

文章编号: 1007-4627(2019)02-0197-07

基于 GEM 工艺的裂变时间投影室中裂变碎片的讨论

魏康^{1,2}, 吴会寅^{1,2}, 赵鑫^{1,2}, 周建晋^{1,2}, 胡碧涛^{1,2}, 张毅^{1,2,†}

(1. 兰州大学核科学与技术学院, 兰州 730000;

2. 兰州大学中子应用技术教育部工程研究中心, 兰州 730000)

摘要: 基于 GEM 工艺的裂变时间投影室兼具 GEM 工艺的高计数率、高空间分辨本领等优点, 我们拟通过裂变时间投影室在单次测量中准确获取裂变产物的核电荷数、质量数以及能量等多种信息。本文主要讨论了基于 GEM 工艺的裂变时间投影室中工作气体的种类、气压以及裂变碎片在气室中的能量损失和有效电荷问题, 发现对于轻重两种裂变碎片的能量损失而言, 重裂变碎片的分布宽度更窄。并针对裂变碎片在气室中的能量损失, 提出了一种通过裂变碎片的有效电荷获取核电荷数的方法。这对于裂变时间投影室的研制工作以及实现裂变产物的多参量测量具有重要意义。

关键词: 裂变时间投影室; GEM 工艺; 能量损失; 有效电荷

中图分类号: O571.1 **文献标志码:** A **DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.36.02.197

1 引言

原子核裂变作为一种最剧烈的核衰变方式, 包含着丰富的关于原子核信息, 如壳结构、对效应、自旋、激发能等^[1-3], 一直是研究重核形变结构及其演化的重要工具。目前理论普遍认为核裂变过程存在多种模式, 分别对应于裂变母核势能面存在的多个由鞍点到断裂点的低谷, 导致在裂变过程中母核可以经历多个不同的裂变路径^[4-5]。但在实验上, 传统的研究大多针对单一可观测量, 例如裂变截面、裂变碎片的质量分布、电荷分布、裂变碎片总动能等等^[6-8], 已经积累了大量的实验结果。但在理论分析中对于单一可观测量的描述往往需要对理论模型中的其他变量在可能取值的范围内进行积分, 因而对裂变母核势能面的局部结构不敏感, 无法有效区分不同裂变路径。自然地, 人们想到不同可观测量之间的关联对于进一步提取裂变过程的信息意义重大。1970年, Pfeiffer^[9]在中子诱发²³²Th 的实验中观测到, 两个裂变碎片质量大致相同的对称裂变所释放的碎片总动能明显小于非对称裂变所释放的碎片总动能, 直接印证了该反应存在对称裂变与非对称裂变两种不同的模式。此外通过裂变碎片的质量分布与电荷分布的关联测量, 也有助于人们研究不同裂变模式中诸如¹³²Sn 等幻数核^[8]、超流性、奇偶效应等因素的影响, 对深入研究核裂变的动力学机理具有重要意义。

1974年, Nygren等^[10]首次提出新型径迹探测器时间投影室(TPC), TPC的灵敏体积足够大, 可以精确地测量入射粒子在漂移区的三维径迹以及更好地获取入射粒子的能损 dE/dx , 对粒子具有很好的鉴别能力。目前在高能核物理以及粒子物理领域应用十分广泛, 许多大科学装置均将其作为中心径迹探测器用以获取粒子完整的物理信息, 如LHC, ALICE和CMS等。但是TPC技术涉及复杂的前端电子学及数据获取系统, 故而在传统的核物理实验中并不常见。直到2005年, Heffner等^[11]设计了裂变时间投影室(fTPC), 并基于fTPC测量了²³⁹Pu(n,f)的截面和质量分布等, 实现了TPC在核裂变领域的应用。

目前对于fTPC探测器的研制工作, 主要致力于结合GEM工艺的高计数率以及高分辨本领等优点对裂变产物进行测量^[6, 12-13]。GEM探测器是20世纪90年代兴起的一种微结构气体探测器, 核心组成一般为两到三层GEM膜, 将入射粒子在气体探测器漂移区中产生的电离电子进行倍增, 可以避免TPC中信号较小的问题。标准GEM膜为50 μm厚的Kapton薄膜结构, 两面附有5 μm厚的铜层, 膜上排布着外径70 μm、内径50 μm倒双圆锥孔结构, 孔间距为140 μm, 相邻圆孔之间为三角形阵列排布^[14]。

为了从实验上更加清楚地了解裂变产物的多参量问题, 结合GEM工艺的高计数率、高分辨本领等优点,

收稿日期: 2018-09-26; 修改日期: 2019-03-12

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(11875301)

作者简介: 魏康(1995-), 男, 甘肃定西人, 硕士研究生, 从事粒子物理与原子核物理研究; E-mail: weik18@lzu.edu.cn

† 通信作者: 张毅, E-mail: yizhang@lzu.edu.cn.

