

研究快讯

超短脉冲强激光与固体靶相互作用产生超热电子的 能谱研究*

陈黎明^{1,2)} 张 杰¹⁾ 梁天骄¹⁾ 李玉同^{1,2)} 王 龙¹⁾ 江文勉²⁾

¹⁾中国科学院物理研究所光物理开放研究实验室,北京 100080)

²⁾中国工程物理研究院核物理与化学研究所,绵阳 621000)

(1999年9月2日收到;1999年9月13日收到修改稿)

较详尽地描述了能对激光与靶物质相互作用所产生的超热电子进行直接测量的电子磁谱仪的建造及其相应的参量,并利用这台磁谱仪测量了超短脉冲强激光与靶物质相互作用后出射的超热电子的能谱,在 $5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 的激光强度下,超热电子的最大能量大于 500 keV,能谱结构呈双温 Maxwell 分布,能谱的峰值出现在 50 keV 附近,超热电子的数量在相同的能量范围内远大于 γ 射线的数量.

PACC: 5250J; 5225

1 引 言

在飞秒超强激光与靶相互作用过程中,靶通过各种机制吸收激光能量,加热离子和电子并使电子出射,电子也可通过真空加热等方式直接从激光中获取能量而逃逸,因此出射电子的能谱和出射电子的空间分布等在一定程度上反映了等离子体的状态(例如出射电子的 Maxwell 分布反映的电子温度基本上表征了等离子体的温度).通过相应的实验,能对不同状况下超热电子的产生机制和产生效率作出判断和测量.电子磁谱仪由于可以进行电子能量的绝对测量,加之其能量分辨率不随能量变化,在低能区域仍能保持良好的分辨率,故广泛应用于电子能谱的测量中.电子磁谱仪作为强场物理实验中一个有力的电子直接测量工具,已被多个实验室应用,并取得了一些成果^[1-4].与高能离子测量法及硬 X 射线测量法等间接方法相比有直接、准确等许多优越性.

2 电子磁谱仪的设计方案及相应的参量

2.1 电子磁谱仪的原理及特点

电荷 e 在磁感应强度为 B 的磁场中运动时,其运动方程为

$$\frac{d}{dt}(m\mathbf{v}) = -e\mathbf{v} \times \mathbf{B}.$$

当 $\mathbf{v} \perp \mathbf{B}$ 时, $m\mathbf{v}^2 = e\nu B\rho$, 其中 $B\rho$ 表示磁刚度(T·cm), ρ 表示电子飞行轨道的曲率半径.则电子动能可以用磁刚度来表示,

$$\begin{aligned} E(\text{keV}) &= mc^2 - m_0c^2 \\ &= m_0c^2 \left[\sqrt{\left(\frac{eB\rho}{m_0c}\right)^2 + 1} - 1 \right] \\ &= 511 \left\{ \left[34.4(B\rho)^2 + 1 \right]^{1/2} - 1 \right\}. \end{aligned}$$

根据实验的具体需要,我们的设计采用半圆聚焦结构.半圆聚焦谱仪有以下主要优点:

- 1) 结构简单、造价低廉;
- 2) 采用均匀磁场的永磁铁,容易测得很准,因

*国家自然科学基金(批准号:19854001)和中国工程物理研究院预研基金(批准号:3002)资助的课题.

此保证了对电子能量的绝对测量;

3) 磁谱仪适用于在较好分辨率条件下($\sim 1 \times 10^{-4}$)的电子测量;

4) 最重要的是这种谱仪对不同能量的电子聚焦后焦点位置处于同一平面上,在此处安排记录系统就相当于一台多道电子谱仪。

半圆聚焦谱仪的聚焦原理如图 1 所示(磁场沿 z 方向)。其聚焦原理是在原来在 x 方向有最大入射弥散角为 2ϕ 的一束电子在偏转一定角度后开始聚焦,能量相同的电子在 180° 处有最窄的宽度,此处入射弥散角为 ϕ 和 $-\phi$ 的电子会聚焦到一起。它们与垂直入射的电子在 x 方向的位置差最大。以 Δx 表示以一定角度入射的超热电子经半圆偏转后位置差的最大值: $\Delta x = 2\rho(1 - \cos\phi) \approx \rho\phi^2$, ϕ 为电子束的入射角度。可见磁谱仪在 ϕ 的方向上有一级聚焦,在沿磁场方向没有聚焦,这就使磁谱仪对靶心所张的立体角不能过大。

