前 10 ps 的时刻,该时刻对应的激光强度为 10^{11} W/cm^2 .我们使用一维 Lagrangian 流体力学程序 Med103^[28]来较为精确地估算激光脉冲前沿辐照微滴产生的预等离子体的尺度.为简单起见,考虑一个厚度为 $4 \mu\text{m}$ 的平板靶而不是球形靶.对于乙醇,在计算等离子体的离化时,在非平衡平均原子模型中我们设 $Z = 2.9, A = 5.1$.运行该程序得到预等离子体的尺度为 $0.27 \mu\text{m}$,由此 $L/\lambda \approx 0.3 > 0.1$.根据 Gibbon 的理论,共振吸收超过真空加热而占主导地位.所以共振吸收机制是本实验中产生超热电子喷射的主要机制.

4. 理论模型

为了描述微滴靶的超热电子角分布,我们考虑一个基于共振吸收机制的模型.对于焦点内的任意一个微滴,激光脉冲的前沿辐照微滴的前表面产生了预等离子体,在焦点处的瑞利长度内可以认为激

光是平行入射到微滴表面的.图 5(a)所示为激光电矢量所在平面和微滴的赤道平面.鉴于微滴的球形表面,如忽略因激光在预等离子体中到达反转点之间的连续折射而导致的入射点的偏移以及光的衍射效应和散射效应,则激光的入射角 α 从 0° 到 $\pm 90^\circ$ 连续变化.图 5(a)中 n 为激光入射点 Q 处的法向矢量.根据 Kruer^[29]的共振吸收理论,对在微滴等离子体的临界密度面激发电子等离子体波的入射激光的吸收系数 f 为

$$f \approx \phi^2(\tau)/2, \quad (1)$$

其中 $\phi(\tau)$ 为特征共振函数,且

$$\phi(\tau) \approx \epsilon\tau \exp(-2\tau^3/3), \quad (2)$$

式中 $\epsilon = 2.3, \tau = (k_0 L)^{1/3} \sin\alpha, \alpha$ 为入射角, $k_0 = 2\pi/\lambda$ 为激光在真空中的波数, L 为等离子体密度标长.将(2)式代入(1)式,可得到以入射角 α 为函数的共振吸收系数,

$$f(\alpha) \approx \frac{\epsilon}{2} \left(\frac{L}{\lambda} \right)^{2/3} \sin^2(\alpha) \exp\left[-\frac{8\pi L}{3\lambda} |\sin\alpha|^3\right], \quad (3)$$

式中 $-90^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$.

对于入射角为 α 的激光,它既产生向外发射的超热电子 e_{out} ,又产生向里发射的超热电子 e_{in} (如图 5(a)所示).超热电子的发射方向与激光入射点法线方向 n 之间的夹角 θ 由下式^[30]决定:

$$\theta = \pm \arctan\left\{ \left[\frac{\chi(\gamma - 1)(1 + \delta\Phi) - \delta\Phi^2}{(\gamma - 1 - \delta\Phi)^2} \times \frac{1}{\sin^2(\alpha)} + \frac{1}{\tan^2(\alpha)} \right]^{-1/2} \right\}, \quad (4)$$

其中 γ 为相对论因子, $\delta\Phi$ 为经历的库仑势的变化.

库仑势的变化 $\delta\Phi$ 满足 $0 \leq \delta\Phi \leq \delta\Phi_{max}$, 而

$$\delta\Phi_{max} \approx \alpha(\eta_{abs} a_0^2 t_0)^{1/2}, \quad (5)$$

式中 t_0 以 50 个激光周期为单位时, $C \approx 1; \eta_{abs}$ 为总吸收率.

如图 5(b)所示,向外发射的超热电子落在探测器环的 P 点上,即相对于激光入射方向,入射角为 α 的激光产生的向外发射的超热电子沿 β 角射出.由于焦斑直径远小于微滴喷雾区,必须考虑焦点周围的微滴对靶微滴产生的超热电子的吸收和衰减.在离微滴喷雾中心附近不太远的范围(半径 $\leq r$)内,将数密度近似看成常数,则有效衰减长度 t' 可以定义为

$$\begin{aligned} t' &= d_0 n^{1/3} t \\ &= d_0 n^{1/3} \left\{ [r^2 - a^2 \sin^2(\beta)]^{1/2} - a \cos(\beta) \right\} \quad (6) \end{aligned}$$

式中 n 为微滴的数密度; d_0 为微滴的平均直径; t 对应 β 角方向上自焦点到微滴喷雾(半径为 r)边沿的距离; a 为焦点 O (也是探测器环的中心)与微滴喷雾中心 C 的距离, O 点在 C 点右侧时 $a > 0$, O 点在 C 点左侧时 $a < 0$.

