

基于裂变 γ 标识技术的瞬发裂变中子谱测量新方法

何铁 肖军 安力 阳剑 郑普

A novel method to measure prompt fission neutron spectrum based on fission γ tagging technique

He Tie Xiao Jun An Li Yang Jian Zheng Pu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 212501 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180563

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180563>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I21>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于 3.5 MeV 射频四极质子加速器硼中子俘获治疗装置的束流整形体设计

Design of beam shaping assembly based on 3.5 MeV radio-frequency quadrupole proton accelerator for boron neutron capture therapy

物理学报.2018, 67(14): 142801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180380>

抽样法与灵敏度法 k_{eff} 不确定度量化

Uncertainty quantification in the calculation of k_{eff} using sensitivity and stochastic sampling method

物理学报.2017, 66(1): 012801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.012801>

铍反射层临界基准实验分析

Analysis of criticality benchmark experiments with beryllium reflectors

物理学报.2016, 65(21): 212801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.212801>

离线测量钍快中子裂变反应率方法

Determination of thorium fission rate by off-line method

物理学报.2014, 63(16): 162501 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.162501>

一种基于 ^4He 气闪烁体的裂变中子探测器

A fission neutron detector based on helium scintillator

物理学报.2012, 61(23): 232502 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.232502>

基于裂变 γ 标识技术的瞬发裂变中子谱 测量新方法*

何铁^{1)2)3)†} 肖军²⁾³⁾ 安力²⁾³⁾ 阳剑²⁾³⁾ 郑普²⁾³⁾

1) (四川大学原子核科学技术研究所, 辐射物理及技术教育部重点实验室, 成都 610064)

2) (中国工程物理研究院核物理与化学研究所, 绵阳 621900)

3) (中国工程物理研究院, 中子物理重点实验室, 绵阳 621900)

(2018年3月29日收到; 2018年8月5日收到修改稿)

瞬发裂变中子谱 (prompt fission neutron spectrum, PFNS) 是用于核实验诊断过程中十分重要的参数数据, 传统的测量主锕系核素 (U, Pu) PFNS 的技术手段是采用裂变室, 利用裂变碎片标识裂变中子, 通过中子飞行时间技术获得裂变中子谱. 目前出现了一种新的用于 PFNS 测量的技术, 其原理是基于如下的物理事实: 在一次裂变过程中, 释放中子的同时伴随着释放 7—8 个 γ 射线光子, 而非弹性散射效应产生的 γ 射线光子只有 1—2 个. 据此, 可以通过裂变 γ 射线的多重性将裂变中子和其他杂散中子甄选出来, 达到测量 PFNS 的目的. 本文建立了基于裂变 γ 标识技术的 PFNS 测量实验系统. 利用该系统对 ^{252}Cf 中子源的 PFNS 进行了实验测量, 测量结果与传统的裂变碎片标识法及 ENDF/B-VII 数据库的标准谱进行了比较, 对新方法的裂变标识率以及实验不确定度也一并进行了分析.

关键词: 瞬发裂变中子谱, 裂变 γ , ^{252}Cf 自发裂变, 裂变 γ 标识

PACS: 25.40.-h, 25.85.Ec, 28.20.-v

DOI: 10.7498/aps.67.20180563

1 引言

核材料裂变过程中发射的瞬发裂变中子谱 (prompt fission neutron spectrum, PFNS) 在反应堆设计、裂变系统临界安全计算、裂变机制研究及涉及国土安全的核材料探测等方面有重要的应用价值^[1-5]. 自 1938 年裂变现象发现以来, PFNS 的研究从未停止, 经过几十年的发展, 尽管已开展了较多针对 PFNS 数据的研究, 但在某些能量范围内, 已有的实验数据之间存在较大差异, 并且数据的不确定度很大. 以 ^{252}Cf 为例, 针对该核素的自发裂变中子已经研究非常深入, 且被国际原子能机构 (International Atomic Energy Agency, IAEA) 确定为标准中子谱. 但在出射中子能量为 0.5 MeV

以下和 3 MeV 以上的能区, 已有实验数据的不确定度很大, 尤其在 0.1 MeV 以下能区, 目前仅有三位研究者给出了能谱实验数据^[6]. 在出射中子能量为 8 MeV 以上的高能区, 由于中子数随能量上升呈指数下降, 实验数据的不确定度很大, 有的实验相对不确定度可以达到 30%^[7]. 可见, 即便是作为研究得比较成熟的核素 ^{252}Cf , 高精度 PFNS 实验数据的需求仍然非常强烈. 对于 ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu 等主要锕系核素, 其中子诱发 PFNS 的需求更加明显. IAEA 专门设立一个协调研究项目对主锕系核素的 PFNS 进行数据评价和模型评估, 以获得裂变中子能量范围自热区到 20 MeV 的精确数据. 美国洛斯阿拉莫斯国家实验室和劳伦斯利弗莫尔国家实验室已将提高 ^{239}Pu 核素 PFNS 的测量精度列为其未来数年的重点研发计划之一^[8,9].