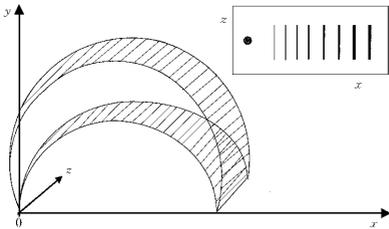


图 1 电子磁谱仪的聚焦原理

电子磁谱仪的主要参量如下:

1) 磁谱仪的能量分辨率为

$$R = \frac{\Delta(B\rho)}{B\rho} = \frac{s + w}{4\rho} + \frac{1}{4}(\phi^2 + \varphi^2),$$

其中 s 为源的宽度, w 为探测器前狭缝的宽度, φ 为电子沿磁场方向的入射角度。实际测量得到的谱线半宽度除取决于仪器的分辨率外,还受到源的厚度的影响。

2) 磁谱仪的色散能力:

$$D = \frac{dx}{\alpha(B\rho)} = \frac{2}{B}$$

表示电子动能的少量变化引起电子在谱仪中成像位置的移动,用磁谱仪测量带电粒子的能谱就是因为磁场对带电粒子具有色散能力。大的色散能力表示谱仪有较好的分辨率并能使用尺寸较大的源。

3) 磁谱仪的传射率:

$$T = F\Omega = F \frac{\phi\rho}{2\pi}$$

表示单位时间放出的电子实际被记录的概率。其中 F 是与磁谱仪结构有关的量 $0 < F < 1$ 。

4) 磁谱仪的立体角:由于电子的入射角度影响能量分辨率,因此磁谱仪的立体角不能过大,对半圆聚焦谱仪而言一般为 msr 量级。

从以上磁谱仪参量的表达式可见,磁谱仪的能量分辨率与电子的动量无关,增大 ρ 可以在不损害传射率的基础上得到较好的分辨率,但这意味着磁谱仪尺寸的增大。

2.2 磁谱仪的设计

因为磁谱仪的偏转范围一旦加工确定,那么磁谱仪在一定的磁感应强度的限制下只能对一定的电子能量段进行测量,可测的最大能量和最小能量之比与偏转范围成正比。由于靶室尺寸和加工能力的限制,设计磁谱仪的偏转区间为 $15 \text{ cm} \times 7 \text{ cm}$ 的长方形区域,采用 0.037 T 的均匀磁场,电子在其中偏转能被记录的最大能量为 500 keV 。

我们的电子磁谱仪两极间的距离 $\geq 15 \text{ mm}$ 。磁钢外由轭铁对磁力线进行屏蔽。加工后的磁铁安装在磁谱仪框架(即轭铁框架)上之后,利用磁通计对谱仪内的磁感应强度分布进行了测量,结果在整个偏转区域内磁感应强度的不均匀性小于 1% 。

实验中采用的固定和转动装置可对磁谱仪进行固定并可使其在主截面上转动,利用转动手柄可以方便地得到所需要的方向角,精度在 2° 以内。利用它可以测量出射的超热电子的角度分布。

2.3 记录系统的配置

早期的半圆聚焦谱仪多采用核乳胶作为记录系统。它价格低廉、能给出连续的 $N(E)$ 曲线,并能对弱的 β 源进行长时间测量,但它不能进行实时测量。如要测量电子的角分布,只能采用多个磁谱仪同时测量的方法,同时核乳胶的分析时间长、计数工作特别繁重。

Malka 等^[1-4]采用多个半导体探测器系统来记录电子的数量。将多个半导体探测器系统布放于聚焦平面上,就可以随时给出不同动能的电子数目(当然电子数目是一个探测器灵敏区长度的积分值)。然后,由 $\ln N(E)-E$ 关系曲线的斜率就可以在探测器的方向上定出出射电子的温度。

在偏置电源的作用下,电子在不同的 Au-Si 面垒探测器上产生的信号经过各自的前放和主放放大

后经合路装置输入同一台多道分析器. 为保证计数的可靠性, 必须控制磁谱仪的入射孔径并在每次使用前定标. 电路图中各器件型号如下:

