

文章编号: 1007-4627(2016)04-0442-07

用于裂变碎片质量测量的 MCP 和 Au-Si SBD 飞行时间探测系统

孟庆华^{1,2}, 王涛峰³, 朱丽萍¹, 王黎明¹, 韩洪银¹

(1. 中国原子能科学研究院核物理所, 北京 102413;

2. 兰州大学物理科学与技术学院, 兰州 730000;

3. 北京航空航天大学物理科学与核能技术学院, 北京 100191)

摘要: 为了能很好地鉴别碎片质量, 建立一个好的飞行时间测量方法是十分必要的。阐述了建立用于裂变碎片质量测量的微通道板 (MCP) 和金硅面垒探测器 (SBD) 飞行时间探测系统。对于 $80 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ 厚的碳膜, ^{241}Am 的 α 粒子的探测效率约为 39%, $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ 裂变碎片的探测效率约为 98%。在动能为 78 MeV 条件下, 对 $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ 重裂变碎片 (138 ~ 148 u) 得到的时间分辨为 (224.1 ± 6.1) ps; 在动能为 102 MeV 条件下, 对 $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ 轻裂变碎片 (101 ~ 111 u), 得到的时间分辨为 (154.5 ± 5.8) ps。

关键词: 微通道板; 飞行时间法; 质量测量; 自发裂变

中图分类号: O571.1; O571.43⁺⁵ **文献标志码:** A **DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.33.04.442

1 引言

核裂变是一个伴随着中子、 γ 光子发射的释放巨大能量的过程, 也是一个丰中子裂变碎片产生的过程。从基础理论研究的角度来说, 裂变反应是一个受核动力学效应控制的过程, 当复合裂变核从它的鞍点向断点运动时, 核物质的重新安排和大块移动必将发生, 在能量守恒、角动量守恒和 K 量子数近似守恒条件下的核子激发是以消耗裂变核集体动能为代价的核过程。可以预期, 裂变碎片的质量分布、电荷分布和碎片的动能分布以及它们间的关联都直接与核动力学性质有关。因此, 通过实验测量对核裂变反应的质量分布、电荷分布、裂变过程中的中子与 γ 光子发射以及这些物理量间的关联进行研究, 将有助于人们了解核裂变反应过程中的集体运动与粒子激发之间的耦合性质。

为了建立一个可对 $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ 和 $^{235}\text{U}(n^{\text{th}}, \text{f})$ 等裂变反应的碎片质量、碎片电荷和瞬发中子能量进行关联测量的大型综合探测器系统, 本工作预先对碎片质量的测量技术进行研究, 目标在于建立一个用于测量裂变碎片质量的飞行时间 (Time-Of-Flight, TOF) 探测系统, 并研究其特性。测量裂变碎片质量分布的方法可分为放射化学法和物理测量法^[1]。为了对碎片的性质进行综合研究, 常用的物理测量技术有: 双动能法、双速度测量法

和动量能量法 (即能量与速度的关联测量法)。在核物理实验中, 通过能量与速度的关联测量来鉴别重离子的质量和能量已成为一种被广泛应用的技术。粒子飞行时间定义为粒子通过路程 L 所需要的时间, 起始时间探测器和终止时间探测器给出的时间差是粒子飞行时间的直接量度。在 TOF 测量系统中, 常常用金硅面垒探测器 (SBD) 测量带电粒子的能量, 并用它提供飞行时间的终止信号。目前使用微通道板 (MCP) 的次级电子发射探测器是在重离子定时技术方面指标最高的一类。这种装置的主要优点是定时性能比较好, 缺点是面积比较小, 因为膜非常薄, 面积大了不牢固, 如果用一个栅网支撑箔, 会产生散射。

本文第二部分是实验原理包括 TOF 方法、定时探测器、裂变源的制作和实验过程的详细描述。第三部分是微通道板的探测效率和整个探测系统的时间分辨实验结果。第四部分是分析和讨论。最后给出结论。

2 实验原理

2.1 飞行时间法

一个能量为 E 的粒子以速度 $V = L/t$ 通过距离 L , 在 L 的两端分别安装起始时间探测器和终止时间探测器, 粒子在此路程 L 上的飞行时间为 t , 粒子的质量 M

收稿日期: 2015-10-28; 修改日期: 2016-04-13

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (11305007, 11235002)

作者简介: 孟庆华 (1980-), 女, 山东人, 硕士, 从事核物理研究;

通信作者: 王涛峰, E-mail: tfwang@buaa.edu.cn.

