

超热电子的产生与定向发射*

郑志远 张杰[†]

(中国科学院物理研究所 中国科学院光物理重点实验室 北京 100080)

摘要 在超短超强激光与等离子体相互作用的过程中,等离子体中的一部分电子通过各种机制吸收能量转变成成为高能的超热电子.它们不仅是惯性约束核聚变“快点火”过程中的能量载体,对激光脉冲在等离子体中的传输、能量沉积、转化等一系列过程也都发挥着重要的作用.文章对超短超强激光与等离子体相互作用过程中超热电子产生的主要物理机制以及影响超热电子定向发射的因素进行了介绍.

关键词 超热电子,产生机制,定向发射

Generation and collimation of hot electrons

ZHENG Zhi-Yuan ZHANG Jie[†]

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

Abstract High-energy hot electrons are generated during the interaction of ultra-intense laser pulses with plasmas, which are not only the energy carriers in “fast ignition” of inertial confinement fusion, but also play important roles in the processes of energy transportation, deposition and conversion. The main mechanisms of hot-electron generation are reviewed and the effects that influence the collimation and propagation during the interaction of ultra-intense laser with plasmas are discussed.

Key words hot electrons, generation mechanisms, collimation

1 引言

近几年来随着啁啾放大技术(CPA)的出现,激光功率已达拍瓦(10^{15} W)量级,激光强度已经超过 10^{21} W/cm².这种超短超强激光聚焦后可以产生 10^{16} Pa的超高压、 10^5 T的超强磁场、 10^9 K的黑体辐射温度等一系列用其他手段无法产生的极端条件,这使得物理学研究的领域得到了极大的扩展,出现了诸如实验室天文物理、相对论激光与等离子体相互作用、高次谐波发射、超快X射线源和小型化高梯度粒子加速器等新课题,其中最引人注意的是利用超短超强激光进行“快点火”的激光聚变方案^[1].此方案中主要包括两个分离的阶段:压缩过程与点火过程.在压缩阶段,利用大空腔、长脉冲、缓慢等容压缩形成低温高密度的氘氚等离子体球.然后在一束超短超强激光的作用下,有质动力排开晕区等离子体产生“隧道”,并将临界密度面推向更高密度的靶芯.在点火阶段,高强度的超短脉冲激光穿过“隧道”与靶芯相互作用,产成兆电子伏能量的超热电

子.这些超热电子流穿过高度压缩的靶芯并沉积在靶芯处的燃料中,靶芯附近燃料的局部温度迅速上升到点火温度,由此引起热核反应.在这一过程中,超热电子起到了能量载体和点火的作用,其能量的高低、产额的多少以及发射方向等都对“快点火”方案极其重要.此外,在超短脉冲激光与气体、液体、团簇等的相互作用中,超热电子也都发挥着至关重要的作用.关于超热电子的产生机制及产生后的发射过程,国内外已进行了大量的实验研究与理论模拟,下面对超热电子的产生及定向发射的主要物理机制进行介绍.