* 国家自然科学基金 (批准号: 11775196) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jjxy_02@aliyun.com

传统的测量PFNS的技术手段是采用裂变室,以裂变碎片的时间信号来标识裂变中子,通过中子飞行时间技术(n-TOF)获得裂变中子的能量分布^[10]. 这种方法的劣势在于使用的裂变材料非常少,通常为百微克至几十毫克量级,由于PFNS高能中子份额随中子能量呈指数下降,较少质量的裂变材料使能够探测到的裂变高能中子数目极少,这是导致PFNS高能段不确定度较大的一个重要原因. 而且,性能优良的裂变室在一般的实验室也不容易获得,目前尚未研制出专门用于PFNS测量的²³⁹Pu多层快裂变室^[11],这也是导致重要核素PFNS数据精度较差的原因之一. 另外,由于裂变室碎片信号脉冲高度谱甄别阈设置的不同(甄别效应),使得PFNS发生角度上的畸变^[12],从而导致谱数据在测量上产生差异. 因此,迫切需要发展一种全新的实验技术,克服裂变室在PFNS测量中带来的缺陷,以获得精度更高的PFNS数据. 最近几年出现了一种利用裂变 γ 标识技术测量PFNS的方法^[13],其原理是基于如下的物理事实:在一次裂变过程中,释放中子的同时释放7—8个 γ 射线光子,而非弹性散射效应产生的 γ 射线光子只有1—2个. 据此,可以通过裂变 γ 射线的多重性将裂变中子和其他杂散中子甄别出来,达到测量PFNS的目的.

本文建立了基于裂变 γ 标识技术的PFNS测量实验系统,该系统可用于14 MeV D-T中子诱发²³⁸U裂变的瞬发中子能谱测量研究. 利用该系统对²⁵²Cf自发裂变中子源的PFNS进行了实验测量,测量结果与传统的裂变室碎片标识法及ENDF/B-VII数据库的标准谱进行了比较,对新方法的裂变标识率以及实验不确定度也一并进行了分析.

2 实验装置

2.1 测量系统

实验测量系统如图1所示. 14 MeV D-T中子束由能量为134 keV的氘离子束轰击氘靶获得,中子束通过d(T,n) α 反应的伴随 α 粒子做标记,伴随 α 粒子标记方法可以极大地降低散射中子对测量结果的干扰^[14]. 伴随 α 粒子探测器由塑料闪烁体与光电倍增管耦合构成,闪烁体尺寸为 $\Phi 20$ mm \times 0.5 mm,型号为ST-401,放置于距离靶点8 cm位置处. 裂变核材料(²³⁸U)放置于标记中子束前方,距离源中子15 cm. 4支阵列裂变 γ 探

器采用探测效率高、信号上升时间快的BaF₂探测器,探测器围绕核材料样品放置,与样品保持等距离. 为了降低环境杂散 γ 的干扰,探测器采用厚度为3 cm的铅环进行屏蔽. 中子源与²³⁸U样品之间放置一个厚度为15 cm的锥形铜屏蔽体,用于阻挡源中子对BaF₂探测器的直接照射. 主探测器采用尺寸为 $\Phi 80$ mm \times 50 mm的茛晶体探测器,探测器放置于一个由铅、石蜡及碳酸锂组成的屏蔽体内,探测器前方放置一个长度为70 cm的铜柱影锥,用于屏蔽源中子对主探测器的影响,主探测器与样品之间的距离为100 cm. 测量系统的实物照片如图2所示.

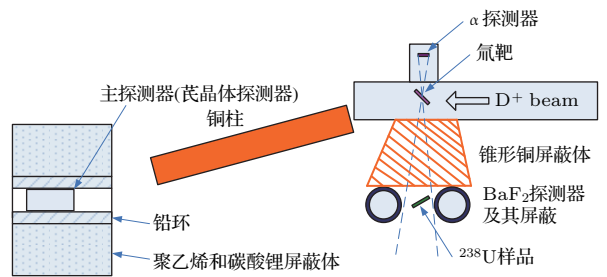


图1 基于裂变 γ 标识技术的PFNS测量实验系统(俯视图)
Fig. 1. Measurement experimental system of PFNS based on fission γ tagging technique (top view).

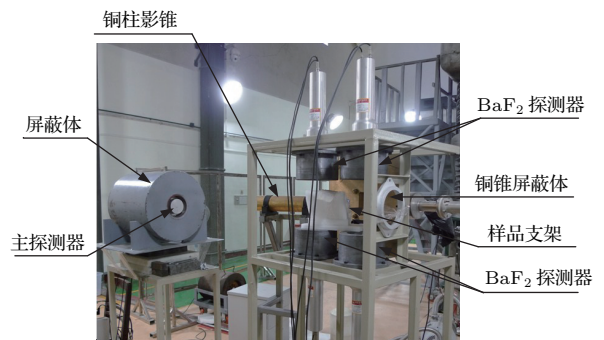


图2 测量系统实物照片(侧视图)
Fig. 2. Photo of measurement system (side view).