由式(1)给出:

$$M = 2E \frac{t^2}{L^2} \quad (1)$$

按质量鉴别粒子, 在实验上就是同时测量粒子能量和飞行时间的问题。粒子质量的分辨本领, 由测量粒子能量、飞行时间和飞行距离的精度来确定。

$$\left(\frac{\Delta M}{M}\right)^2 = \left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 + \left(\frac{2\Delta t}{t}\right)^2 + \left(\frac{2\Delta L}{L}\right)^2, \quad (2)$$

上式中 $\Delta E/E$, $\Delta t/t$, $\Delta L/L$ 分别为能量、时间和长度的相对标准误差。飞行距离, 一般为几十厘米, 当所张的立体角又比较小时, $\Delta L/L$ 比起能量和时间的不确定性要小很多, 通常可以忽略。当能量的不确定性相对时间的不确定性可以忽略时, $\Delta t/t$ 通常就是质量测量误差的主要来源, 因此, 提高时间分辨就可提高质量分辨, 式(2)简化为

$$\frac{\Delta M}{M} = 2.8 \times \sqrt{\frac{E}{M}} \times \frac{\Delta t}{L}, \quad (3)$$

上式中 M 为粒子的质量, 单位为原子质量单位 u , E 为粒子的能量, 单位为 MeV , L 的单位为 cm , t 的单位为 ns 。实验上的飞行距离要根据飞行时间测量装置所能达到的时间分辨和实验对粒子质量分辨的要求来确定, 当要求飞行距离短时, 必须提高飞行时间的测量精度。粒子的能量越高, 对飞行时间测量的精度要求也越高。增加飞行距离固然可以提高对粒子的鉴别能力, 但也受到以下因素的限制: (1) 探测器的计数率与距离平方成反比; (2) 太长的飞行距离给靶室的设计和加工带来困难。本工作旨在通过提高时间分辨来提高质量分辨, 实验中选择飞行距离为 45 cm 左右。

由于噪声叠加在脉冲上, 造成脉冲前沿的晃动。当电路的甄别阈固定时, 脉冲触发的时间将会在一个范围内晃动, 从而造成定时的误差。晃动的大小与噪声的幅度、甄别阈附近脉冲上升的速率有关。若系统的噪声是恒定的, 大幅度脉冲有较大的上升速率, 那么相应的晃动较小; 而小幅度脉冲有较小的上升速率, 相应的晃动较大。脉冲幅度的大小又与入射粒子的能量有关。因而噪声引起的时间离散与入射粒子的能量有关。脉冲波形的涨落决定于探测器脉冲形成过程中的涨落因素, 它表现在脉冲起始部分的上升斜率和上升时间的涨落, 由此也可造成触发时间的晃动。当获取电路的触发阈固定时, 对于不同幅度的脉冲, 即使上升时间相同, 其触发时间也会因幅度不同而发生移。因此, 要提高系统的时间分辨本领, 首先必须使上述因素有最小的影响; 其次, 还要考虑时间信号从探测器引出的方法, 以及定时

信号的拾取方式。从探测器引出时间信号和能量信号是根据不同要求选取的, 前者要求快速上升的前沿, 后者要求好的能量线性。

2.2 TOF探测器

选取MCP作为TOF时间标志信号的探测器, 是因为它具有上升时间快、噪声小的特点。一个MCP由 $10^4 \sim 10^7$ 个相互平行的圆柱孔的小电子倍增器组成, 典型的通道直径为 $10 \sim 100\ \mu\text{m}$, 通道长度和直径之比(α)为 $40 \sim 100$ 。通道的基体材料通常为铅玻璃, 每个通道可以看成是一个光电倍增管, 只不过打拿极是连续分布的。各个通道通过板上表面和下表面的金属覆盖层彼此并联起来, 上下表面分别作为输入和输出电极, 一般电极之间的总电阻为 $10^9\ \Omega$, 实际起了分压电阻的作用。MCP的电子倍增原理是在MCP的每个通道内壁涂有能发射次级电子的半导体涂层, 其材料的二次电子发射系数 $\delta \geq 3$ 。当加上电压后, 每个通道内均产生均匀的轴向静电场, 当带电粒子和管壁碰撞时发出次级电子, 这些次级电子在通道内被加速, 获得能量, 碰到管壁又产生出更多的电子, 这样一个入射离子产生雪崩倍加的过程就在板的另一端产生更多的电子。为了降低MCP的噪声和增大MCP的增益, 采用人字型结构(Chevron)的MCP, 通道的轴向与板面法向有一小的角度, 通常为 8° 左右, 将这样的两片MCP平行放置在一起, 中间留有一个小缝隙, 使上下两片通道轴线形成最大夹角。

这个时间探测器由一个碳膜架、一个电子加速栅、一组电子偏转栅和一个带 $50\ \Omega$ 阳极的MCP组成(如图1所示)。碳膜的厚度可根据其尺寸大小(直径 16 mm)、考虑其机械强度来选取, 调试选为 $80\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$ 。所有的栅网都是由镀金钨丝(丝直径 0.10 mm)均匀拉伸