2 激光能量的吸收和超热电子的产生

强激光与物质相互作用时首先是激光脉冲的前沿将物质电离化成等离子体,脉冲的后续部分在等离

* 国家自然科学基金(批准号:10075075,10005014,10176034)、国家高技术惯性约束聚变主题资助项目

2003-07-08 收到初稿 2003-12-22 修回

[†] 通讯联系人. E-mail: jzhang@aphy.iphy.ac.cn

子体中传输并通过不同的机制将能量转化为等离子体能量. 逆韧致吸收、真空加热、共振吸收、参量不稳定性、双等离子体不稳定性、拉曼散射、布里渊散射等机制都可使激光能量沉积到等离子体中. 通过各种机制, 部分电子吸收能量转化为超热电子, 并把能量传向更高密度层. 具体是哪一种机制将电子转化为超热电子不仅与激光的强度、能量、脉宽、光谱、入射方向和偏振态有关, 而且还与靶的材料以及等离子体的温度、密度分布等有关^[2]. 如对于长脉冲高能量的激光(如 ns)与靶相互作用后由于流体效应很明显, 形成的等离子体密度标尺长度很长, 而高信噪比的超短脉冲激光(如 fs)与靶相互作用后, 流体力学效应则根本来不及发展, 所产生的等离子体密度标尺长度极短, 甚至由于激光的有质动力对等离子体的压缩, 可以形成近似固体密度的等离子体. 对长脉冲而言, 吸收主要发生在低于临界密度的冕区, 吸收机制以碰撞吸收为主, 而对于超短脉冲激光, 由于等离子体的密度标尺长度极短且温度较高, 电子和离子的碰撞几率小, 此时的吸收机制以一些非碰撞的吸收机制为主. 下面就几种主要的产生超热电子的激光能量吸收机制予以评述.

2.1 逆韧致吸收

逆韧致吸收是长脉冲激光产生的等离子体对激光能量吸收的一种机制, 它属于碰撞吸收的一种, 主要是由电子和离子之间的碰撞引起的. 其物理图像是从激光场中获得能量并在激光场中高速振荡的电子与其他粒子碰撞时, 将自身的动能转化为等离子体无规则运动的热能. 在这一过程中, 激光光波被等离子体阻尼, 等离子体本身被加热. 激光在等离子体中传播的逆韧致吸收系数定义为: 激光在等离子体中传播单位距离激光强度的变化. 对于线性密度切面, 标尺长度为 L_n 的等离子体中, 逆韧致吸收的吸收系数表示为^[3]

$$\kappa_{ib} = 1 - \exp\left[-\frac{32}{15} \frac{\nu_{ei}(n_{cr})}{c} L_n\right], \quad (1)$$

其中 $L_n \equiv n \frac{dx}{dn}$ 为标尺长度(n 为等离子体密度), $\nu_{ei}(n_{cr})$ 为临界密度处的电子与离子碰撞频率($\nu_{ei} \propto \frac{n_{cr} Z}{T_e^{3/2}} T_e$ 为电子温度, Z 为原子序数), n_{cr} 为临界密度($n_{cr} = \gamma \frac{1.1 \times 10^{21}}{\lambda_\mu} \text{cm}^{-3}$, $\gamma = \sqrt{1 + p_{osc}^2}$ 是相对论因子, p_{osc} 是电子在激光场中的振荡动量). 上式表明, 逆韧致吸收依赖于原子序数、电子密度和电子温

度, 在低温、长标尺长度和大原子序数的等离子体中, 逆韧致吸收是较大的. 以上讨论的是线性逆韧致吸收, 前提条件是电子的速率分布是麦克斯韦分布. 但当更高强度的超短脉冲激光与等离子体相互作用时, 将导致非线性逆韧致吸收. 这时的电子的分布不再是麦克斯韦分布, 而是由电子在激光场中的振荡速度来决定. 电子在激光场中的振荡速度表示为

$$v_{osc} = \frac{p_{osc}}{m_e \gamma} = \frac{eE_0}{m_e \gamma \omega_0} = \frac{c}{\gamma} \sqrt{\frac{I \lambda_\mu^2}{1.3 \times 10^{18}}}, \quad (2)$$

其中 p_{osc} 是电子在激光场中的振荡动量, γ 是相对论因子, E_0 和 λ_μ 分别是激光场的振幅和激光波长. 此外, 逆韧致吸收还与激光的强度以及相对于作用区空间的电子平均自由程有关. 随着激光强度($> 10^{13} \text{W/cm}^2$)的增加, 这种机制越来越弱. 当激光强度超过 10^{15}W/cm^2 时, 逆韧致吸收的吸收率仅有 10%, 并有非常低的不依赖于靶材的能量吸收. 这主要是由于激光的快速电离, 在靶表面形成了高密度的具有反射作用的等离子层的原因. 在中等强度激光与靶相互作用时, 会产生具有麦克斯韦分布的两群电子. 其中通过逆韧致吸收产生的温度通常在 keV 以下的电子, 被称作“冷”电子(thermal electrons), 而由其他过程例如共振吸收产生的更高能量的电子称为超热电子(hot electrons).