2.2 电子学系统

实验电子学系统如图3所示. 四路BaF₂探测器的阳极输出信号送入延迟线(ORTEC 463),分别调节延迟线的延迟时间,使得四路信号在送入多路常份额甄别器(CAEN 812)时达到几乎同步,812有两个输出端,“ Σ ”输出端可以获得“裂变 γ 多重谱”,“OR”输出端作为1#时幅转换器(ORTEC 567)的“start”信号. 塑料闪烁体探测器的阳极输出信号经过延迟后分成两路,一路信号送至1# 567的“stop”端,该567的输出端可获得“ α - γ 时间谱”;

另一路信号经过常份额甄别器 (ORTEC 584) 后, 送入 2#567 的 “stop” 端, 该 567 的输出端连接多道分析器 (ORTEC 927) 的输入端, 以获得中子飞行时间谱. 苣晶体探测器的阳极输出端经过常份额甄别器后分成两路, 一路送入 2# 567 的 “start” 端,

另一路与打拿极信号通过 “过零法” 进行中子、伽马甄别以获得 “n/γ 甄别谱” [15]. “裂变 γ 多重谱”, “α-γ 时间谱” 和 “n/γ 甄别谱” 三路信号送至多路符合器 (ORTEC 418) 进行三重符合, 418 的输出作为多道分析器的门信号.

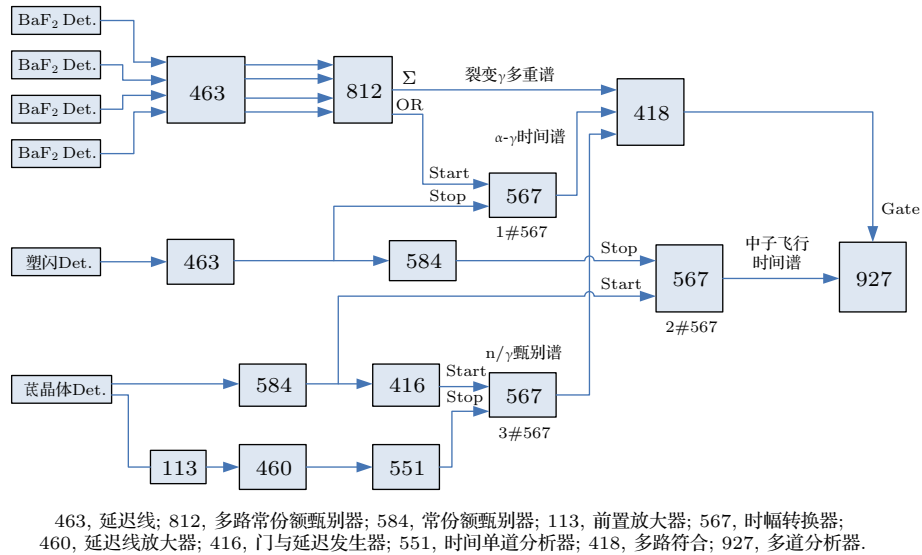


图3 PFNS 电子学系统框图

Fig. 3. Block diagram of PFNS electronics system.

3 实验过程与讨论

3.1 中子束定位

d(T,n) α 反应产生的 14 MeV 中子是向 4π 方向发射的, 而通过伴随 α 粒子探测器标记的锥形中子束则具有一定的方向性. 尽管通过几何关系可以推出标记中子束的大致位置, 但由于加速器在调试和运行过程中, D⁺ 离子束轰击靶的位置会发生

晃动, 从而使得被标记中子束的位置发生移动. 此外, d(T,n) α 反应产生的中子和 α 粒子出射方向在实验室参考系内并不是严格的直线关系, 而是有大约 7° 的偏角. 为此, 需要准确定位锥形中子束的位置, 为 ²³⁸U 样品的摆放提供参考. 锥形中子束定位原理如图 4 所示, 将一支小体积的中子探测器 (BC501A, 尺寸 Φ 50 mm × 50 mm) 放置在被标记的中子束内, 左右移动中子探测器, 测量关联中子谱线强度与探测器位置的关系. 只有当探测器处于

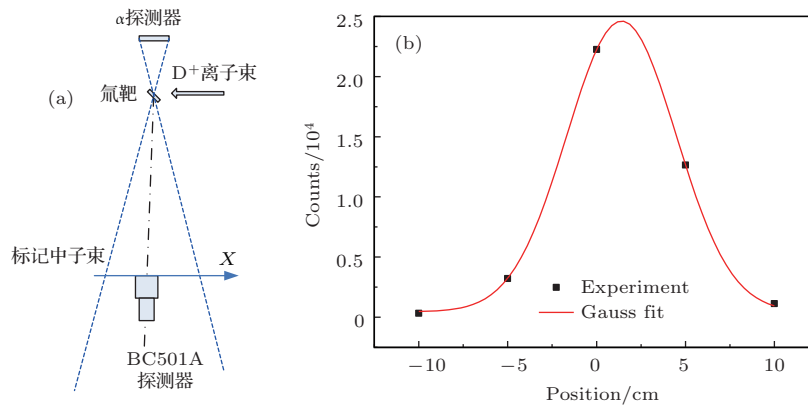


图4 标记中子束定位原理 (a) 及结果 (b)

Fig. 4. Positioning principle (a) and results (b) of tagging neutron beam.

标记中子束内时, 才有谱线出现; 当探测器处于标记中子束边缘时, 谱线强度则会减弱, 中子谱线强度以 α 粒子计数进行归一. 以垂直于 D^+ 离子束线方向偏左 7° 为0点(图中探测器所示位置), 测量5个位置的中子谱线强度, 测量结果通过高斯拟合后, 获得关联中子束位置为 $x = 1.4$ cm处, 该位置即为放置样品 ^{238}U 的最佳位置.