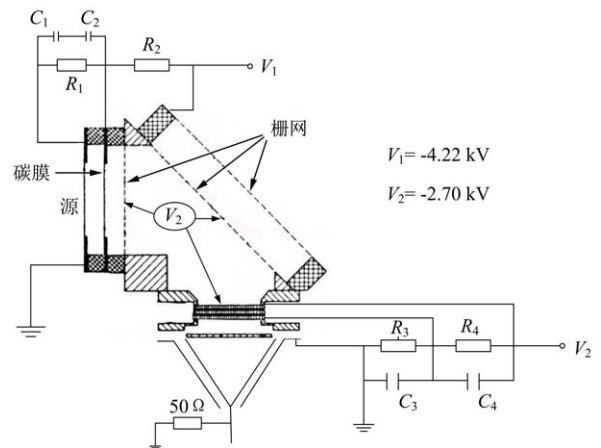


图 1 MCP 高压供给系统

在铜印刷电路板上制成(印刷电路板厚 1.5 mm), 丝间距离为 1 mm, 这样每一个栅网的穿透系数均为 0.90。为防止栅网变形, 丝间距离不均匀, 分别给两块偏转栅加工了尺寸完全相同的不锈钢衬板(板厚 1.5 mm, 尺寸 68 mm×70 mm), 用 AB 胶将铜印刷电路板与不锈钢衬板牢牢粘合, 并使它们导通。加速电场是由碳膜和相隔 6.5 mm 的加速栅网(直径 24 mm)给出的, 与束流方向成 45°角的偏转栅是由两个间隔 6 mm 的栅网组成。碳膜和加速栅之间、两个偏转栅网之间, 由具有良好绝缘性能的聚四氟乙烯环隔开, 其间距可根据需要进行调节。

裂变碎片穿过碳膜时会产生次级电子, 发出的次级电子大部分具有 eV 量级的能量, 并具有大的角度分散, 因此必须将其加速, 减小角度分散和能量离散效应, 使得次级电子在进入自由飞行区域时具有近似相同的速度, 从而减小时间离散^[2]。这些电子通过无电场区, 撞击到 MCP 上使电子倍增, 倍增后的电子被阳极收集, 产生一个快的时间信号。为避免低真空下自由电子产生杂乱信号, 也为了尽量减少正离子反馈, 从而提高倍增系数, MCP 必须在高真空中使用。虽然系统中使用了涡轮分子泵, 但由于真空室中装置较为复杂, 受材料清洁度、气候干燥程度的影响, 一般工作时真空度可达到 1.3×10^{-3} Pa。

SBD 的特点是输出脉冲上升时间快, 可达 ns 数量级; 对于能量为 90 MeV 质量为 100 u 的裂变碎片能量分辨可达 1.5%; 体积小, 可以做成小型探测器, 可用于测量带电粒子的能谱。本工作使用 SBD 作为时间和能量探测器。半导体探测器的时间特性与它的脉冲形状有密切关系, 当入射粒子在探测器耗尽层内产生电子空穴对后, 电子和空穴在电场作用下漂移, 最后被收集下来, 收集时间、脉冲形状与电子空穴对的初始空间位置、入射粒子射程、电场强度分布以及工作温度下载流子的迁移率等因素有关。另外对于比电离大的重粒子, 打在半导体上后会产生浓密的等离子体区, 因为所加的电场可能到不了等离子体内部, 把它们立即分开是困难的, 在所有的空穴和电子分开之前要经过大约几个毫秒的时间, 这些都会引起时间离散, 增大半导体的偏压可以减少这些离散^[3]。载流子的收集时间决定了脉冲的上升时间, 其涨落会直接影响定时测量的精确度, 一般来说, 脉冲的上升时间越快, 它给出上升时间信息的精确度越高。

起始时间信号与碎片的能量信号由与 SBD 相连接的前置放大器(ORTEC 142B)分别输出。由于 MCP 的脉冲计数率高于飞行管道末端 SBD 的计数率, 故

将 MCP 的输出信号经延迟后作为时幅转换器的停止输入信号, 而粒子在 SBD 上产生的时间信号作为时幅转换器的起始输入信号, 从而减少了时幅转换器的死时间。

2.3 ^{252}Cf 转移源的制作

在裂变物理实验中, 使用十分均匀并且很薄的 ^{252}Cf 裂变源是至关重要的。获得这种源的最好方法就是利用 ^{252}Cf 原子本身具有的“自转移”特性来制备^[4]。 ^{252}Cf 原子之所以具有“自转移”特性, 可能是由于自发裂变碎片将其动能转移给源上其他 ^{252}Cf 原子, 因而使成团的 ^{252}Cf 原子喷溅出来, 喷出的原子团中含有几百个到上万个 ^{252}Cf 原子。考虑到喷金的 VYNS 薄膜很薄, 耐辐照性较差, 在大量裂变碎片轰击后容易破损。本实验使用 $\Phi 28$ mm、厚 0.5 mm 的不锈钢片作为自转移源的底衬。转移室的真空度保持在 $\sim 10^{-2}$ mmHg。 ^{252}Cf 初始源和收集箔相距约 5 mm。得到 ^{252}Cf 自转移源的裂变率约为 2 807 个裂变/秒。