2.2 共振吸收

共振吸收与逆韧致吸收有类似的发生条件, 都是发生在长脉冲激光与固体靶相互作用所形成的低密度等离子体中, 但共振吸收发生在临界面上, 属于非碰撞吸收机制的一种. 随着激光强度的增加($> 10^{15} \text{W/cm}^2$), 在相互作用时等离子体的温度上升很快, 这使得电子和离子的碰撞频率大大减少, 以至于碰撞吸收变得不再重要, 此时一些非碰撞机制可以将激光能量耦合到等离子体里面去, 如共振吸收. 在非均匀等离子体中, 斜入射的 P 偏振激光的电场矢量沿等离子体密度梯度方向的分量进行振荡时, 形成电荷密度涨落, 而临界密度区的电子会随之发生共振, 从而在临界密度区的等离子体中激发一个很强的电子等离子体波. 这是一个正反馈过程, 激发的电子等离子体波增长很快, 最后通过各种阻尼机制如碰撞阻尼、波破等将能量交给电子, 产生超热电子. 总之, 在临界面处, 由于激光的偏振方向与等离子体密度梯度的方向一致, 产生静电振荡, 同时由于等离子体频率等于激光频率, 该处的激光电场以共振的方式驱动该区域的等离子体振荡, 从而使静电振荡增大并产生超热电子. 从产生机制上来说这

是一种线性吸收,因为只要给定了临界面附近的等离子体梯度,高频激光电场引起的电荷分离和激发起来的静电振荡的振幅都与激光电场的一次方成正比.早在1978年,Estabrook^[4]等人在理论上进行了模拟,并且他们的结果一直被人们所公认.李玉同^[5]等在实验上测量了中等强度激光与固体靶相互作用时电子通过共振吸收所获得麦克斯韦温度分布(如图1),低能部分对应高密度等离子体中的“冷”热电子的分布,高能部分为通过共振吸收加热的电子的分布.电子由共振吸收所获得能量的定标率为^[6]

$$T_h(\text{keV}) = 6 \times 10^{-5} (I \lambda_\mu^2)^{1/3} \quad (3)$$

其中 I 为激光光强, λ_μ 为激光波长(以微米为单位).

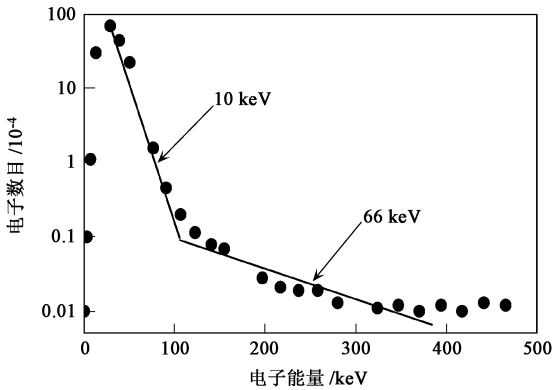


图1 电子通过共振吸收获得的能量分布^[5]

2.3 真空加热

真空加热是一种与共振吸收相联系的机制,都是激光电场驱动电子穿过一个具有密度梯度的等离子体,不同的是共振吸收中密度梯度的标尺长度是激光波长的很多倍,而真空加热中的密度梯度小于激光波长. Brunel^[7]首先在1987年讨论了该机制,所以该机制又称为 Brunel 效应或者是“非共振”共振吸收.当P偏振激光脉冲斜入射到超临界密度的等离子体上时,电子将被激光电场的分量直接加速.电子在光学周期的上半周期逃逸到真空中,而在下半个光学周期被反向的分离电场拉回到等离子体表面,在这一过程中电子获得的速度几乎为振荡速度 v_{osc} ,这就是所谓的真空加热过程.这种机制主要发生在等离子体密度超过临界密度并且有大的密度梯度或密度不连续的情况下. Gibbon^[8]等的数值模拟表明,在标尺长度 L_n 没有明显的大于电子振荡振幅的情况下,标尺长度越长,被拉到真空中的电子数目越多,激光能量被吸收的越强烈.如果电子在一个激

光周期中的运动距离大于等离子体的标尺长度,电子就会把它的振动能量沉积到更高密度的等离子体中去.