3.2 主探测器及调试

PFNS测量要求主探测器具有较高的探测效率、较快的上升时间和良好的 n/γ 甄别性能. 由于PFNS高能段裂变中子数目随能量上升急剧下降, 较高的探测效率有利于延伸PFNS的能量测量上限; 较快的上升时间有利于PFNS测量系统获得较好的能量分辨率; 良好的 n/γ 甄别性能有助于获得较为干净的PFNS. 目前中子能谱测量用得比较多的是苾晶体探测器和液体闪烁体探测器. 两种闪烁体的性能参数对比如表1所列^[16]. 可见, 由于苾晶体的密度较大, 发光衰减时间短, 在高效率和快时间响应两个方面均有较为明显的优势, 且获得大体积的苾晶体目前不存在技术问题. 在相同的能量阈值条件下, 对液体闪烁体探测器和苾晶体探测器的 n/γ 甄别性能进行了测试, 结果表明二者的 n/γ 甄别品质因子^[17]差别并不大. 因此, 本文选取了由乌克兰引进的尺寸为 $\Phi 80$ mm \times 50 mm的苾晶体作为主探测器.

表1 苾晶体和液体闪烁体性能参数对比^[16]
Table 1. Comparison of performance parameters of stilbene crystal and liquid scintillator^[16].

参数	液体闪烁体	苾晶体
发射光谱峰/nm	425	410
衰减时间(γ 激发)/ns	3.7	1.4
相对光输出(葱)/%	78	50—60
折射率	1.51	1.63
密度/ $\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$	0.898	1.16
含H原子数/ $\text{H}\cdot\text{cm}^{-3}$	4.96×10^{22}	4.66×10^{22}
分子式	$\text{C}_{14}\text{H}_{12}$ (等效)	$\text{C}_{14}\text{H}_{12}$
n/γ 甄别品质因子(相同阈)	2.34	2.11

由于裂变中子高能中子数目非常少, 主探测器的探测效率在本实验中显得极其重要. 此外, 测量所获得的裂变中子飞行时间谱在转换成能谱的

过程中也需要用到探测效率曲线. 为此, 本文利用 ^{252}Cf 裂变室对主探测器的中子探测效率进行了刻度, 方法是以裂变室碎片标记裂变事件作为起始信号, 以主探测器的中子信号作为终止信号, 测量裂变中子的飞行时间谱, 测量谱经过处理后与 ^{252}Cf 的标准中子谱进行对比, 从而获得一定阈值下的探测效率曲线^[17]. ^{252}Cf 裂变室由核物理与化学研究所李建胜等^[18]提供, 实验时中子强度约为 $4.5 \times 10^2 \text{ s}^{-1}$, 裂变碎片信号经过快前置放大器后的输出脉冲上升时间约为7 ns, 裂变碎片探测效率高于98.4%, 能清晰分辨 α 粒子信号和碎片信号. 阈值为0.663 MeV的中子探测效率刻度曲线如图5所示, 实验误差主要来源于统计误差和标准谱的误差. 为便于与理论比较, 采用蒙特卡罗程序MCNP5对苾晶体的探测效率进行了模拟计算, 计算结果示如图5所示(黑色空心方点). 可见, 在低能区(阈值以上至5 MeV)模拟计算效率与实验结果符合得比较好, 而在高能区(8—12 MeV), 模拟计算与实验结果的一致性较差, 且实验的不确定度比较大. 产生上述现象的原因是 ^{252}Cf 标准谱在低能区的不确定较小, 而在高能区的不确定度较大, 因此, 探测效率在5 MeV以下能区以实验值为准, 在5 MeV以上能区则以模拟计算值为准.

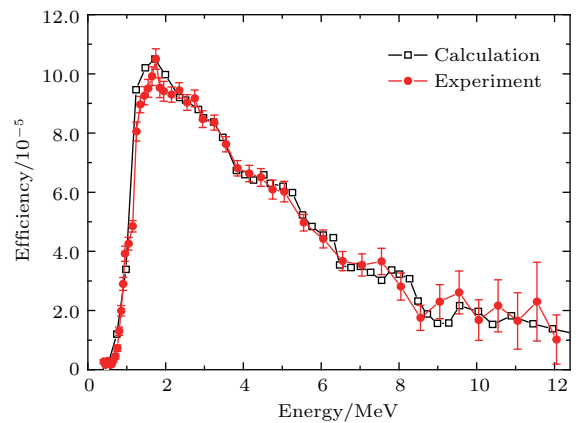


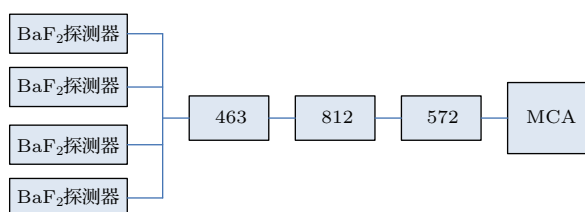
图5 苾晶体测器效率刻度结果与模拟计算对比
Fig. 5. Detection efficiency of stilbene crystal in experiment and in calculation.