2.4 性能调整试验过程

SBD 的上升时间与所加偏压的关系很大。随着 SBD 偏压的增大, 上升时间变好, 这是因为当加在 SBD 上的偏压由零逐渐升高时, 半导体的结电容变小, 电子对的复合几率逐渐变小, 这既使信号幅度升高, 也使信号的上升时间逐渐减小。但当偏压过高时, 反向电流明显增大, 既造成噪声增大, 也造成雪崩效应破坏半导体的能量特性, 定时效果也会变差。在实验调试中选取的 SBD 的偏压为 150 V, 输出信号经前放和时间放大后, 时间信号的上升时间约 12 ns。MCP 的输出信号上升时间很快, 它工作状态的好坏直接影响时间分辨, 对它的调试主要是调节工作电压 V_1 和 V_2 , 碳膜厚度为 $80 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ 。在图 1 的高压供给系统下, 当 $V_1 = -4.08$ kV, $V_2 = -2.60$ kV 时, 幅度大约为 -150 mV, 信号的上升时间约为 1.2 ns, 宽度约为 3.2 ns。当 $V_1 = -4.33$ kV, $V_2 = -2.75$ kV 时, 幅度为 200 mV, 信号的上升时间约为 0.8 ns。MCP 阳极输出信号的幅度与所加的工作电压有关。对 5.486 MeV 的 α 粒子, 由于打到碳膜上产生的次级电子只有几个, 所以 MCP 输出信号幅度一般小于 1 V。 V_2 保持不变, 即 V_{MCP} 一定时, 随着加速电压的增大, MCP 的阳极输出信号有增多变大的趋势, 信号的上升时间有所减小。当加速电压约为 300 V 时, 幅度明显增大。当加速电压为 600 V, 继续增加时, 信号幅度无明显变化。 ^{252}Cf 源的裂变碎片产生的信号幅度随 MCP 电压的增大很快增大, 当电压 V_2 加到 -2.70 kV 伏时, 幅度可达 3 V, 远

大于 α 粒子产生的信号幅度。当加速电压大于300 V以后, MCP阳极输出信号幅度基本上保持不变。这是由于当入射到MCP的电子能量达到350 eV时, MCP管壁材料的二次电子发射系数 δ 有一极大值^[5]。

3 实验结果

3.1 MCP探测器的探测效率

由于SBD对 α 粒子和裂变碎片的探测效率为100%, 故而MCP的探测效率可由式(4)给出:

$$\eta = \frac{N_{\text{TOF}}}{N_{\text{SBD}}}, \quad (4)$$

其中, N_{SBD} 为减去本底后的SBD能量谱计数率, 而 N_{TOF} 为与 N_{SBD} 相关联的飞行时间谱计数率。MCP探测器的探测效率取决于下列因素: (1) 入射粒子在碳膜中的阻止本领, 这对应于碳膜中发射的次级电子数目, (2) MCP的探测效率及增益, 这是由MCP上所加电压及入射次级电子的能量所决定的, (3) 甄别器的甄别水平。

对MCP输出信号的定时是通过恒比定时甄别器ORTEC935来完成的。对每一个入射粒子, 碳膜发出的电子数不一样, 而且MCP输出的脉冲幅度也不单一, 有一定的涨落, 所以提高恒比定时器的阈值 V_T , 对效率将产生影响, 随ORTEC935阈值的增大, 效率减小。表1和图2是探测效率随阈值 V_T 变化的结果。

表1 探测效率随ORTEC935阈值的变化

(a) ^{241}Am 的 α 粒子 ($V_1 = -4.02$ kV, $V_2 = -2.75$ kV)	
ORTEC935阈值/mV	探测效率/%
40	38.3 ± 0.3
60	7.16 ± 0.90
80	0.45 ± 0.20
(b) ^{252}Cf 自发裂变碎片 ($V_1 = -4.22$ kV, $V_2 = -2.70$ kV)	
ORTEC935阈值/mV	探测效率/%
40	97.8 ± 0.7
60	97.3 ± 0.4
80	93.5 ± 0.4
100	59.6 ± 0.2
120	22.0 ± 0.1
160	3.48 ± 0.37

从300 MHz的示波器上看, 对 ^{241}Am α 入射粒子, MCP的输出信号脉冲幅度在几百mV左右, 当阈值 V_T 为80 mV时, 效率已经减少到0.45%。由于MCP的暗噪声的影响, 将MCP路ORTEC935的阈值置为40 mV是较为合理的。