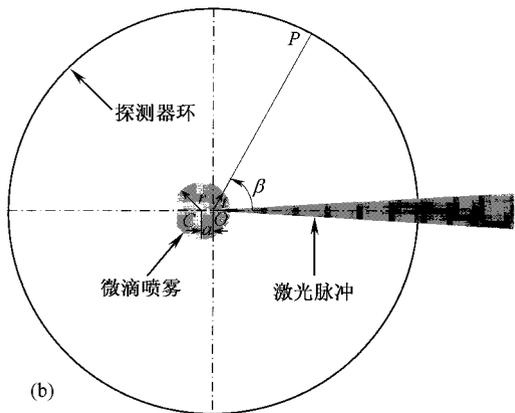
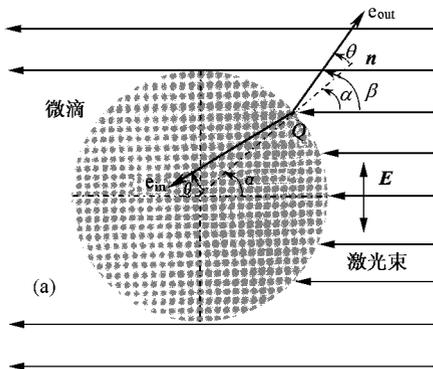


图5 理论模型示意图 (a) 激光矢量所在平面和微滴的赤道平面 (b) 向外发射的超热电子沿 β 角出射

整个探测器环接收到的超热电子即超热电子的角分布是由激光主脉冲对焦点内所有微滴作用产生的超热电子的集体贡献. 由于探测器环的半径远大于焦点尺寸, 可以将焦点内的所有微滴看成是一个产生超热电子的点源. 设 I_0 为真空中的激光强度, 则入射角为 α 时的入射光强为 $I_0 \cos(\alpha)$. 这样, 我们就可以得到超短脉冲激光辐照微滴喷雾产生的超热电子的角分布公式.

满足 $0^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$ 的入射激光产生的超热电子, 其角分布由下列两组公式决定:

$$I_{out}^e(\beta) = \eta_{out} N f(\alpha) I_0 \cos(\alpha) \exp[-\mu_m \rho t'], \quad (7a)$$

$$\beta = \alpha + |\theta|;$$

$$I_{in}^e(\beta) = \eta_{in} N f(\alpha) I_0 \cos(\alpha) d_a \exp[-\mu_m \rho t'], \quad (7b)$$

$$\beta = 180^\circ + \alpha - |\theta|.$$

满足 $270^\circ \leq \alpha \leq 360^\circ$ 的入射激光产生的超热电子, 其角分布由下列两组公式决定:

$$I_{out}^e(\beta) = \eta_{out} N f(\alpha) I_0 \cos(\alpha) \exp[-\mu_m \rho t'], \quad (7c)$$

$$\beta = \alpha - |\theta|;$$

$$I_{in}^e(\beta) = \eta_{in} N f(\alpha) I_0 \cos(\alpha) d_a \exp[-\mu_m \rho t'], \quad (7d)$$

$$\beta = \alpha - 180^\circ + |\theta|.$$

(7a)–(7d) 式中 η_{out} 和 η_{in} 分别为微滴吸收的激光能量转换为向外发射和向里发射的超热电子的效率; N 为焦点处实际起反应的微滴数; $f(\alpha)$ 为吸收系数, 由(1)式决定; μ_m 为质量衰减系数(或质量吸收系数), 单位是 cm^2/g ; ρ 为乙醇密度; d_a 为微滴本身对超热电子的衰减系数; t' 为有效衰减长度, 由(6)式决定; θ 由(4)式决定.

5. 计算结果及讨论

根据实验条件, 计算所得结果见图6—图8.