苾晶体探测器由于晶轴的影响, 进行中子飞行时间谱测量时会产生各向异性效应, 这种效应与中子能量和中子入射角度有关, 因此, 进行PFNS测量过程中需要进行各向异性修正. 已有的研究表明^[19], 当中子入射方向与苾晶体晶轴的夹角很小(10° 以内)时, 探测器对各能量中子的各向异性修

正因子接近于1. 而当 neutron 入射方向与晶轴的夹角较大时, 不同能量中子的各向异性修正因子差异很大, 例如当中子垂直于探测器晶轴入射时, 2.5 MeV 中子的各向异性修正因子达到1.26, 而14.8 MeV 中子的各向异性修正因子则为1.15. 因此, 为了减小各向异性效应造成的差异, 瞬发裂变中子实验在探测器调试和测量过程中, 都应始终保持主探测器端面正对着待测中子(待测样品), 确保中子入射方向与晶轴之间的角度尽量小.

3.3 裂变 γ 多重数

PFNS 测量系统通过裂变 γ 多重数甄别非裂变中子, 即入射中子与样品发生裂变事件时, 会同时释放出7—8个 γ 光子, 而发生散射事件时, 释放1—2个 γ 光子, 通过裂变 γ 多重性实现对裂变事件的选择, 因而裂变 γ 多重数在 PFNS 测量中非常重要. 裂变 γ 多重数的测量方法如图6所示, 裂变 γ 由4个尺寸为 $\Phi 100 \text{ mm} \times 100 \text{ mm}$ 的 BaF_2 阵列探测器进行探测, 探测器阳极输出信号的上升时间低于40 ns, 快的上升时间有助于探测同时产生的多个裂变 γ 事件. 该方法的突出特点是使用了一个由意大利 CAEN 公司生产的插件——V812B (16路常份额甄别器). V812B的特点是, 在一个很短的时间窗口(十纳秒量级)内, 输出脉冲幅度正比于输入的脉冲数. 通过对阵列 BaF_2 探测器的信号进行输入、选择, 即可甄选出裂变 γ 的多重数分布. 实验中, 为了使用更窄的门宽, 四路 BaF_2 信号在进入 V812B 前增加一个延迟盒(ORTEC 463), 通过示波器调节四路信号几乎达到同步. 由于中子与核材料作用产生裂变 γ 的能量主要分布在0.25—4.75 MeV, 而其他作用(非弹、俘获)产生的 γ 能量主要为几万电子伏特^[20], 为了降低其他 γ 对裂变 γ 测量的干扰, 需要对探测器进行阈值设定. 设定的方法是利用 BaF_2 探测器对 γ 射线响应的线性关系, 通过标准



463, 延迟盒; 812, 16路常份额甄别器; 572, 主放大器

图6 裂变 γ 多重数分布电子学线路

Fig. 6. Electronics block diagram of measuring fission γ multiplicity.

^{137}Cs 源的0.622 MeV 特征 γ 射线确定裂变 γ 的探测下阈. 测量得到的 γ 多重数分布如图7所示. 由图7可知, 一重 γ 事件(即阵列探测器中任意一个探测到 γ 事例)最多, 达到三重(即阵列探测器中任意三个探测器同时探测到 γ 事例)以上的 γ 事件就已经很少了.

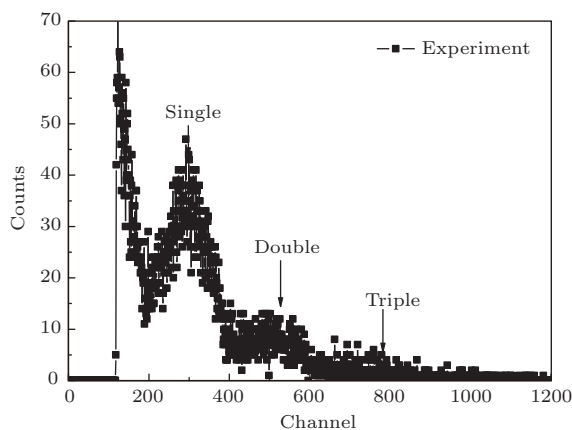


图7 裂变 γ 多重数分布测量结果

Fig. 7. Experiment results of measuring fission γ multiplicity.

3.4 PFNS 测量

将片状 ^{238}U 放置于 PFNS 测量系统的样品位置, 在中国工程物理研究院核物理与化学研究所 ns200 加速器上通过加速 D^+ 离子轰击氘靶, 获得14 MeV 的 D-T 中子, 通过 D-T 中子轰击 ^{238}U 样品使其发生裂变反应. 按照图3所示电子学系统框图搭建电子学测量系统, 以经过常份额甄别后的 α 信号作为开门, 通过常份额甄别的中子信号作为关门, 测量裂变中子飞行时间谱. 为了获得干净的裂变中子谱, 实验时, 需加上“三重符合”(α - γ 时间谱、 n/γ 甄别、裂变 γ 多重数).

14 MeV 的 D-T 中子诱发 ^{238}U PFNS (时间谱原始谱) 的测量结果示如图8所示.

测量结果显示, 裂变中子和 γ (甄别不干净) 的信号非常清楚地体现在多道谱上, 但是测量谱的计数率非常低. 测量时间为2000 s, 总计数为22, 计数率仅为0.011. 为此, 从理论上对计数率进行了估算. 假设加速器中子源中子产额 $N_0 = 1 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, 样品到中子源的距离 $h = 15 \text{ cm}$, 则样品位置的中子注量率 $N_n = N_0 / (4\pi h^2) = 1.273 \times 10^3 \text{ cm}^{-2}/\text{s}$. ^{238}U 样品尺寸为 $\Phi 3 \text{ cm} \times 0.5 \text{ cm}$, 质量 $m = 66.76 \text{ g}$, 则 ^{238}U 核子数目 $n = m / MN_A = 1.689 \times 10^{23}$ (M 为物质的摩尔质量, N_A 为阿伏