董全力^[9]等在理论上模拟了电子由真空加热所获得的能量分布,并与实验数值进行了比较.图2给出了真空加热与激光强度的关系,大约在 10^{15} W/cm^2 随着激光强度的增加,真空加热增强而逆韧致吸收减弱.当同时考虑真空加热与逆韧致吸收的影响时,理论计算数值与实验测量的结果相吻合.电子通过真空加热所获得能量的定标率^[10]为

$$T_h(\text{keV}) \propto v_{osc}^2 \cong 3.6 \times 10^{-16} I \lambda_\mu^2. \quad (4)$$

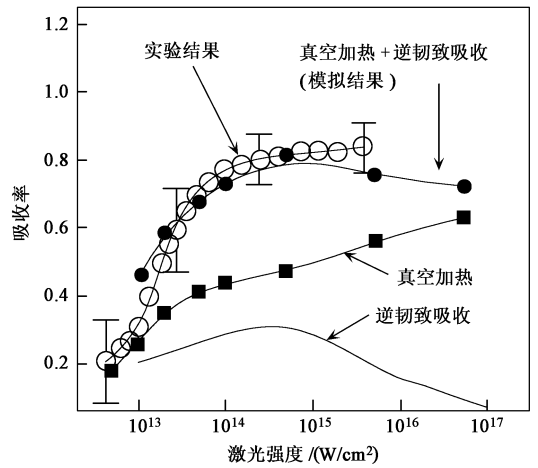


图2 电子通过逆韧致吸收和真空加热所获得的能量分布的比较^[9]

2.4 $J \times B$ 加热机制

当入射激光的功率密度非常高时,会发生 $J \times B$ 加热机制,该吸收机制来源于激光有质动力的振荡部分.当激光与超临界密度的等离子体相互作用时,在等离子体与真空界面处便形成了趋肤层.假设趋肤层内的激光电场 $E = E_L \sin \omega_0 t$,产生的有质动力为 $f = -\frac{m}{4} \frac{\partial}{\partial x} [V_L^2(x) (1 - \cos 2\omega_0 t)]$,其中 $V_L = eE_L/m\omega_0$,有质动力的时间平均项作用在等离子体上使之变陡,这就是常说的“陡化”,而有质动力的振荡部分将导致 $J \times B$ 加热.有质动力的振荡部分所驱动的静电场^[11]表示为

$$\frac{eE_d}{m} = \frac{1}{4} \frac{\partial}{\partial x} V_L^2(x) \cos 2\omega_0 t. \quad (5)$$

由于 E_d 正比于 $V_L \frac{\partial V_L}{\partial x}$,所以入射激光越强,电场梯度越大,该加热机制越有效.由于振荡的静电场的作用,电子在真空与等离子体的界面处以二倍的激光频率振荡,如果电子受到的力足够强,边界上所有的

电子将会以“非共振”波的形式来振荡. 其中的一些电子在这种振荡中获得能量, 进入高密度的等离子体. 这种机制类似于真空加热, 但不同的是有质动力的振荡成分驱动电子穿过真空与等离子体的界面, 而不是激光的电场驱动电子振荡. 由于有质动力的振荡成分随时间以 $2\omega_0$ 的频率变化, 所以被加热的高能电子在相空间的位置大致间隔半个激光波长, 这也是 $J \times B$ 加热机制的一个重要特征. 同时这种吸收机制强烈依赖于激光强度, 在 $I\lambda_\mu^2 \sim 10^{17} \text{ W}\mu\text{m}^2/\text{cm}^2$ 时, 有 1%—2% 的吸收率, 在 $I\lambda_\mu^2 \sim 10^{18} \text{ W}\mu\text{m}^2/\text{cm}^2$ 时, 吸收率约为 15%. 同时该机制随电子密度的增加而减小, 但背景电子温度对该吸收机制的影响不是很大. 电子通过 $J \times B$ 加热机制所获得的能量的定标率^[12]为

$$T_k(\text{keV}) = 51 \left[\left(1 + \frac{I\lambda_\mu^2}{2.8 \times 10^{18}} \right)^{1/2} - 1 \right] \quad (6)$$