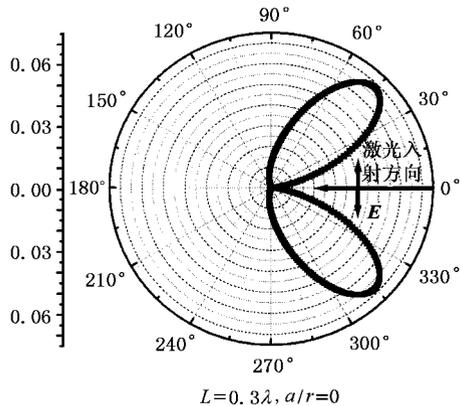


图6 与图3实验条件相同情况下理论计算得到的超热电子的角分布

本实验中, $a_0 \approx 0.1$, $t_0 = 1.125$, 保守地取 $\eta_{abs} = 50\%$, 得 $\delta\Phi_{max} \approx 0.07$, 我们取一个中间值 $\delta\Phi = 0.03$; 为简单起见, 取 $\gamma = 1.248$ (对应于超热电子能谱峰值位置的能量 127 keV). 向里发射的超热电子由于要经过高密度等离子体以及靶微滴本身的中性区域, 所以其强度大为衰减, 方向性也变差, 再经过周围微滴喷雾的重重衰减后, 能够通过 $20 \mu\text{m}$ 厚铝膜的超热电子数已经是微乎其微了, 所以我们根据(7)式只计算向外发射的超热电子的角分布. 将超热电子的强度对所有常数进行归一化处理, 单位为任意单位; 激光聚焦在微滴喷雾中心, 结果如图6所示. 超热电子的角分布为相对于激光入射方向的非常对称的双叶状分布, 最强的发射方向约为 45° . 将