伽德罗常数). D-T 中子与 ^{238}U 的裂变反应截面 $\sigma_f = 1.13 \text{ barn} = 1.13 \times 10^{-24} \text{ cm}^2$, 因此每秒发生裂变的次数为 $nN_n\sigma_f = 2.43 \times 10^2 \text{ s}^{-1}$. 探测器为苾晶体, 尺寸为 $\Phi 8 \text{ cm} \times 5 \text{ cm}$, 探测器至样品的距离 $H = 100 \text{ cm}$. 裂变中子多重性 $N_{fn} = 3$. 探测器本征效率 $\eta_{\text{Eff}} = 10\%$. 因此, 探测器记录到中子的计数率为 $nN_n\sigma_f N_{fn} [\pi r^2 / (4\pi R^2)] \eta_{\text{Eff}} = 0.0114 \text{ s}^{-1}$. 估算的结果显示, 估算值与实测值是相符的. 但 0.01 s^{-1} 的计数率非常低, 要达到相应的统计数需要测量较长的时间. 计数率较低有如下两方面原因: 一方面是加速器中子产额较低, 如果加速器中子产额能够提高一个量级, 则计数率相应可达到 0.1 s^{-1} , 在这样的产额条件下, 若测量时间为 100 h , 高能中子 (9—10 MeV) 所占份额为 0.1% , 则高能区对应的计数 $N = 0.114 \text{ s}^{-1} \times 100 \text{ h} \times 3600 \times 0.1\% = 41$. 对应的统计误差为 15.6% . 若测量 150 h , 则统计误差为 12.76% . 这样的统计误差是可以接受的. 另一方面是 BaF_2 探测器实际探测效率较低, MCNP5 的模拟结果显示, 在当前的实验布局下单个 BaF_2 探测器对 γ 光子的实际探测效率约为 3% , 从而导致加上裂变 γ 多重数符合后, 系统有效计数率进一步降低.

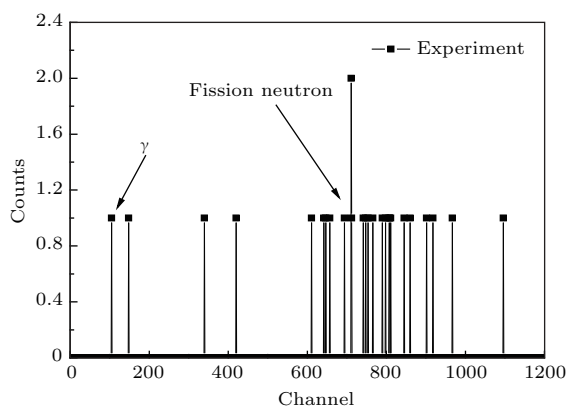


图8 D-T中子诱发 ^{238}U PFNS 实测结果
Fig. 8. PFNS measuring results of ^{238}U induced by D-T neutron.

实际中, 加速器中子产额要增加一个量级仍然有诸多难度, 且粒子技术本身也限制了中子产额不能过高, 因为中子产额过高会导致塑料闪烁体探测器过饱和. 为此, 采用 ^{252}Cf 自发裂变中子源对实验系统进行了验证测量. ^{252}Cf 源裂变中子产额约为 $2 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$, 将 ^{252}Cf 源放置于系统样品位置处. 测量电子学线路与图3基本一致, 只是不使用塑料闪烁体探测器, 而是以 BaF_2 探测到的裂变 γ 作为时间终止信号, 以苾晶体探测器阳极作为起始信号,

测量裂变中子飞行时间谱, 测量结果示如图9所示.

根据时间谱-能谱的转换关系^[21], 将飞行时间谱转换成中子能谱, 并考虑简单的不确定度(主要考虑统计数不确定度和探测效率不确定度), 获得 ^{252}Cf PFNS 如图10所示. 可见, 本实验能谱测量结果与 ENDF-BVII.1 数据库的评价数据符合得很好, 只是在高能段 (8 MeV 以上) 测量谱相对于数据库能谱有些“上翘”, 且能量越高这种“上翘”越明显. 这是由于高能段统计数较少, 且探测效率本身不确定度较大造成的. 测量的结果说明基于裂变 γ 标识法的 PFNS 测量技术是可行的, PFNS 测量系统是可靠的.

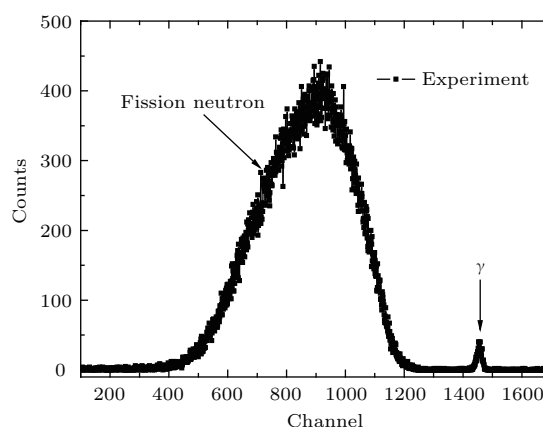


图9 ^{252}Cf 自发裂变源中子飞行时间谱
Fig. 9. Spectrum of neutron time-of-flight of spontaneous fission source ^{252}Cf .