2.5 反常趋肤效应

正常的趋肤效应是指发生在深度为 c/ω_p (c 是真空光速, ω_p 是等离子体频率) 的趋肤层内, 产生的电子的温度为几百电子伏特, 并且电子在趋肤层内振荡, 然后通过与离子的碰撞将能量消耗掉. 但当入射激光的功率密度增加, 产生的等离子体温度为几千电子伏特时, 电子的自由程超过趋肤深度, 激光电场就能通过振荡的电子穿过趋肤层进入更深的等离子体区域而被吸收, 这就是所谓的反常趋肤效应. 反常趋肤效应的效率与趋肤深度密切相关, 趋肤深度越大, 吸收越强. 当入射激光达到相对论量级时, 由于电子质量随相对论因子增加, 趋肤深度也会增加, 反常趋肤效应也相应地增大. 如果电子等离子体的振荡频率等于入射激光频率时, 等离子体相对于激光而言是透明的, 这就是激光的自诱导透明现象. 关于反常趋肤效应人们认识得较早, Weibel^[13] 等 1967 年首先讨论了该种吸收机制, 后来 Tikhonchuk^[14] 等认为该机制发生的条件为 $\omega_p^2 v_e^2 \gg \omega_0^2 c^2$ (ω_p 为等离子体频率, v_e 为电子速度, ω_0 为激光场的频率, c 为光速), 并把这一吸收机制称为反常趋肤效应. 反常趋肤效应的吸收 κ_{ase} 表示为

$$\kappa_{\text{ase}} = \frac{\omega_0}{\omega_p} \left(\sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\omega_p v_e}{\omega_0 c} \right)^{1/3}, \quad (7)$$

其中 $\omega_p = \sqrt{4\pi n_e e^2 / m_e}$ 为等离子体频率, v_e 为电子速度. 与常见的共振吸收以及逆韧致吸收相比, 该机制发生的几率较小, 但在一些特殊的情况下应该考虑该吸收机制.

上述几种吸收机制要在实验上严格区分比较困难, 因为这些机制严重依赖于激光参数, 往往是几种机制同时存在. 就激光能量来说, 除了上述机制对激光能量吸收之外, 不同的靶材对激光能量的吸收也不同. Wharton^[15] 等对不同靶材进行了系统的研究, 发现除了与激光强度有关的 30%—40% 的激光能量转移给电子之外, 其余的吸收与靶的材料、结构有关. 陈黎明^[16] 等认为绝缘靶具有较低的传导性, 靶中的电荷分离势较大, 这导致了绝缘靶具有较低的吸收率、较少的电子产额和较低电子温度. 就电子来说, 上述吸收机制不但可以产生超热电子, 还可以加速电子, 但使电子加速的机制远不止这些, 归纳起来, 电子的加速主要有激光场直接加速和等离子体波加速. 如前面介绍的真空加热、 $J \times B$ 加热和激光有质动力加速等属于激光场直接加速. 等离子体波加速是指在等离子体中电子偏离其平衡位置后形成—电荷分离场, 由于要维持电中性, 电荷分离场始终在振荡并以波的形式传播, 电子就在这种电子等离子体波中得到加速. 共振吸收、长标尺的等离子体中的拉曼不稳定性、激光尾流等机制都属于等离子体波加速.