拟设计基于 GEM 工艺的裂变时间投影室探测器 (GEM-fTPC)。GEM-fTPC 虽然可以实现对裂变碎片多参量关联测量, 但是 GEM-fTPC 的空间结构、工作气体等都会影响测量结果。而且在裂变碎片飞行的过程中, 由于外层电子的屏蔽作用, 导致裂变碎片在气室中存在有效电荷的问题, 解决这一问题对将来提取裂变碎片的核电荷数至关重要。因而本文主要讨论如何选择 GEM-fTPC 的工作气压, 分析裂变碎片在 GEM-fTPC 中的径迹长度、元素种类以及能量之间的关系, 最终提出一种通过分析裂变碎片在气室中的能量损失得到其核电荷数的方法。

在本文中, 基于 GEM 工艺的裂变时间投影室探测器将在第二小节给予详细的描述, 第三小节主要通过裂变碎片的径迹长度和能量之间的关系验证研究方法的可行性, 在第四小节主要讨论裂变碎片在 TPC 中的能量损失, 而第五小节则主要对裂变碎片的有效电荷进行分析, 最后对所涉及到的结果进行了简单的总结。

2 基于 GEM 工艺的裂变时间投影室

fTPC 由四个子系统组成: (1) 靶室系统: 直径 40 cm、高 20 cm 的圆柱形气室, 采用流气式供气系统, 工作气体采用 95% 的氙气和 5% 的异丁烷混合气体, 通过供气调节气压大小, 通过顶部连接的气压计检测气压变化; (2) 缓发 γ 射线辅助测量系统: 主要为两支闪烁体探测器组成缓发 γ 谱仪。位于 fTPC 的两端, 闪烁体大小为 5 cm \times 5 cm \times 5 cm; (3) 信号触发及数据获取系统: 以 APV25 前端电子学芯片为核心, 后端的数据获取系统为自行开发的 FPGA 高性能数据获取系统; (4) 基于 GEM 工艺的 fTPC 探测系统: fTPC 的核心组成部分, 如图 1。顶部为 Mylar 膜制作的漂移电极, 其上通有 6 kV 左右的负高压; 位于漂移电极下方, 是 5~6 cm 高的漂移区, 可以保持漂移区中的电场强度为 1 kV/cm 左右。在负高压电场的的作用下, 裂变碎片在漂移区产生

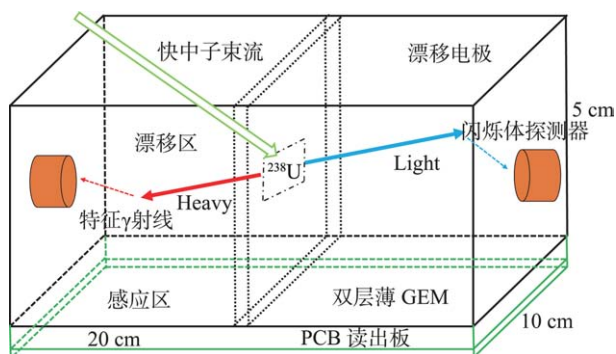


图 1 (在线彩图) 基于 GEM 工艺的 fTPC 探测系统

的原初电子向下漂移, 经过双层 GEM 膜, GEM 膜孔间加有 50 kV/cm 强电场, 漂移电子通过 GEM 膜孔发生倍增。GEM 下为 2~3 mm 的感应区, 倍增后的次级电子通过感应区后被 PCB 读出板收集。

整个探测系统的触发信号通过 GEM 膜下的电压信号给出。通过 PCB 读出板上收集的信号可以直接测量裂变碎片的径迹在探测器平面上的投影位置, 分辨要好于 0.4 mm; 而通过信号的持续时间可以推算裂变碎片在竖直方向上的高度, 分辨好于 1 mm。同时通过两侧电极上的不同位置处收集到的信号幅度可以测量裂变碎片在漂移区不同位置处的能损情况, 积分便可得到初始裂变碎片的总动能。由于裂变核的初始动量为 0, 所以通过各裂变碎片的动能之比就可计算质量分布, 分辨为 4~5 u。另一方面通过能损情况也可以获知裂变碎片的初速度, 以约束其质量分布的测量误差, 从而将裂变碎片质量分布的分辨提高至 2~3 u。在探测器灵敏区中央安装 3D 打印的栅网, 上面涂有裂变靶材料, 如 $^{238}\text{UO}_2$ 等, 而靶的投影则位于读出板的中间位置。