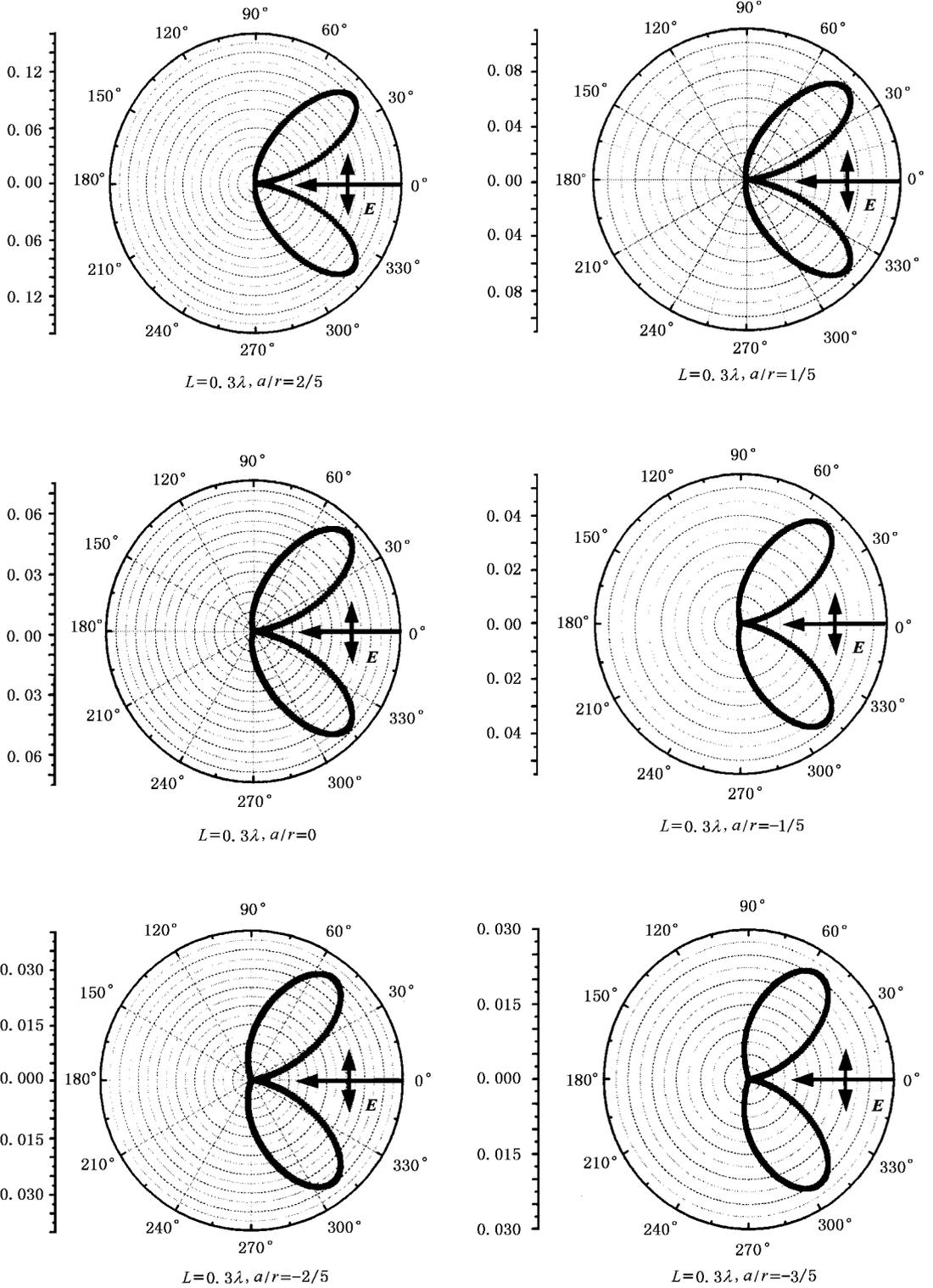


图 7 其他条件相同情况下,激光聚焦在微滴喷雾不同位置时超热电子的角分布

图 6 与图 3(a) 对比,显然两者符合较好.可见,只计算向外发射的超热电子的角分布就足以解释以上实

验结果.但理论计算的最强发射方向比实验结果要偏小约 5° ,原因可能有 (1) 上述模型中只考虑了焦

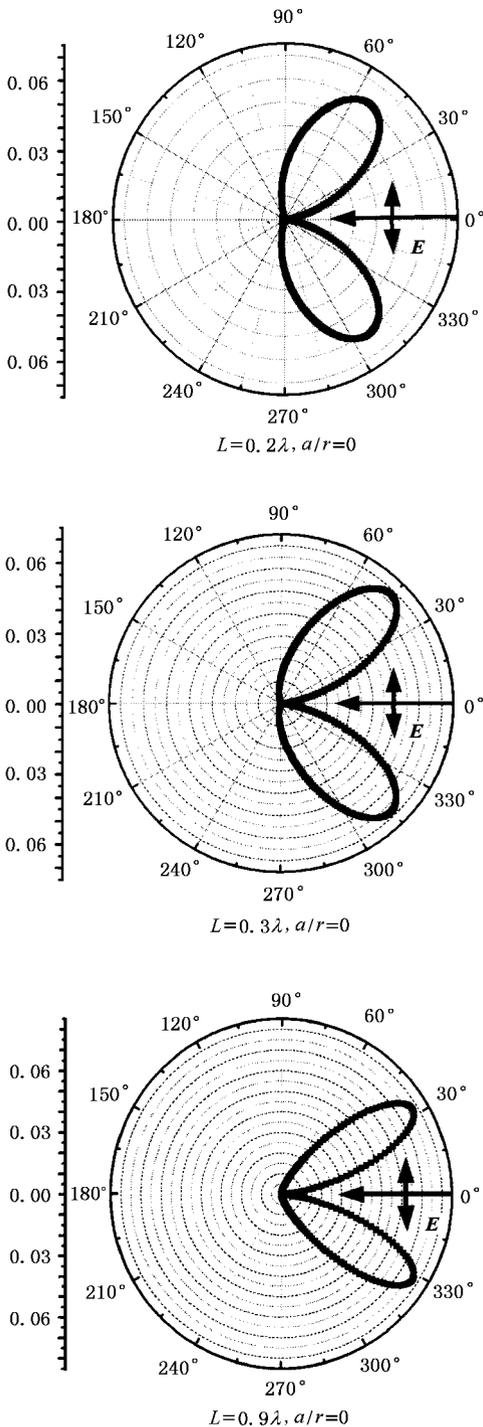


图8 激光聚焦在微滴喷雾中心时不同等离子体密度标长情况下超热电子的角分布

点瑞利长度内的微滴,实际上瑞利长度之外附近区域的光强也大得足以产生超热电子,这个区域的入射激光不是平行光,而是以一定角度会聚,因而该区域中微滴的两侧也能受到很强的激光辐照。(2)主脉冲经过具有密度梯度的预等离子体发生连续折射,实际入射点对应的入射角要大一些。(3)超热电子不是单一能量,从能谱中可以看到能量大于127 keV的电子数量要多于能量在50—127 keV的电子数量,而能量越高, θ 越大。我们只计算了能量为127 keV处(对应能够克服电荷分离场而出射的最多电子数)超热电子的角分布,所以计算结果要比实验结果偏小。(4)忽略了光的衍射和散射效应,不过从计算结果看来这种忽略是允许的。

我们发现,激光聚焦位置偏离微滴喷雾中心时对超热电子的角分布有一定影响。图7为激光聚焦在微滴喷雾不同位置时超热电子的角分布。值得注意的是,从(7)式可以看出超热电子的角分布与微滴的大小没有明显的依赖关系,却显著依赖于等离子体密度标长。我们计算了几种不同密度标长情况下的超热电子的角分布,如图8所示。发现密度标长越大,超热电子最强的发射角度越小。