3 超热电子的定向发射

3.1 激光能量及偏振态对超热电子定向发射的影响

以上我们简单介绍了在超短超强激光与等离子体相互作用过程中超热电子的产生和加速机制, 对于超热电子产生后的发射行为同样是人们近几年研究的焦点. 这对于抑止相互作用过程中的各种不稳定性, 取得高增益的“快点火”是非常重要的. 由于受到自生磁场和静电场的作用, 超热电子在等离子体中的传输和出射方向都受到调制. 实验发现, 超热电子的定向发射与激光能量、光束入射方向、激光偏振态等因素有关. 陈黎明等^[17] 在采用非相对论超短脉冲激光与固体 Al 靶相互作用时发现, 等离子体对激光能量的吸收越强, 超热电子的定向发射越接近靶面的法线方向. 而且超热电子的能量越高, 定向发射的发散角越小(如图 3). 在入射激光束入射到平面靶上时, 激光束在等离子体中的传播发生弯曲并反射, 例如在临界密度面附近发生反射. 此时临界密度面会对激光强烈吸收, 激发电子等离子体波并在密度梯度方向对电子加速, 形成法线方向的电子流, 此时的吸收机制主要是共振吸收. 在产生共振吸收的条件不满足时, 电子在激光场中则受到电场的加速而沿电场方向出射. 随着等离子体对激光能量吸收强弱的变化, 这两

种物理过程相互竞争,最终使超热电子的发射得到准直.此外他们还研究了激光束的偏振态对超热电子的定向发射的影响^[18].在S偏振的情况下,超热电子的发射主要是沿着光束的偏振方向,这是由于脉冲激光电场加速了电子.对于P偏振的激光束,电子的发射几乎是沿着靶的法线方向,这是由于电子发射方向遵循了动量守恒的原因^[19].

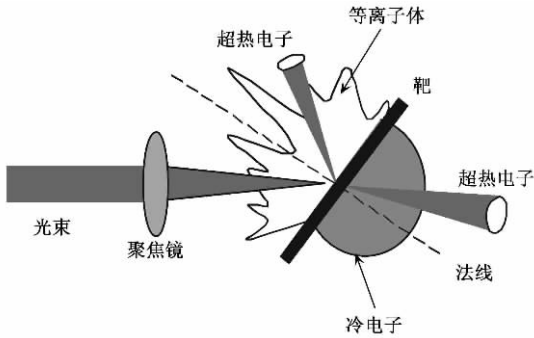


图3 不同能量超热电子定向发射的示意图

3.2 靶背面超热电子的定向发射

与前表面不同的是,从靶背面发射的超热电子要关系到电子在靶材里面的输运过程.超热电子在靶里输运时有两种行为,分别是单电子行为和集体行为.单电子行为是指电子在传输过程中与靶物质相互作用,发生弹性散射,同时韧致辐射出硬X射线以及中子等粒子.电子的集体行为是指电子群在物质中的传播,表现为电子流的传播,但电子流在真空中的传输受Alfvén极限的限制^[20],即电子流在真空中传输时存在一个上限.因为电子束在真空中传输时,会受到自身产生的磁场的约束.由于磁场的作用,电子束会有一定的传输半径,超出这个半径的电子由于洛伦兹力的作用会向反方向运动.所以,对于真空中电子流的传输存在一个上限即Alfvén极限. Alfvén极限仅由超热电子的能量决定, Alfvén极限电流的表达式为: $I_A = 1.7 \times 10^4 \beta \gamma(A)$, 其中 $\beta = v/c$, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$. 能量为1.5—2MeV的超热电子可以产生10—20倍 I_A 的电流,对于这样远大于Alfvén极限的电子流只能在介质中才能传输,因为背景的冷电子能提供一个反向的抵消电流.另一方面由于反向电流的存在会诱发各种不稳定性,例如Weibel不稳定性,使超热电子束破裂成丝.

Tatarakis等^[21]在实验上直接验证了沿激光轴方向从靶背面发射的超热电子在靶内运输时将被靶内自生磁场准直.李玉同^[7]等在铝靶的背面直接观察到了超热电子,并测量了超热电子的角度分布,能

量越高,发射越靠近法线方向,同时发散角越小.除了直接测量超热电子的定向发射在外,也可以通过间接的方法获得超热电子的信息.如Wharton等^[15]使用 $K\alpha$ 线方法测量了超强激光脉冲辐照固体靶产生的向靶内运动的超热电子温度,陈黎明^[27]等通过测量靶背面的X射线的韧致辐射来获得超热电子的分布等.