在传统 TPC 工作原理的基础上, 通过引入一对闪烁体探测器测量高能缓发 γ 射线以进一步提高整个探测系统的核素分辨能力。裂变碎片放出缓发 γ 射线的时间尺度大于 10^{-2} s, 而对于 fTPC 中产生的裂变碎片, 其在漂移区飞行的速度约为 9×10^6 m/s, 在碎片的飞行径迹长度为 9 cm 时, 裂变碎片的飞行时间为 10 ns, 远低于放出缓发 γ 的时间, 故而缓发 γ 射线的发射位置位于裂变碎片的停止位置。缓发 γ 射线的半衰期虽然较长, 但是相对于裂变发生的事件率, 实验上仍能通过打时标的方式确定其所对应的裂变事件。另一方面, 当通过闪烁体测量裂变碎片的缓发 γ 射线时, 由于空间立体角的原因, 裂变碎片的停止位置对于同侧闪烁体探测器的距离约为 2~5 cm, 而对另一侧的闪烁体探测器却相距约 15~18 cm。两侧闪烁体探测器接受角的差异可达到两个数量级, 因此便可以认为闪烁体探测器测量到的绝大部分缓发 γ 射线均为同侧裂变碎片所放出, 完全可以通过数据分析结合模拟扣除裂变碎片放出的缓发 γ 射线被远端闪烁体收集的贡献。在此基础上, 仅挑选高能 γ 的事件以准确甄别少部分裂变事件中的碎片种类, 进而根据已甄别事件的 TPC 电极信号建立 TPC 径迹的人工神经网络模型, 逐步通过已甄别的裂变事件提高该模型的核素分辨能力, 然后应用于未甄别的裂变事件以甄别更多的裂变碎片核素种类。如此往复迭代, 可以在提高探测系统核素分辨能力的前提下尽量提高探测系统的探测效率, 尽可能地提取更多的裂变信息。

3 裂变碎片的模拟计算

我们利用 Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL) 裂变库计算了 ^{252}Cf 自发裂变以及 10 MeV 的中子轰击 ^{239}Pu 发生诱发裂变的产物信息^[15]。为了验证计算结果的可靠性, 图 2 给出了 GEM-fTPC 探测器工作在 0.76 atm (1 atm=1.01×10⁵ Pa) 时, ^{252}Cf 自发裂变的裂变碎片和出射的 α 粒子在不同能量下径迹长度, 与 Heffner 等^[16]的工作吻合。

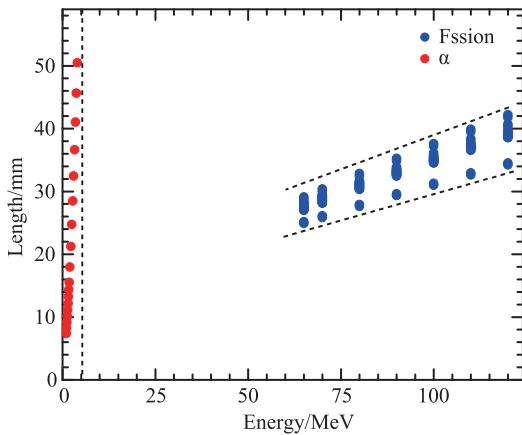


图 2 (在线彩图) ^{252}Cf 自发裂变的碎片以及出射的 α 粒子在不同能量下的径迹长度, 红色数据点为 α 粒子, 蓝色数据点为裂变碎片

从图 2 中可以看到, GEM-fTPC 中裂变碎片的径迹长度随着能量的增加而增加, 径迹长度在 20~40 mm 之间。而另一方面, 对于 ^{252}Cf , 除了自发裂变外, 还伴随着强烈的 α 放射性, 但二者的径迹存在明显差异。当 α 粒子的能量增加到 5 MeV 时, 径迹长度已经达到 50 mm 以上。图 2 与 Heffner 等人工作的不同之处在于裂变靶存在一定的厚度, 裂变碎片穿过裂变靶材料会损失一定的能量, 但是在我们的计算中并没有考虑这部分能量损失, 故而在图中没有包含碎片能量在 5~55 MeV 的数据。

4 GEM-fTPC 中裂变产物的能量损失

1915 年, Bohr 等^[17]将靶原子考虑为一个谐振子, 得到了带电粒子在物质当中的阻止本领。1947 年, Fermi 和 Teller 基于费米自由电子气体模型, 计算了低速带电粒子在物质中的电子阻止本领, 其与粒子的速度存在正比关系^[18]。1954 年, Lindhard 等^[19]引入了低速粒子贯穿自由电子气体时关于电子阻止本领的线性介电公式, 很好地解释了低速带电粒子在物质中的电子阻止本领。另一方面, 在 1930 年, Bethe^[20]通过量子理论描述了快速重带电粒子的能量损失。在此基础上,

Bethe^[21]以及 Möller 等^[22]基于相对论效应以及其他修正后, 得到了 Bethe-Bloch 公式^[23]:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_a r_e^2 m_e c^2 q_r^{*2} \frac{Z_t}{A_t \beta^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} - \beta^2 \right], \quad (1)$$

其中 $4\pi N_a r_e^2 m_e c^2 = 0.3071 (\text{MeV cm}^2 \text{g}^{-1})$; N_a 为阿伏伽德罗常数; I 为靶物质的平均电离能, 其数值约为 $10 Z_t \text{eV}$; $\beta = v/c$, v 是快速重带电粒子穿过靶物质时的速度。