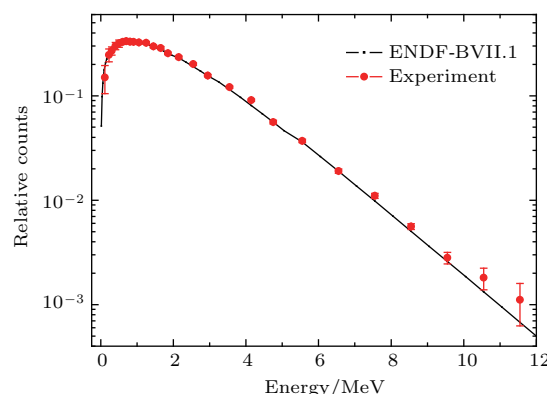


图10 ^{252}Cf PFNS 测量结果与 ENDF 数据库比较
Fig. 10. PFNS of ^{252}Cf in experiment and in ENDF/B-VII library.

为了比较裂变 γ 标识法与传统的裂变碎片标识法的优劣, 对裂变 γ 标识法的标识率进行了估算. 裂变标识率定义为实际被标识的中子数与应该被标识的中子数的比值, 表达式为

$$\eta = \frac{N_{\text{Exp}}}{N_f \bar{\nu}}, \quad (1)$$

式中 η 为裂变标识率, N_{Exp} 为实验测到裂变谱上的总计数, N_f 为裂变事件总数, ε 为探测器的平均探测效率, $\bar{\nu}$ 为平均一次裂变释放的中子数. N_{Exp} 可由裂变谱上的总计数直接读出, N_f 由裂变 γ 多重数总计数给出, 对于 ^{252}Cf , $\bar{\nu}$ 的取值为3.77, 主探测器的平均探测效率取值为20%, 代入数据后得到裂变标识率为6.22%. 相比于传统的裂变碎片标识法而言, 尽管裂变碎片法的裂变标识率几乎为100% (裂变室对碎片的探测效率), 但考虑所用核材料的质量, 裂变 γ 标识法(100 g量级)较裂变碎片标识法(微克至毫克量级)大很多, 因此PFNS测量中, 裂变 γ 标识法较裂变碎片标识法相较于裂变碎片标识法仍然有一定的优势.

4 结 论

开展了PFNS测量技术研究, 建立了基于裂变 γ 标识法的PFNS实验测量系统, 对系统各部分进行了详细介绍. 对14 MeV中子诱发 ^{238}U PFNS进行了测量, 明确了影响测量系统计数率的两个重要因素: 加速器中子产额和裂变 γ 探测效率. 利用 ^{252}Cf 中子源对PFNS测量系统进行验证, 测量获得了 ^{252}Cf 源的PFNS并给出了不确定度评价, 结果表明能谱测量结果与ENDF-BVII.1数据库的评价数据符合得较好, 说明基于裂变 γ 标识法的PFNS测量技术是可行的. 通过对裂变 γ 标识法的标识率进行了测量, 并与传统的碎片标识法进行了对比, 说明裂变 γ 标识法在PFNS测量中较裂变碎片标识法仍然有一定的优势. 未来考虑采用中子产额更高的加速器中子源或者白光源, 可以获得精度更高的中子诱发重要核素裂变的瞬发中子能谱数据.

感谢四川大学原子能科学技术研究所安竹教授提供的帮助, 感谢加速器组刘湾、刘百力、黄瑾等同志提供加速器运行.

参考文献

- [1] Huang H X, Ruan X C, Ren J, Nie Y B, Li G W, Luan G Y 2017 *Nucl. Phys. Rev.* **34** 252 (in Chinese) [黄翰雄, 阮锡超, 任杰, 聂阳波, 黎光武, 栾广源 2017 原子核物理评论 **34** 252]
- [2] Wen W P, Li G W, Wang H K 2017 *At. Eng. Sci. Tech.* **51** 230 (in Chinese) [文卫平, 黎光武, 王宏凯 2017 原子能科学技术 **51** 230]