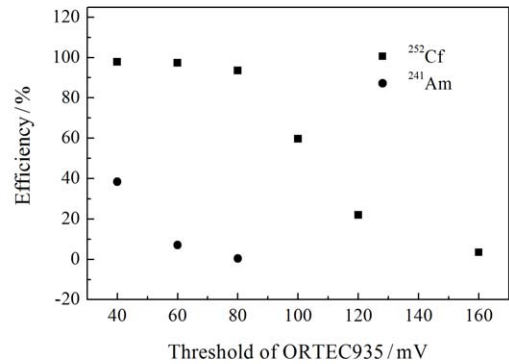


图2 探测效率随ORTEC935阈值的变化

选取不同厚度的碳膜, 在其他条件不变的情况下, 对其效率的测量结果如表2和图3所示。

表2 探测效率随碳膜厚度的变化

(a) ^{241}Am 的 α 粒子 ($V_1 = -4.02$ kV, $V_2 = -2.75$ kV)	
碳膜厚度/ $(\mu\text{g}/\text{cm}^2)$	探测效率/%
40	24.1 ± 0.2
60	26.5 ± 0.3
80	38.3 ± 0.3
(b) ^{252}Cf 自发裂变碎片 ($V_1 = -4.22$ kV, $V_2 = -2.70$ kV)	
碳膜厚度/ $(\mu\text{g}/\text{cm}^2)$	探测效率/%
40	95.7 ± 0.1
60	96.2 ± 0.1
80	97.8 ± 0.3

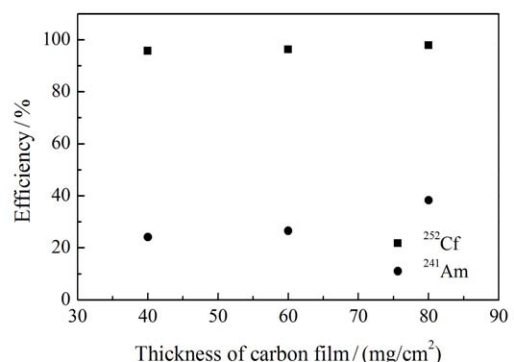


图3 探测效率随碳膜厚度的变化

探测效率随碳膜厚度的增加而有所增大。这个测量结果与Sternglass^[6]所提出的次电子发射的皮层效应相一致, 所谓皮层效应是指碳膜次级电子的发射是由膜的表面很薄一层发出的, 当膜的厚度增大到一定程度时, 次级电子数并不增加多少。

3.2 时间分辨

非常快的 MCP 输出信号需要非常短的恒形成形延迟, 因此 ORTEC935 为其内延迟设计了可选择的补偿时间, 由跳线 W_1 的位置决定其大小。外延迟电缆的长度决定外延迟的时间, 所以总的延迟时间 t_d 也就由 W_1 的位置决定。

$$t_d = t_{\text{external}} - 1.0 \text{ ns}, \text{ 无 } W_1 \quad (5)$$

$$t_d = t_{\text{external}} + 0.7 \text{ ns}, \text{ 有 } W_1 \quad (6)$$

改变外延迟也就改变了 t_d 的大小, 即改变了信号的过零时间, 而过零时间调整的好坏直接影响着定时性能的好坏。实验中, ORTEC935 工作在无 W_1 状态。调试时, 外延迟线的长度分别为 28, 30, 32 cm, 对应的外延迟时间分别为 1.4, 1.5, 1.6 ns。从测量结果可以看出: 外延迟线选用 30 和 32 cm 的时间分辨比 28 cm 的要好 ($V_1 = -4.22 \text{ kV}$, $V_2 = -2.70 \text{ kV}$), 实验中选用 30 cm 的外延迟线。

恒比甄别器的阈值, 设定了能产生定时输出的最小脉冲幅度。改变阈值, 对时间分辨有一定的影响。一般来说, 随着阈值的减小, 时间分辨变差。这是因为阈值降低, 噪声增多, 时间信号离散增大。但是阈值过高, 就不能触发信号。因此应该使甄别器的下阈稍大于噪声幅度以避免噪声的乱触发。通过调试确定了最终的实验条件: 飞行距离为 45 cm; $V_1 = -4.22 \text{ kV}$; $V_2 = -2.70 \text{ kV}$; ORTEC935 阈值为 40 mV, 外延迟为 1.5 ns; 半导体的偏压为 200 V, 583 下阈为 1.3 V。