对于 GEM-fTPC 探测器, 工作气体的气压会直接影响裂变碎片在气室中的能量沉积, 气压过小, 会导致裂变碎片在气室中无法沉积全部能量, 不能得到裂变碎片的准确信息; 而气压过大, 则会导致裂变碎片的径迹长度过短, 从而裂变碎片的信息测量误差增大, 影响实验精度。为此, 我们选取 10 MeV 的中子诱发 ^{239}Pu 的裂变碎片, 利用 SRIM^[24] 软件计算了裂变碎片在 GEM-fTPC 中的电子能损。由于 ^{239}Pu 裂变产物的复杂性, 我们选取产额最高的两种碎片 ^{103}Nb 和 ^{136}I 进行研究。

考虑到中子诱发裂变产生的两个裂变碎片运动方向相反, 对于每个裂变碎片的有效测量面积为 $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$ 。为完整测量到每个裂变碎片的信息, 取 $L=8 \text{ cm}$, 研究了 ^{239}Pu 裂变产物的能量、质量数以及工作气压之间的关系, 如图 3。其中纵坐标是工作气体的气压, 横坐标是裂变碎片的能量。在不考虑裂变碎片在裂变靶中的能量损失时, 裂变碎片的能量范围大致在 60~120 MeV, 图中表明, 对于 GEM-fTPC 来说, 其合理的工作气压的变化范围为 0.25~0.42 atm。在这个气压下, 裂变碎片的能量损失以及三维径迹信息才能更加完整地被 GEM-fTPC 获取。

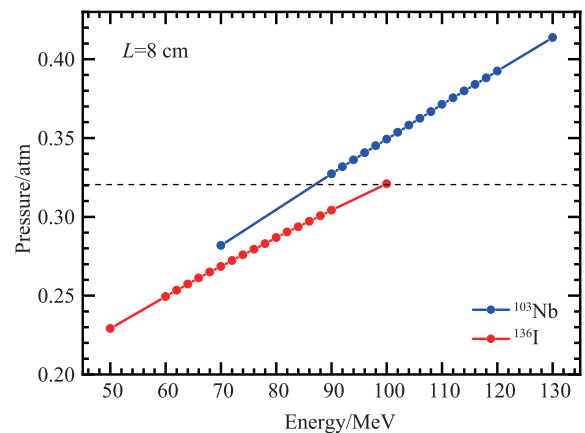


图 3 (在线彩图) $L=8 \text{ cm}$ 时, 气室中的气压与裂变碎片 ^{103}Nb 和 ^{136}I 的能量之间的关系

基于此, 选取 GEM-fTPC 的工作气压为 0.32 atm, 如图 3 中虚线所示, 计算了裂变碎片的径迹长度与裂

变碎片能量之间的关系,如图 4(a),其中,横坐标为裂变碎片的能量,纵坐标为裂变碎片在 fTPC 中的径迹长度。图中包含 GEM-fTPC 中裂变碎片的能量、元素种类、径迹长度以及工作气压等信息,其中蓝色数据点为轻裂变碎片,红色数据点为重裂变碎片。根据图中的模拟数据可以得到,在 0.32 atm 的大气压下,动能较大的轻裂变碎片仍然可以停留在探测器的灵敏区域内。同时,径迹长度越长,裂变碎片的能损信息获取也越准确,所以在 0.32 atm 的实验条件下, fTPC 对于轻裂变碎片更加敏感。在不考虑瞬发中子携带的动量以及初始动量近似为 0 的前提下,通过轻裂变碎片所得到的位置信息以及能损信息也可以约束重裂变碎片的测量结果。此外,通过控气系统以及机械泵调节气室中的工作气压,从而连续调节碎片在气室中的径迹长度,使得目标裂变碎片的径迹长度最长,达到提高裂变碎片径迹测量的结果。另一方面,裂变碎片的径迹长度与能量之间存在明显的带状分布,通过测量裂变碎片的径迹长度,对裂变碎片能量、电荷数以及质量数可以给出大致的取值范围。当工作气压为 0.42 atm 时,如图 4(b),裂变碎片的径迹长度较 0.32 atm 时短,所以在 GEM-fTPC 中用来记录裂变碎片位置以及能损信息的读出电极较少,则裂变碎片信息的提取误差较大。尤其对于重裂变碎片,