- [3] Haight R C, Wu C Y, Lee H Y, Taddeucci T N, Perdue B A, O'Donnell J M, Fotiades N, Devlin M, Ullmann J L, Bredeweg T A, Jandel M, Nelson R O, Wender S A, Neudecker D, Rising M E, Mosby S, Sjue S, White M C, Bucher B, Henderson R 2015 *Nucl. Data Sheets* **123** 130
- [4] Haight R C, Lee H Y, Taddeucci T N, O'Donnell J M, Perdue B A, Fotiades N, Devlin M, Ullmann J L, Laptev A, Bredeweg T, Jandel M, Nelson R O, Wender S A, White M C, Wu C Y, Kwan E, Chyzh A, Henderson R, Gostic J 2014 *Nucl. Data Sheets* **119** 205
- [5] Neudecker D, Taddeucci T N, Haight R C, Lee H Y, White M C, Rising M E 2016 *Nucl. Data Sheets* **131** 289
- [6] Blain E, Daskalakis A, Danon Y 2014 *Nucl. Data Sheets* **119** 209
- [7] Kocak M, Ahmadvov H, Dere G 2014 *Ann. Nucl. Energy* **70** 82
- [8] Noda S, Haight R C, Nelson R O, Devlin M, O'Donnell J M, Chatillon A, Granier T, Bélier G, Taieb J, Kawano T, Talou P 2011 *Phys. Rev. C* **83** 034604
- [9] Chatillon A, Bélier G, Granier T, Laurent B, Taieb J, Noda S, Haight R C, Devlin M, Nelson R O, O'Donnell J M 2014 *Phys. Rev. C* **89** 014611
- [10] Ethvignot T, Devlin M, Drosog R, Granier T, Haight R C, Morillon B, Nelson R O, O'Donnell J M, Rochman D 2003 *Phys. Lett.* **575** 221
- [11] Taieb J, Laurent B, Bélier G, A Sardet, C Varignon 2016 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A* **833** 1
- [12] Blain E, Daskalakis A, Block R C, Barry D, Danon Y 2016 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A* **805** 95
- [13] Woodring M L, Egan J E, Kegel G R, Desimone D J 2008 *J. Radioanal. Nucl. Chem.* **276** 707
- [14] An L, He T, Zheng P, Wang X H, Guo H P, Yang J, Zhu C X, Mou Y F 2013 *High Power Laser Particle Beams* **25** 3045 (in Chinese) [安力, 何铁, 郑普, 王新华, 郭海萍, 阳剑, 朱传新, 牟云峰 2013 强激光与粒子束 **25** 3045]
- [15] He T, Zheng P, Xiao J, Zhu C X, Yang J, Guo H P 2017 *Appl. Radiat. Isot.* **124** 56
- [16] Ji C S 1990 *Nuclear Detection and Experimental Manual* (Beijing: Atom Energy Press) p312 (in Chinese) [汲长松 1990 核辐射探测器及其实验技术手册 (北京: 原子能出版社) 第312页]
- [17] Yan J, Li C, Liu R, Jiang L, Lu X X, Wang M 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 32901 (in Chinese) [言杰, 李澄, 刘荣, 蒋励, 鹿心鑫, 王玫 2011 物理学报 **60** 32901]
- [18] Li J S, Zhang Y, Jin Y, Li R L 2001 *Nuclear Electronics and Detection Technology* **21** 264 (in Chinese) [李建胜, 张翼, 金宇, 李润良 2001 核电子学与探测技术 **21** 264]
- [19] Hansena W, Richter D 2002 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A* **476** 195
- [20] Qin J G 2016 *Ph. D. Dissertation* (Hefei: University of Science and Technology of China) (in Chinese) [秦建国 2016 博士学位论文 (合肥: 中国科学技术大学)]
- [21] Chen J X, Shi Z M, Tang G Y 1993 *Nuclear Electronics and Detection Technology* **13** 323 (in Chinese) [陈金象, 施兆民, 唐国有 1993 核电子学与探测技术 **13** 323]

A novel method to measure prompt fission neutron spectrum based on fission γ tagging technique*

He Tie^{1)2)3)†} Xiao Jun²⁾³⁾ An Li²⁾³⁾ Yang Jian²⁾³⁾ Zheng Pu²⁾³⁾

1) (Key Laboratory of Radiation Physics and Technology, Ministry of Education, Institute of Nuclear Science and Technology, Sichuan University, Chengdu 610064, China)

2) (Institute of Nuclear Physics and Chemistry, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

3) (Key Laboratory of Neutron Physics, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

(Received 29 March 2018; revised manuscript received 5 August 2018)

Abstract

The high-accuracy nuclear datum of prompt fission neutron spectrum (PFNS) is not only an important parameter for evaluating nuclear data, but also relevant to a more fundamental understanding of the fission process. However, the PFNS experimental data of main actinides (uranium and plutonium) are very scarce and the existing experimental data are in significant discrepancy. The error of some experimental data is markedly large: the relative uncertainty value reaches above 30%. In order to clarify these discrepancies and reduce the uncertainty, more reliable and accurate fission spectrum measurements are necessary. Most of the traditional measurements of the PFNS rely on time-of-flight technique. In this technique the fission sample needs to be prepared in a fission chamber and the fission neutron is identified by fission fragment. Since the particle range of fission fragment is very short, the thickness of sample is limited. So the number of samples cannot be large and the statistic count of fission neutrons will not be great either. Now a new technique to measure PFNS has appeared based on fission gamma multiplicity, which could be used to discriminate fission neutron from other neutrons. The new technique is based on a physical fact: when a fission event happens, seven-to-eight associated gamma photons are emitted while the inelastic scattering effect emits only one or two associated gamma photons. Accordingly, the fission neutron could be discriminated from other neutrons by fission gamma multiplicity. The principles of the new method and the realizing approach are presented in detail. The experimentally measuring system is established. A spontaneous fission neutron source ^{252}Cf is used to measure the PFNS in order to validate the measuring system. The measured spectra are compared with those of ENDF/B-VII library. The PFNS of ^{238}U induced by D-T neutron is measured by the measuring system. The results show that the new method based on fission gamma identification is available in the measuring of PFNS. The identification efficiency, the total uncertainty analysis of the new method and the suggestion for improvements in the future are also included in the paper.

Keywords: prompt fission neutron spectra, fission γ , ^{252}Cf spontaneous fission, fission γ tagging

PACS: 25.40.-h, 25.85.Ec, 28.20.-v

DOI: 10.7498/aps.67.20180563

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11775196).

† Corresponding author. E-mail: jjxy_02@aliyun.com