在重碎片产物核能量 $E_k = 78 \text{ MeV}$ 条件下, 对不同重碎片产物核质量 A_H 测量到的飞行时间谱做了分析, 如图 4 所示为重碎片核 $A_H = 144 \text{ u}$ 的飞行时间谱。对 $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ 重裂变碎片 (138 ~ 148 u), $E_k = 78 \text{ MeV}$ 条件下, 得到的时间分辨平均值为 $\overline{FWHM} = (224.1 \pm 6.1) \text{ ps}$; 对 $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ 轻裂变碎片 (101 ~ 111 u), $E_k = 102 \text{ MeV}$ 条件下, 得到的时间分辨平均值为 $\overline{FWHM} = (154.5 \pm 5.8) \text{ ps}$ 。轻碎片核 $A_L = 107 \text{ u}$ 的飞行时间谱如图 5 所示。系统对轻碎片的时间分辨比对重碎片的时间分辨要好。在飞行距离为 45 cm 和 $E_k = 78 \text{ MeV}$ 的条件下, 若想将重碎片质量数 $A_H = 138 \text{ u}$ 与 $A_H = 139 \text{ u}$ 的产物核区分开, 需要的分辨本领小于 155 ps; 若想将 $A_H = 138 \text{ u}$ 与 $A_H = 140 \text{ u}$ 分开, 则仅需要好于 309 ps 的分辨本领。由实验结果可以看出, 每隔两个质量单位的重碎片基本上可以分开。对轻碎片而言, 若想将 $E_k = 102 \text{ MeV}$ 的轻碎片质量数 $A_L = 109 \text{ u}$ 与 $A_L = 110 \text{ u}$ 的产物核区分开, 需要好于 152 ps 的分辨本领。从实验结果也可看出, 每隔两

个质量单位的轻碎片也可以分开。

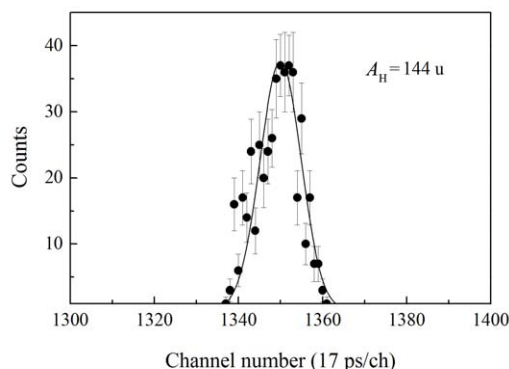


图 4 在动能 $E_k = 78 \text{ MeV}$ 条件下, 重碎片 $A_H = 144 \text{ u}$ 的飞行时间谱

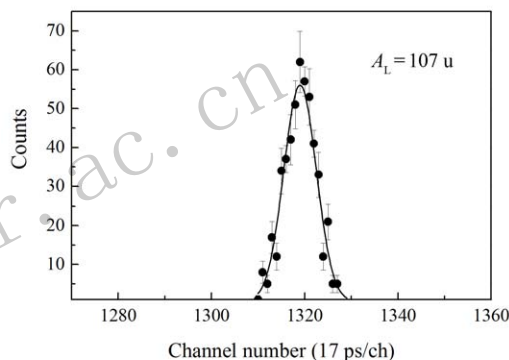


图 5 在动能 $E_k = 102 \text{ MeV}$ 条件下, 轻碎片 $A_L = 107 \text{ u}$ 的飞行时间谱

图 6 给出了碎片在不同动能 E_k 下的质量分布。随裂变碎片动能的增加, 碎片质量在减小。当碎片动能 E_k 从 65 MeV 增加到 115 MeV 时, 质量分布的峰位由重碎片质量数 $A_H = 150 \text{ u}$ 移动到轻碎片质量数 $A_L = 100 \text{ u}$ 附近。当碎片动能由 85 MeV 增加到 95 MeV 时, 构成这些碎片的成分既可以是轻碎片产物核, 也可以是重碎片产物核。

图 7 是碎片在不同动能 E_k 下的飞行时间谱。随碎片动能 E_k 的增加, TOF 谱的峰位下移, 即碎片飞行时间变短。与图 6 相对应, 当 $E_k = 85 \text{ MeV}$ 或 95 MeV 时, 出现了对应于轻、重碎片的 TOF 两峰结构。图 8 为碎片在不同质量下的飞行时间谱。从轻碎片 $A_L = 90 \text{ u}$ 到重碎片 $A_H = 150 \text{ u}$, TOF 谱的峰位由 350 道移至 550 道左右。即: 重碎片的速度比轻碎片的速度慢, 飞行同样的距离重碎片所用时间长。由于 $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ 裂变碎片在质心系下动量守恒, 轻、重碎片的动量大小相等, 因此轻碎片的速度大, 具有较大的动能; 重碎片的速度小, 具有较小的动能。