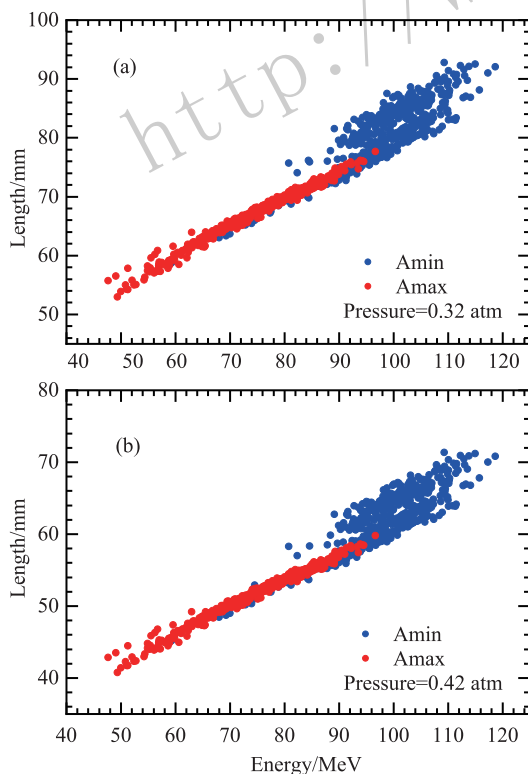


图 4 (在线彩图) 10 MeV 的中子诱发 ^{239}Pu 裂变碎片的元素种类, 能量对径迹长度的依赖关系

其分布更加接近于细长的带状分布,而对于轻裂变碎片,其分布宽度相比于重裂变碎片更宽。

为了清楚地研究裂变碎片在气室中的能量损失以及轻重两种裂变碎片在 GEM-fTPC 中的差异,我们计算了同一能量下,不同裂变碎片的电子能损与核电荷数之间的关系,如图 5。其中,蓝色数据点和粉色数据点均为裂变碎片在气室中的电子能损,粉色数据点为轻裂变碎片与部分重裂变碎片的突变数据点,而蓝色数据点为不考虑突变的情况下,重裂变碎片电子能损的变化趋势。可以看到,当核电荷数 $Z < 40$ 时,裂变碎片的电子能损约为 $32\sim 34.5 \text{ MeV}/(\text{mg}/\text{cm}^2)$,且随着核电荷数的增加存在明显的波动,这说明裂变碎片的电子能损与原子核的奇偶效应具有明显的依赖关系。对于轻裂变碎片,中质比明显低于重裂变碎片,中子的比率较低,当质子数发生变化时,裂变碎片在 GEM-fTPC 中电子能损的变化要比重裂变碎片大。当 $40 < Z < 46$,裂变碎片在气体中的能量损失逐渐增加,呈现对数的增加状态;当 $Z > 46$,除了部分裂变碎片的电子能损发生突变外,多数裂变碎片的电子能损几乎维持在 $37.2 \text{ MeV}/(\text{mg}/\text{cm}^2)$ 上下。这主要是由于重裂变碎片的初始速度较小,有效电荷的修正较小,导致重裂变碎片的电子能损变化不大;当 $37 < Z < 48$ 时,其价电子处于 $4d$ 态到 $5s$ 态,随着核电荷数的增大,核外电子越来越多,在核外电子数大于 48 以上时, $5s, 4d$ 轨道全部占据形成满壳,内层电子脱出功明显大于 $4d$ 轨道以外的外层电子,导致气体感受到的离子有效电荷仅依赖于裂变碎片的速度,核电荷数的影响逐渐减弱。也就是说,在不考虑突变的情况下,裂变碎片的电子能损在 $Z > 40$ 的范围内会保持类似于对数增加的趋势,其上限大约为 $37.2 \text{ MeV}/(\text{mg}/\text{cm}^2)$ 。很好地说明了图 4 中轻裂变碎

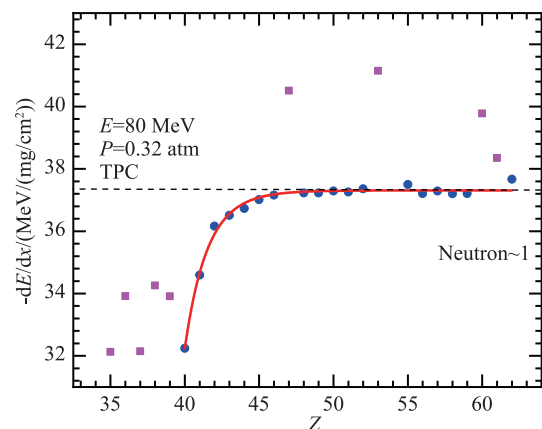


图 5 (在线彩图) 同一能量下不同裂变碎片的电子能损 粉色数据点为轻裂变碎片与部分重裂变碎片突变的数据点, 蓝色数据点为重裂变碎片的电子能损在不考虑突变下的结果。

片的分布宽度较重裂变碎片宽, 而且重裂变碎片的径迹长度随着碎片能量的增加而逐渐增加的现象也得到了很好的解释。

5 裂变碎片在 GEM-fTPC 中的有效电荷

针对所研制的基于 GEM 工艺的裂变时间投影室, 我们的目标是在单次测量中准确获取核裂变碎片的核电荷数、质量数以及能量等信息, 从而实现裂变碎片的多参数关联测量。在提取裂变产物信息时, 由于裂变碎片飞行的过程中核外电子对原子核的屏蔽作用, 使得裂变碎片的能量损失大小取决于有效电荷而非碎片的核电荷数, 因而使得通过能损推算裂变碎片核电荷数的分析工作非常复杂。