1) Au-Si 面垒探测器: 采用灵敏面积为 $\phi 8$ mm 的探测器 GM-8-VI-A 型. 面垒型探测器窗薄、线性好、体积小, 可以用来作为磁谱仪中的探测器;

2) 电荷灵敏前置放大器: 与 Au-Si 面垒相适应, 可用 FH1047AB 型电荷灵敏放大器, 电荷灵敏度为 40 mV/MeV, 输出脉冲上升时间 ≤ 30 ns, 最大线性输出范围为 +2V;

3) 线性脉冲放大器: 采用 BH1218 型线性放大器;

4) 偏置电源: 由于最高和最低的被测量能量只差一个量级, 可以使用一个偏置电源对 6 个探测器加偏压, 电源型号为 BH1222;

5) 合路装置: 在 6 路信号向多道输入的过程中, 需要采用 6 个晶体二极管组成一个合路装置. 目的是为了避免线性放大后的信号不被其他信号道分流以避免延迟反射后所造成的误计数.

半导体记录系统能对出射的超热电子的角度分布进行测量, 并实时地给出超热电子的能谱. 但由于只有几只半导体探测器, 使磁谱仪的能量分辨率降低. 同时由于其探测的能量区域有限, 不能充分地利用磁铁所提供的均匀磁场. 鉴于此, 为避免半导体系统的缺点, 我们在现阶段的实验中采用对日光不灵敏且相对容易分析的 LiF 热释光探测器对超热电子进行记录, 这样就可以先测量磁场所提供的整个能区中的出射超热电子的能谱而不仅仅是能谱的高能尾部. LiF 在室温下几乎不衰退, 并且平均原子序数低, 所以 LiF 中沉积的能量在很宽的能量范围内与辐照量密切相关. 同时, Fowler 等^[5]所给出的 LiF 的能量响应曲线在 0.01—0.1 MeV 能量范围内相差 30%, 在 0.1—1.0 MeV 能量范围内相差仅 5%. 因此可以在较小的误差范围内对记录结果进行修正, 得到出射的超热电子的准确的能谱.

2.4 探测器前窗的屏蔽膜、入射孔径及屏蔽

由于在磁谱仪的入射孔处进入的散射激光会对探测器产生影响, 可采用 Al 膜对它进行阻挡, 实验中采用 2 μ m 的 Al 膜, Al 膜不宜挡在入射口处, 以免被照射后产生散射电子. 最好挡在探测器的前窗. 立体角可定为 2×10^{-3} sr. 实验中采用 5 mm 厚的铅皮对探测器仓进行屏蔽, 以保证对本装置所能产生

的能量区域的 γ 射线有足够的衰减倍数.

2.5 磁谱仪的零检测

为保证磁谱仪的记录确实为入射电子所为, 必须进行磁谱仪的零检测. 零检测方法可参考如下:

1) 用 2 mm 的玻璃阻挡所有的电子、超紫外线和软 X 射线;

2) 在入射孔前方加一个使电子偏转的磁场, 使电子不能进入磁谱仪;

3) 将磁谱仪的偏转磁铁反向.

采用上述方法中的两种, 如果探测器没有计数, 说明磁谱仪通过了零检测.

3 出射的超热电子的能谱测量

实验采用的激光装置为中国科学院物理研究所光物理开放研究实验室的钛宝石激光器. 此激光器输出激光的中心波长为 796 nm, 单发能量为 5 mJ, 脉冲宽度为 150 fs, 频率为 10 Hz, 聚焦后的激光强度可达 5×10^{15} W/cm².

打靶激光通过镀有 796 nm 增透膜的窗玻璃由聚焦透镜聚焦到平面靶上, 激光以 45°角入射. 采用固体平面靶, 由步进电机控制靶的三维移动, 使入射的每一发激光都能打到新鲜的靶面上. 激光的聚焦情况可以由针孔相机加上电荷耦合仪器 (CCD) 在监视器上观察, 也可以由靶电流的大小和 γ 谱仪所记录到的 γ 射线的强度来进行判断.