6. 结 论

本工作测量了聚焦光强为 10^{16} W/cm²的超短脉冲平面偏振激光与乙醇微滴相互作用中产生的能量大于50 keV的超热电子的角分布。观察到在与激光偏振平面平行的平面上超热电子相对于激光入射方向呈对称的双束叶状分布。超热电子主要分布在以激光电矢量所在平面即偏振平面为中心很薄的一个空间内,当激光偏振面转动时超热电子的发射面也随之旋转。这表明超热电子的角分布明显依赖于激光的偏振特性。超热电子的能谱显示超热电子的最大能量大于750 keV。我们建立了一个基于共振吸收机制的理论模型加以解释,理论计算与实验结果符合较好。理论计算的结果证实了共振吸收是中等强度的超短脉冲激光与微滴靶相互作用中产生超热电子的主要机制。

- [1] Strickland D , Mourou G 1985 *Opt. Commun.* **56** 219
- [2] Perry M D , Mourou G 1994 *Science* **264** 917
- [3] Li Y T *et al* 2001 *Phys. Rev. E* **64** 46407
- [4] Leemans W P *et al* 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 174802
- [5] Chen L M *et al* 2002 *Phys. Plasmas* **9** 3595
- [6] Krushelnick K *et al* 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 737
- [7] Maksimchuk A *et al* 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4108
- [8] Kumarappan V *et al* 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 85005
- [9] Smirnov B M 2000 *J. Phys. D : Appl. Phys.* **33** 115
- [10] Ditmire T *et al* 1997 *Nature* **386** 54
- [11] Mepheron A *et al* 1994 *Nature* **370** 631
- [12] Schwoerer H 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 2317
- [13] Gumbrell E T *et al* 2001 *Phys. Plasmas* **8** 1329
- [14] Menaught S J *et al* 2001 *Appl. Phys. Lett.* **79** 4100
- [15] Favre C *et al* 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 35002
- [16] Garloff K *et al* 2002 *Phys. Rev. E* **66** 36403
- [17] Karsch S *et al* 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 15001
- [18] Bilski P *et al* 1995 *Radiat. Meas.* **24** 439
- [19] Mountford L C *et al* 1998 *Rev. Sci. Instrum.* **69** 3780
- [20] Li Y T *et al* 2001 *Phys. Rev. E* **64** 46407
- [21] Chen L M *et al* 2002 *Phys. Plasmas* **9** 3595
- [22] Price D F *et al* 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 252
- [23] Estabrook K , Krueer W L 1978 *Phys. Rev. Lett.* **40** 42
- [24] Brunel F 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 52
- [25] Wilks S C *et al* 1996 *Phys. Rev. Lett.* **69** 1383
- [26] Malka G *et al* 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 2053
- [27] Gibbon P , Bell A R 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 1535
- [28] Djaoui A , Rose S J 1992 *J. Phys. B* **25** 2745
- [29] Krueer W L 1988 *The Physics of Laser Plasma Interaction* (New York : Addison-Wesley)
- [30] Sheng Z M *et al* 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 5340

Angular distribution of hot electrons emitted from ethanol droplets irradiated by ultrashort laser pulses *

Peng Xiao-Yu¹⁾ Zhang Jie¹⁾ Jin Zhan¹⁾ Liang Tian-Jiao²⁾ Zhong Jia-Yong^{1B)} Wu Hui-Chun¹⁾
Liu Yun-Quan¹⁾ Wang Zhao-Hua¹⁾ Chen Zheng-Lin¹⁾ Sheng Zheng-Ming¹⁾ Li Yu-Tong¹⁾ Wei Zhi-Yi¹⁾

¹⁾(Key Laboratory of Optical Physics , Institute of Physics , Chinese Academy of Sciences , Beijing 100080 , China)

²⁾(Research Institute of Chemical Defenses , Beijing 102205 , China)

³⁾(National Astronomical Observatories , Chinese Academy of Sciences , Beijing 100012 , China)

(Received 20 October 2003 ; revised manuscript received 5 November 2003)

Abstract

The angular distribution and the energy spectrum of hot electrons with energy over 50 keV emitted from ethanol droplets irradiated by linearly polarized 150 fs laser pulses at the intensity of 10^{16} W/cm² have been measured. The angular distribution of hot electrons is found to be dependent on the laser polarization. Two hot electron jets like double leaves symmetrically with respect to the laser propagation direction are observed within the polarization plane. The maximum energy of the hot electrons is found to be more than 750 keV. A model based on the resonance absorption can be used to interpret the above distribution. The calculation agrees well with the experimental results.

Keywords : ultrashort laser pulse , hot electron , micro droplet , resonance absorption

PACC : 5225 , 5235 , 5250

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China(Grant Nos. 10176034 , 10390160 , 10374116) , the National Key Basic Research Special Foundation of China(Grant No. G1999075206) and the National High-Technology ICF Foundation of China.