1940 年, Bohr^[25-26] 和 Lamb 等^[27] 根据 Thomas-Fermi 模型得到了在靶物质中裂变碎片的有效电荷与速度之间的关系

$$q^* = Z^{\frac{1}{3}} \times \frac{v}{v_0}, \quad (2)$$

其中: Z 和 q^* 分别为裂变碎片的核电荷数以及有效电荷数; v_0 为氢原子最外层电子的速度, 约为 2.193×10^6 m/s; v 为裂变碎片在气室中的飞行速度。

GEM-fTPC 中, 工作气体的气压与密度之间满足

$$\rho = (95\%M_1 + 5\%M_2) \frac{p}{RT}, \quad (3)$$

其中: M_1, M_2 分别为氩气和异丁烷的原子质量; R, T 分别普适常数 and 温度, 取 8.314 (Pa·cm³)/K 和 293.15 K, p 和 ρ 分别为气体的压强和密度。

另外, 对于裂变碎片在气室中的有效电荷, 考虑到裂变碎片穿过 GEM-fTPC 时, 由于能量的转移, 裂变碎片的核外电子存在激发与退激发的物理过程, BL 模型提出, 在计算裂变碎片的有效电荷时, 应加上能量相关项 Δq^* , 对公式(2)进行修正^[28]。另外 Betz^[29] 提出, 靶物质的密度也会影响裂变碎片在气体中的电离和再结合过程以及激发与退激发过程, 从而影响裂变碎片的核外电子数, 所以靶物质的密度同样会对裂变碎片的有效电荷存在很大的影响。基于密度效应, 带电粒子的有效电荷被描述为^[30-31]

$$q_r^* = q^* (1 + c_0 e^{\Delta t / \tau}), \quad (4)$$

其中: q_r^* 为考虑密度效应后带电粒子在气体中的有效电荷; 在 BL 模型下 $c_0 = 0.2$, τ 为物质处于激发态的半衰期; 而 Δt 则是在两次碰撞过程中, 其外层电子处于激发态的时间。

公式(4)并没有考虑靶物质的种类对带电粒子的能量损失的影响, 但是 2001 年, Schiwietz 等^[32] 在基于大量实验数据的基础上提出了半经验公式

$$q_r^* = Z \frac{376x + x^6}{1428 - 1206x^{0.5} + 690x + x^6}, \quad (5)$$

其中

$$x = (v/v_0 Z^{-0.52} Z_t^{0.03 - 0.017 Z^{-0.52} v/v_0})^{1+0.4/Z}. \quad (6)$$

在公式(5)中靶物质的种类被考虑进来, 其中, Z_t 为靶物质的核电荷数。相比于公式(2), 有工作表明上式的 $\delta q_r^*/Z$ 约为 2.6%, 相比于玻尔公式的 4.7%, 精度更高^[33]。利用公式(5)可以有效地考虑靶物质的种类所带来的偏差, 对物质在气体中有效电荷的研究是至关重要的。基于此, 便可以利用考虑气体密度修正的公式(4)以及靶物质种类的公式(5), 通过裂变碎片的有效电荷确定其核电荷数。但有人提出, 对于靶物质的密度效应, 当气体的气压增加到 0.1 atm 时, 由于靶物质密度的变化而引起有效电荷的变化十分小^[34-35], 而考虑到 GEM-fTPC 探测器中工作气体气压在 0.25~0.42 atm 的范围内, 密度效应的影响不大, 公式(4)将会简化为公式(2)。

为了比较两种方法的精度, 我们计算了裂变碎片 ¹⁰³Nb 在初始能量为 100 MeV, 工作气体在 0.32 atm 时, 在径迹的不同位置处裂变碎片的有效电荷数。对于 100 MeV 的 ¹⁰³Nb, 其速度大约在 1.36×10^7 m/s, 不必考虑速度带来的相对论效应, 我们将式(1)进行变换得到

$$q_r^* = \sqrt{-\frac{dE}{dx} / \left(0.3071 \times \frac{18.8}{40855} \frac{1}{\beta^2} \ln \frac{1.022\beta^2}{I} \right)}. \quad (7)$$

将上式得到的裂变碎片的有效电荷 q_r^* 作为实验数据和对应的理论数据相互比较, ¹⁰³Nb 在径迹不同位置处的有效电荷数在表 1 已经给出。其中, 第一列和第二列分别为 ¹⁰³Nb 在不同位置处裂变碎片的能量以及电子能损, 第三列对应于裂变碎片的速度, 第四列为利用公式(7)计算的 ¹⁰³Nb 在每一能量处的有效电荷, 将其作为实验的参考值, 第五列及第六列分别为通过公式(5)和公式(2)所得到的裂变碎片的有效电荷。

可以看出, 对于裂变碎片的有效电荷, 当裂变碎片的能量大于 30 MeV 时, 公式(5)可以对 fTPC 中裂变碎片的有效电荷给出很好的预测, 其有效电荷的误差在 ± 1 以内。但是当裂变碎能量在 17~30 MeV 时, Bohr 公式却可以给出很好的预测, 其误差大致在 ± 1 左右。当裂变碎片的能量低于 17 MeV 之后, 两种方式对于裂变碎片有效电荷的计算误差增加, 这是由于能损公