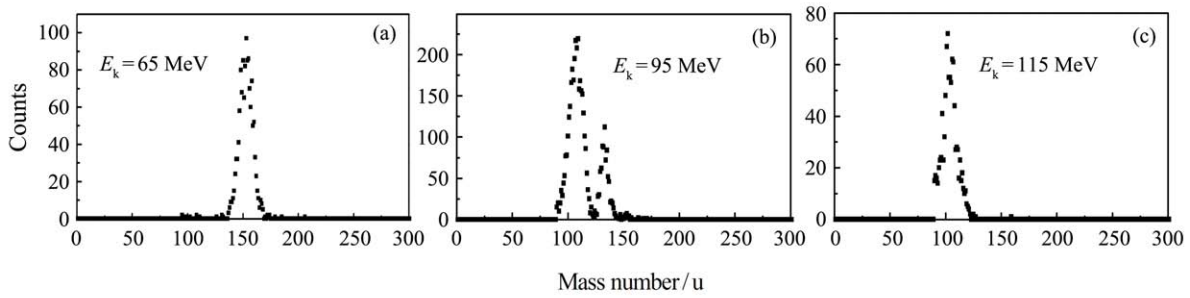


图 6 裂变碎片在不同动能 E_k 下的质量分布

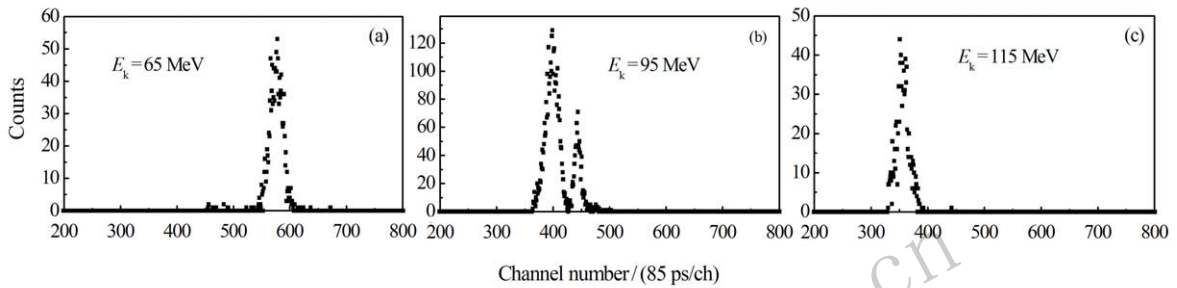


图 7 不同动能情况下碎片的飞行时间谱

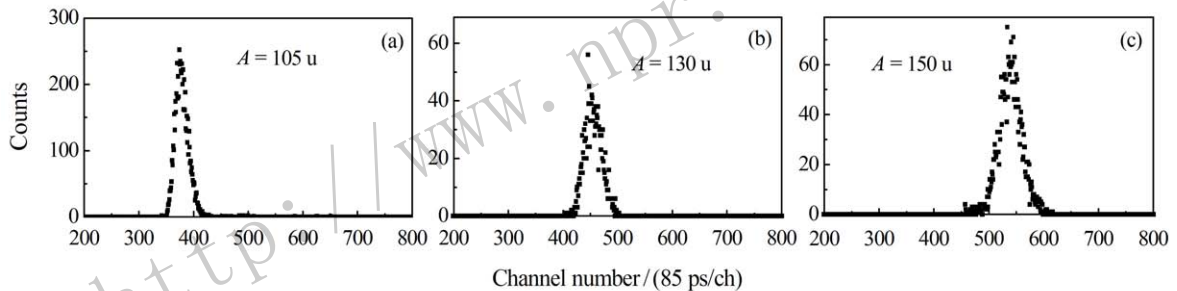


图 8 不同质量情况下碎片的飞行时间谱

4 分析与讨论

用 TOF 技术实现核反应产物质量测量定时的两个基本的措施是：探测器系统具有尽可能高的时间分辨本领和在测量安排上设计出必要的核反应产物飞行距离。两者相比较，高的时间分辨本领是任何实验测量首先必须追求的。

MCP 时间探测器的结构、碳膜厚度、工作电压都会影响时间分辨。在电子作 90° 偏转过程中，由于偏转栅网之间电场的非均匀性会引起电子传输方向的离散，破坏电子传输的等时性，从而导致时间分辨的变差，这是由系统本身特性决定的。粒子经过碳膜时的能量损失较多时，会引起入射粒子的能量离散，对时间分辨产生影响。选择碳膜厚度时，要尽可能薄，薄到可以忽略粒子的能量损失；又要足够厚，以确保有必要大的次级电子产额。对碳膜而言，次级电子能发射的平均深度约

为 100 \AA ，因此，合适的碳膜厚度为 $10 \sim 20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ [7]。从碳膜正面发射的次级电子高能成分较多，这样电子经过无场区后会引入较大的飞行时间差；而从碳膜背面发出的次级电子高能成分很少，时间离散相对较小，时间分辨可能会好一些，但背面发射的次级电子数远小于背面发射的次级电子数，这也会影响到 MCP 输出信号的幅度，即影响到时间分辨。

SBD 时间探测器上升时间的快慢是对时间分辨产生影响的主要因素。本实验中的 GM 型 SBD，输出时间信号有较慢的上升时间，因而对时间分辨影响较大。在可能条件下，减小探测器的面积，提高载流子的迁移率、减小传输时间，都可使信号的上升时间减小；对半导体采取致冷，细微调节半导体的工作电压，均有可能进一步提高探测器的定时性能。