关于靶背面超热电子定向发射较为直观的实验是Borghesi等^[22]在镀有Al膜的玻璃上进行的实验.在Al膜后面的玻璃中清楚的观察到了能量为兆电子伏特的电子束离化所留下的径迹.腾浩等在做飞秒激光与铝膜相互作用的实验时^[23],直接在铝膜的背面观察到了超热电子透过铝膜后形成的蘑菇状的等离子体(如图4).他们在排除了主激光、硬X射线、冲击波和离子等因素产生等离子体的可能外,通过具体的计算分析,认为观察到的等离子体是前表面产生的超热电子传输到铝膜的背面所产生的. Davies^[24]等数值模拟了激光强度为 10^{19} W/cm^2 时靶背面超热电子的发射过程,并进一步解释了靶背面形成较小等离子体的原因.在超热电子传输过程中,由于超热电子的欧姆加热降低了背景等离子体的电阻率,在轴线方向形成了低电阻率的通道.在通道里面传输的超热电子流很大,甚至可以超过Alfvén极限,这样必然有一部分反向的冷电子回流来抵消这个电流.反向的电子流在通道边缘形成一个磁场,这个磁场有很强的准直作用使传输的电子束聚焦到靶后表面,同时这个磁场迫使反向的电子流沿径向扩散.一个简单的图像是传输和反向的电子流,由于方向相反它们互相排斥,这使得传输的电子束内缩,而反向的电子束发散.这样,在靶后面便形成了电子束的锥角发射,所观察到的为较小尺寸的等离子体.

3.3 影响超热电子定向发射的因素

电子穿过介质时所诱导的自生磁场是影响超热电子定向发射的重要因素.大尺度的自生磁场主要是由于等离子体的温度梯度和密度梯度方向不一致面所产生的,自生磁场还可以通过Dynamo效应、等离子体中各种不稳定、有质动力、Weibel不稳定性、反向法拉第旋转效应、激光成丝等方式产生,并且理论工作已经预言超强激光与等离子体相互作用将产生极高的磁场.李玉同^[25]、Borghesi^[26]等在分析自生磁场产生的原因时认为,在激光与等离子体作用中,激光通过各种耦合机制把能量传给等离子体,并使等离子体中的一部分电子加速.等离子体中的电

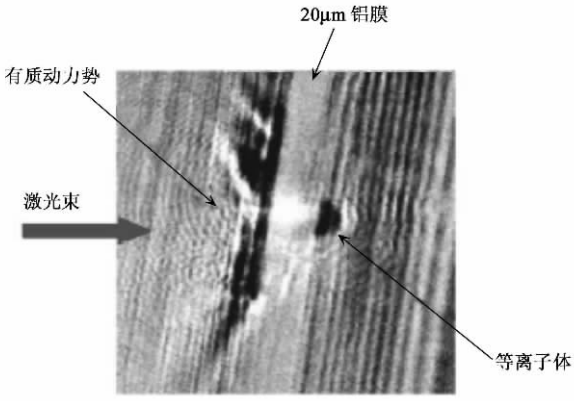


图4 实验上观察到的靶背面超热电子的后向发射 [22]

子得到加速之后会离开相互作用区,由于等离子体中性的要求,电子将会受到等离子体中离子的吸引而产生分离电场,这个分离静电场一方面将电子拉回到相互作用区,另一方面又会对等离子体中的离子产生加速.但由于各种不稳定性,电子不可能沿原路径返回,这样在等离子体中必然有净电荷产生,并进而诱生磁场.自生磁场的存在调制了超热电子的发射方向.

4 结束语

本文对超短超强激光与固体靶相互作用过程中的主要的能量吸收机制进行了较为详细的介绍,指出激光能量的沉积和超热电子的产生不仅与激光的参数相联系,而且还与靶的材料、等离子体状态等因素有关.此外,超热电子的定向发射不仅发生在靶的前表面,同样也发生在靶的背面.但由于受到自生磁场和静电场的调制,超热电子的定向发射受到了准

直.深入了解激光能量的吸收机制和超热电子的定向发射对抑制激光等离子体中的各种不稳定性以及抑制超热电子对靶的预热、实现高效率 X 射线发射、取得高增益的“快点火”激光核聚变反应等都具有重要的意义.