实验中主要采用 Al 靶, 靶面的不平整度小于 1 μ m, 利用能量卡计来测量对激光能量的吸收, 利用 γ 谱仪来测量受激光驱动下的电子与靶物质韧致辐射后所出射的 γ 射线 (利用 γ 射线能谱也可以推断靶面上的超热电子的温度). 电子磁谱仪在靶面的法线方向记录, 用来测量在此方向出射的超热电子的能谱. 磁谱仪的电子入射立体角为 10^{-3} sr, 探测器部分的外侧用 5 mm 厚的铅屏蔽 (在其前方还挡有一层聚乙烯材料), 热释光 LiF 探测器在 10—500 keV 能量区域对偏转后的电子进行记录. 实验中所采用的 LiF 厚度为 20 μ m. 有关 LiF 的剂量参量采用文献 [5] 中的数据. 质量碰撞阻止本领按照 Bethe, Rohrlich 和 Carlson 的理论推导可用下式计算:

$$\left(\frac{S}{\rho}\right)_{\text{col}} = \frac{2\pi r_e^2 m_e c^2 N_A Z}{\beta^2 M_A} \cdot \left\{ \ln \left[\frac{\gamma^2 (\gamma + 2)}{\chi I / m_e c^2} \right] + F(\gamma) - \delta \right\},$$

其中 $F(\gamma) = 1 - \beta^2 + [\gamma^2/8 - (2\gamma + 1)\ln 2]/(\gamma + 1)^2$, $\beta = v_e/c$, $\gamma = E_e/m_e c^2$, δ 为密度效应修正, $N_A = 6.02252 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$, $r_e = 2.818 \times 10^{-15} \text{ m}$ 为电子的半径, I 为平均激发能, M_A 为物质的摩尔质量.

图 2 为记录到的出射超热电子的能谱, 其中图 2(a) 为不同能量对应的辐照度, 图 2(b) 为超热电子的能谱. 打靶发次为 12,000 发. 500 keV 处的辐照度为 $12 \mu\text{Gy}$, 而 LiF 探测器的本底为 $1.2 \mu\text{Gy}$ 左右. 为检验 LiF 上的记录确为电子所造成的, 我们进行了相应的试验, 在对应偏转后电子的能量为 20 keV 的 LiF 上覆盖 $70 \mu\text{m}$ 厚的 Al 膜, 结果发现 LiF 的辐照度降低为几个 μGy (未覆盖 Al 膜时为 mGy 量级), 这表明在磁谱仪中的 LiF 的辐照度主要由电子产生. 同时, 为检验 γ 射线对磁谱仪中的 LiF 的辐照度的影响, 我们在一次实验中未加铅屏蔽, 结果发现所有 LiF 的辐照度增加了十几个 μGy , 这表明在正式的实验中对 γ 射线进行了很好的屏蔽.

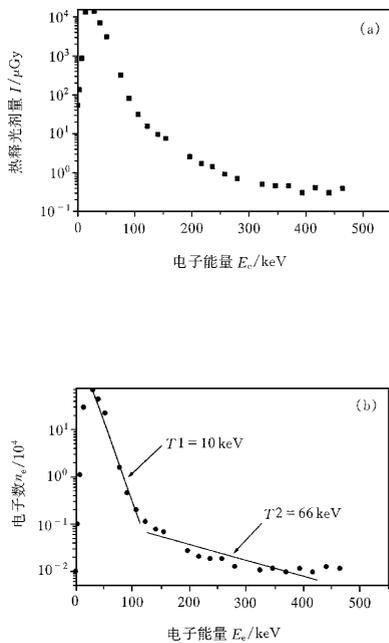


图 2 出射的超热电子的能谱

由超热电子的能谱可以看到, 由于 500 keV 处的辐照度远大于 LiF 本底的剂量, 表明出射的超热电子的最大能量超过 500 keV; 经能量响应修正后, 能谱的峰值出现在 50 keV 附近, 这表明激光与靶物质相互作用时产生的呈准 Maxwell 分布的超热电子, 会受到强的静电分离场的作用, 其中超热电子的

低能部分会受到分离场的作用而回到靶面, 这就使能谱的峰位并不在最低能处. 电荷分离场的大小可以通过以下电容器模型的方法进行估算: 设电荷分离后形成一个空间电容器, 探测到焦斑直径约为 $20 \mu\text{m}$, 而激光作用后电子与靶面的距离约为 $0.16 \mu\text{m}$ (即 0.2λ), 则形成的真空电容器其电容为 7×10^{-15} 法拉, 我们利用示波器记录到的靶电流波形经推算得到靶面上每发超热电子损失为 6.5×10^9 个, 则电容器的电位就是 60 kV, 这也就是电荷分离场的值, 它与电子谱仪的观测结果一致.