从探测器和前置放大器输出的信号需由恒比定时电路给出时间信息，要得到好的时间分辨，不仅对恒比定

时电路有高的要求,而且也需要在仪器调节时选取合适的外延迟时间。

5 结论

本工作建立了利用 MCP 和 SBD 飞行时间探测系统,对 ^{252}Cf 自发裂变碎片的质量进行了测量。实验结果表明,将 MCP 置于偏离入射粒子方向 90° 的方位上的探测设计路线是可行的。选定动能 $E_k = 78$ MeV,对 $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ 重裂变碎片 ($A_H = 138 \sim 148$ u) 得到的时间分辨平均值为 $\overline{FWHM} = (224.1 \pm 6.1)$ ps,这已可将间隔两个质量单位的重碎片分开。对轻裂变碎片 ($101 \sim 111$ u), $E_k = 102$ MeV 条件下,得到的时间分辨平均值为 $\overline{FWHM} = (154.5 \pm 5.8)$ ps。对每隔两个质量单位的轻碎片也可以分开。

可进一步在以下几个方面进行改进:(1) 进一步提高真空度,最好达到 10^{-4} Pa,这可进一步较好地抑制 MCP 的正离子反馈效应;(2) 选取合适的碳膜,碳膜厚度选为 $20 \sim 40$ $\mu\text{g}/\text{cm}^2$;(3) 进一步调节电子学插件的一些参数,例如恒分甄别器的阈值和外延迟等;(4) 使用 PPAC 代替 SBD 作为时间探测器,PPAC 提供的时间信号(脉冲上升时间 ~ 2 ns) 远比半导体信号(脉冲上升时间 ~ 10 ns) 快得多。

对现有的 TOF 测量技术做进一步改进后,新的探测系统将具有更好的时间分辨本领,从而对 $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ 和 $^{235}\text{U}(\text{n}^{\text{th}}, \text{f})$ 等低能裂变反应测量到更好的裂变碎片质量谱。

参考文献:

- [1] HU Jimin. Fission Physics[M]. Beijing:Peking University Publishing House, 1999: 134. (in Chinese)
(胡济民. 核裂变物理学[M]. 北京,北京大学出版社, 1999: 134.)
- [2] DIETZ E, CZARNECKI J V, PATSCHER W, *et al.* Nucl Instr and Meth, 1973, **108**: 607.
- [3] Fudan University, Tsinghua University and Peking University collaborate to Edit. Experimental Method of Nuclear Physics[M]. 3th Edition. Beijing: Atomic Energy Press, 1997. (in Chinese)
(复旦大学、清华大学和北京大学合编,原子核物理实验方法[M]. 第三版. 北京:原子能出版社, 1997.)
- [4] BAO Zongyu, MENG Jiangchen, HAN Hongyin, *et al.* Atomic Energy Science and Technology, 1982, **16**(1): 12.
(包宗渝, 孟江辰, 韩洪银, 等. 原子能科学技术, 1982, **16**: 12.)
- [5] BARAT C, COUTELIER J. Nucl Instr and Meth, 1977, **143**: 87.
- [6] STERNGLASS E J. Phys Rev, 1957, **108**: 1.
- [7] SCHNEIDER W F W, KOHLMAYER B, BOCK R. Nucl Instr and Meth, 1970, **87**: 253.

A MCP and Au-Si SBD TOF Detection System for Mass Measurement of Fission Fragments

MENG Qinghua^{1,2}, WANG Taofeng³, ZHU Liping¹, WANG Liming¹, HAN Hongyin¹

(1. Nuclear Physics Department, China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China;

2. School of Physics Science and Technology, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China;

3. School of Physics and Nuclear Energy Engineering, Beihang University, Beijing 100191, China)

Abstract: In order to separate the mass number of fragments in the fission reactions, it is essential to develop a good time-of-flight (TOF) method. The purpose of this article is to set up a TOF detector system including a microchannel plate (MCP) and a Au-Si surface-barrier detector (SBD). The TOF system shows a detection efficiency of 39% for α -particles released from ^{241}Am and 98% for fragments in the spontaneous fission of ^{252}Cf . The experimental results show that the time resolutions of (224.1 ± 6.1) ps for the heavy fragments ($E_k = 78$ MeV, $A_H = 138 \sim 148$ u) and (154.5 ± 5.8) ps for the light fragments ($E_k = 102$ MeV, $A_L = 101 \sim 111$ u) can be obtained.

Key words: MCP; time of flight method; mass measurement; spontaneous fission

Received date: 28 Oct. 2015; Revised date: 13 Apr. 2016

Foundation item: National Natural Science Foundation of China(10175091, 11305007)

Corresponding author: WANG Taofeng, E-mail: tfwang@buaa.edu.cn.