致谢 本工作得到了腾浩博士毕业论文的帮助以及李玉同博士后的指导,在此向他们表示衷心的感谢!

参 考 文 献

[1] Tabak M *et al.* Phys. Plasma, 1994, 1 :1626
 [2] Price D F *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1995, 75 :252
 [3] Wilks S C *et al.* IEEE, 1997, 33 :1594
 [4] Estabrook K *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1978, 40 :42
 [5] Li Y T. Phys. Rev. E, 2001, 64 :046407
 [6] Forslund D W *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1977, 39 :284
 [7] Brunel F. Phys. Rev. Lett. ,1987, 59 :52
 [8] Gibbon P. Phys. Rev. Lett. ,1994, 73 :664
 [9] Dong Q L *et al.* Phys. Rev. E, 2001, 64 :026411
 [10] Gibbon P *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1992, 68 :1535
 [11] Krueer W L *et al.* Phys. Fluids, 1985, 28 :430
 [12] Wilks S C. Phys. Fluids B, 1993, 5 :2603
 [13] Weibel E S. Phys. Fluids, 1967, 10 :741
 [14] Rozmus W *et al.* Phys. Rev. A, 1990, 42 :7401
 [15] Wharton K B *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1998, 81 :822
 [16] Chen L M *et al.* Phys. Rev. E, 2001, 63 :036403
 [17] 陈黎明等. 中国科学(A), 2001, 31 :178 [Chen L M *et al.* Science in China (Series A), 2001, 31 :178(in Chinese)]
 [18] Chen L M *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2001, 87 :225001
 [19] Sheng Z M *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2000, 85 :5340
 [20] Alfvén H. Phys. Rev. ,1939, 55 :425
 [21] Tatarakis M *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1998, 81 :999
 [22] Borghesi M *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1999, 83 :4309
 [23] Teng H *et al.* Phys. Rev. E, 2003, 67 :026408
 [24] Davies J R *et al.* Phys. Rev. E, 1999, 59 :6032
 [25] 李玉同等. 物理 2000, 29 :211 [Li Y T *et al.* Wuli (Physics), 2000, 29 :211(in Chinese)]
 [26] Borguesi M *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1998, 80 :5137



· 物理新闻和动态 ·

自旋电子学器件中的相对论效应

按照美国加州大学自旋电子学和量子计算研究中心教授 Awschalom D D 的观点,自旋电子学器件可以分为三个层次.其一是基于铁磁性金属的器件,其二则要求自旋注入半导体,其三是单电子自旋器件.自旋场效应晶体管(FET)属于上述第二类(目前,它还只是一个设计方案),它要求通过门电极电场控制源-漏极之间电子自旋的进动,而不像在传统的FET中,通过门电场的静电力控制电流通道中载流子的浓度.它们的基本差别在于,前者涉及到相对论效应.

静止的小磁体(如电子自旋)只能因磁场的作用而取向,它们不会受到电场的影响.然而,当一个电子在两块平行电容极板之间高速飞过时,按照狭义相对论,它不会只感受到极板所产生的静电场,而且会感受到一个附加的“有效磁场”(磁场方向既垂直于电场又垂直于速度方向).电子飞行的速度越高,则有效磁场越强.这个有效磁场将使电子自旋绕磁场方向进动.不过,在半导体中,输运电子的速度不是很大(~1000m/s)结果有效磁场的作用非常小.

最近,Awschalom 领导的小组在增强相对论效应方面取得了突破(Kato Y *et al.* Nature 2004 427 :50).他们在GaAs样品膜的一侧引入了Al-Ga-As应力层.借助于样品受迫而产生的应变,有效磁场被提高了几个数量级.在一个中等强度的电场下(100V/cm),Kato等利用时间和空间分辨的法拉第旋转磁光技术,看到了电子自旋的进动——在GaAs膜内,在一个60μm的旅途中,电子进动转过了一周半,即3π.

(戴闻 编译自 Nature 2004 427 :21)