与 γ 谱仪的结果相似, 磁谱仪记录到的能谱依然可以用两个温度来拟合, 能谱的低能端用 Maxwell 分布拟和得到这群电子的温度为 10 keV 左右; 高能端用 Maxwell 分布拟和得到这群电子的温度为 60—70 keV. 与 γ 谱仪的结果相比较, 高能电子群的温度有所降低 (γ 谱仪记录到的为 80 keV^[6]), 造成这种差别的原因可能有两个方面: 其一, γ 谱仪记录到的 γ 射线是由向靶内移动的超热电子通过韧致辐射产生的, 它受到静电分离场的作用较小; 其二, 由于 LiF 的尺寸都是一致的, 且与入射孔的大小相近, 而半圆谱仪沿磁场方向没有聚焦能力, 因此入射的电子在高端的空间弥散大于低能端, 造成各处传射率的不一致, 使高端的剂量偏低.

将整个能谱积分, 得到大于 10 keV 的超热电子的总计数大于 200/发. 而在相同的角度、相同的立体角利用 NaI γ 谱仪记录到的能量大于 10 keV 的 γ 射线的总计数仅为约 0.3/发, 可见出射的超热电子的总数比 γ 射线的总数高约 3 个量级. 其原因主要是该能区的超热电子在物质中的电离能损远大于辐射能损.

4 结 论

本文较详尽地描述了能对激光与靶物质相互作用后产生的超热电子进行直接测量的电子磁谱仪的建造及相应的参量, 并利用这台磁谱仪测量了超短脉冲强激光与靶物质相互作用后出射的超热电子的能谱. 实验表明其运行是可靠的. 在 $5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 的激光强度下, 利用电子磁谱仪得到靶面出射超热电子的最大能量大于 500 keV, 能谱结构呈双温 Maxwell 分布, 能谱的峰值出现在 50 keV 附近, 并且超热电子的数量在相同的能量范围内远大于 γ 射

线的数量. 改变磁谱仪中磁钢的磁感应强度, 能对更高能的超热电子进行能谱测量.

感谢中国科学院物理研究所光物理开放研究实验室飞秒激光装置运行组的同志们.

[1] S. Bastiani, A. Rousse *et al.*, *Phys. Rev.*, **E56**(1997), 7179.

[2] G. Malka, J. L. Miquel, *Phys. Rev. Lett.*, **77**(1996), 75.

[3] G. Malka, E. Lefebvre, J. L. Miquel, *Phys. Rev. Lett.*, **78**(1997), 3314.

[4] G. Malka, J. Fuchs *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **79**(1997), 2053.

[5] J. F. Fowler, F. H. Attix, *Solid State Integrating Dosimeter in Radiation Dosimeter*, Vol. **11**(2nd ed.), Academic Press, New York, 1966.

[6] P. Zhang *et al.*, *Phys. Rev.*, **E57**(1998), 1.

THE STUDY OF HOT ELECTRON SPECTRUM PRODUCED BY ULTRASHORT INTENSE LASER INTERACT WITH SOLID TARGET*

CHEN LI-MING^{1,2)} ZHANG JIE¹⁾ LIANG TIAN-JIAO¹⁾ LI YU-TONG^{1,2)} WANG LONG¹⁾ JIANG WEN-MIAN²⁾

¹⁾ *Laboratory of Optical Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080*

²⁾ *Institute of Nuclear Physics and Chemistry, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621000*

(Received 2 September 1999 ; revised manuscript received 13 September 1999)

ABSTRACT

The building and parameters of electron magnetic spectrometer which can be used to measure the hot electron produced by laser interact with target material directly was described in detail. The energy spectrum of hot electron produced by ultrashort intense laser interact with solid target was measured with this electron spectrometer. In the laser intensity of $5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$, the maximum energy of hot electron is over 500 keV. The spectrum presents two-temperature Maxwell distribution with peak in 50 keV. The number of hot electrons is much more than the γ -rays.

PACC : 5250J ; 5225

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 19854001), and the Science Foundation of China Academy of Engineering Physics (Grant No. 3002).