式仅仅适用于快速重带电粒子的原因导致的, 当粒子的能量较低时, 该公式失效。故而, 为了准确得到裂变碎片的核电荷数, 数据分析时需要先积分获得整个径迹在不同位置处的动能, 然后仅选取动能大于 30 MeV 的径迹段的读出电极信号提取有效电荷, 最终根据公式(5)反解获得碎片的核电荷数。

表 1 裂变碎片 ^{103}Nb 在初始能量为 100 MeV 下, 在径迹不同位置处的有效电荷

$E/$ MeV	$-dE/dx$ MeV/(mg/cm ²)	$v/$ (10 ⁶ /m/s)	q_r^* (REF)	q_r^* (Target)	q_r^* (BOHR)
100.00	35.39	13.64	15.08	16.00	21.45
90.00	35.04	12.94	14.58	15.25	20.35
80.00	34.55	12.20	14.04	14.44	19.18
70.00	33.83	11.41	13.44	13.55	17.94
65.00	33.35	11.00	13.11	13.07	17.29
60.00	32.75	10.57	12.76	12.57	16.61
55.00	32.03	10.12	12.40	12.04	15.91
50.00	31.13	9.64	12.00	11.47	15.17
45.00	30.02	9.15	11.57	10.87	14.39
40.00	28.65	8.63	11.11	10.23	13.56
37.50	27.84	8.35	10.86	9.90	13.13
35.00	26.94	8.07	10.61	9.54	12.69
32.50	25.93	7.78	10.35	9.18	12.23
30.00	24.80	7.47	10.08	8.80	11.75
27.50	23.55	7.15	9.81	8.40	11.25
25.00	22.14	6.82	9.54	7.98	10.72
22.50	20.57	6.47	9.30	7.53	10.17
20.00	18.82	6.10	9.10	7.06	9.59
18.00	17.29	5.79	9.01	6.67	9.10
17.00	16.47	5.62	9.02	6.46	8.84
16.00	15.62	5.46	9.09	6.25	8.58
15.00	14.74	5.28	9.25	6.03	8.31

因此在之后的数据处理中, 通过获取裂变路径过程中每个位置处裂变碎片的有效电荷数, 便可以求得多组裂变碎片的核电荷数, 从而得到单个裂变碎片核电荷数分布。通过这种方式, 就可以准确给出单个裂变碎片在一定误差范围内的核电荷数分布。但是, 由于有效电荷和核电荷数以及获取裂变碎片在 GEM-fTPC 中能量损失所带来误差的影响, 使得核电荷数的测量误差较大。为此, 后期拟在有效电荷测量核电荷数的基础上, 结合缓发 γ 辅助测量系统直接测量裂变碎片的核电荷数, 考虑到闪烁体探测器对缓发 γ 射线的探测效率, 这种方式无法应用到所有探测到的裂变事件当中去, 但这种方法精度较高, 因此拟采用这种方法获得部分标准数据以便逐级刻度其余裂变事件, 进而提高裂变碎片信息测量的可靠性, 实现裂变碎片的多参数全局测量。

6 总结

总的来说, 本文基于 GEM-fTPC, 利用 LLNL 给出的 10 MeV 的中子轰击 ^{239}Pu 的裂变数据, 在选定适宜的工作气体之后, 给出了在 GEM-fTPC 中合适的气压范围为 0.25 ~ 0.42 atm, 并利用裂变碎片在气室中的能量损失, 探究了裂变碎片的能量、径迹长度以及元素种类之间的关系, 发现对于轻重两种裂变碎片在气室中的能量损失有所不同, 重裂变碎片的分布宽度要比轻裂变碎片的分布明显更窄。并且基于裂变碎片的能量损失, 我们探讨了基于 GEM-fTPC 中裂变碎片的核电荷数与有效电荷之间的关系, 这对于利用 GEM-fTPC 准确地得到裂变碎片的有效电荷后, 计算裂变碎片的核电荷数, 实现裂变碎片的多参数全局测量具有重要的意义。

参考文献:

- [1] PIERSON B D, GREENWOOD L R, FLASKA M, *et al.* *Nuclear Data Sheets*, 2017, **139**: 171.
- [2] FEENBERG E, HAMMACK K C. *Phys Rev*, 1949, **75**: 1877.
- [3] GREY H, KHOO T L, LOPEZ-MARTENS A. *Phys Rev Lett*, 2014, **113**: 262505.
- [4] MÖLLER P, MADLAND D G, SIERK A J, *et al.* *Nature (London)*, 2001, **409**: 785.
- [5] RAMDRUP J, MÖLLER P. *Phys Rev Lett*, 2011, **106**: 132503.
- [6] HUANG Meng, LI Yulan, NIU Libo, *et al.* *Chin Phys C*, 2015, **39**: 086003.
- [7] TOVESSON F, HAMBACH F J, OBERSTEDT S, *et al.* *Phys Rev Lett*, 2002, **88**: 062502.
- [8] WILSON J N, LEBOS M, QI L, *et al.* *Phys Rev Lett*, 2017, **118**: 222501.
- [9] PFEIFFER E. *Zeitschrift Für Physik*, 1970, **240**: 403.
- [10] NYGREN D R. Proposal to Investigate the Feasibility of a Novel Concept in Particle Detection[C]. LBL Internal Report, February 1974.
- [11] HEFFNER M D, BARNES P D, KLAY J L. Lawrence Livermore National Laboratory Reports, UCRL-TR-217600, 2005.
- [12] NAIK H, SADHANA M, SHARMAC S C, *et al.* *Nucl Phys A*, 2016, **952**: 100.
- [13] LOVELAND W, BAKER J D. *J Radioanal Nucl Chem*, 2009, **282**: 361.
- [14] SAULI F. *Nucl Instr and Meth A*, 1997, **386**: 531.
- [15] *Physics Simulation Packages*[EB/OL]. [2018-04-01]. <https://nuclear.llnl.gov/simulation/main.html>.
- [16] HEFFNER M, ASNER D M, BAKER R G, *et al.* *Nucl Instr and Meth A*, 2014, **759**: 50.
- [17] BOHR N. *Philosophical Magazine*, 1915, **30**: 581.
- [18] FERMI E, TELLER E. *Phys Rev*, 1947, **72**: 399.

- [19] LINDHARD J. *Mat Fys Medd Dan Vid Selsk*, 1954, **28**: 41.
- [20] BETHE H. *An-nalen der Physik*, 1930, **397**: 325.
- [21] BETHE H. *Zeitschrift für Physik*, 1932, **76**: 293.
- [22] MÖLLER C. *Ann Physik*, 1932, **14**: 531.
- [23] XIE Yigang, CHEN Chang, WANG Man, *et al.* *Particle Detector and Data Acquisition*[M]. Beijing: Science Press, 2003. (in Chinese)
(谢一冈, 陈昌, 王曼, 等. 粒子探测器与数据获取[M]. 北京: 科学出版社, 2003.)
- [24] ZIEGLER J F, BIRSACK J P, ZIEGLER M D. *SRIM - The Stopping and Range of Ions in Matter*[EB/OL]. [2018-04-01]. <http://srim.org/>.
- [25] BOHR N. *Phys Rev*, 1940, **58**, 654.
- [26] BOHR N. *Phys Rev*, 1941, **59**, 270.
- [27] LAMB W E. *Phys Rev*, 1940, **58**, 696.
- [28] BOHR N. *Dan. Mat Fys Medd*, 1954, **28**: 212.
- [29] BETZ H D. *Rev Mod Phys*, 1972, **44**: 465.
- [30] SHEVELKO V P, WINCKLER N, LITSAREV M S. *Nucl Instr and Meth B*, 2014, **330**: 82.
- [31] KHUYAGBAATAR J, ACKERMANN D, *et al.* *Nucl Instr and Meth A*, 2012, **689**: 40.
- [32] SCHIWETZ G, GRANDE P L. *Nucl Instr and Meth B*, 2001, **175-177**: 125.
- [33] KHUYAGBAATAR J, SHEVELKO V P, *et al.* *Phys Rev A*, 2013, **88**: 042703.
- [34] SCHARRER P, DÜLLMANN Ch E. *Phys Rev Accel Beams*, 2017, **20**: 043503.
- [35] SHEVELKO V P, WINCKLER N, TOLSTIKHINA I Y. *Nucl Instr and Meth B*, 2016, **377**: 77.

Discussion on Fission Fragments in Fission Time Projection Chamber Based on GEM Detector

WEI Kang^{1,2}, WU Huiyin^{1,2}, ZHAO Xin^{1,2}, ZHOU Jianjin^{1,2}, HU Bitao^{1,2}, ZHANG Yi^{1,2,†}

(1. School of Nuclear Science and Technology, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China;

2. Engineering Research Center for Neutron Application Technology, Ministry of Education, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China)

Abstract: The fission time projection chamber based on GEM technology has the advantages of GEM technology such as high counting rate and high spatial resolution. Therefore, we plan to obtain nuclear charge number, mass number and energy of fission products in a single measurement through fission time projection chamber. This paper mainly discusses the types of working gas, pressure, energy loss and effective charge of fission fragments in the fission time projection chamber based on GEM process. It is found that for the energy loss of light and heavy fission fragments, the distribution width of heavy fission fragments is narrower than that of the light fission fragments. Based on the energy loss of fission fragments in gas chamber, a method to obtain nuclear charge from the effective charge of fission fragments is proposed, which is very important for the development of fission time projection chamber and the multi-parameter measurement of fission products.

Key words: fission TPC; GEM; energy loss; effective charge

Received date: 26 Sep. 2018; Revised date: 12 Mar. 2019

Foundation item: National Natural Science Foundation of China(11875301)

† Corresponding author: ZHANG Yi, E-mail: yizhang@lzu.edu.cn.