

中子诱发伽马产生截面测量中的谱分析技术*

肖石良¹⁾²⁾ 王朝辉^{2)†} 吴鸿毅²⁾ 陈雄军²⁾孙琪²⁾ 谭博宇²⁾ 王昊²⁾ 齐福刚^{1)‡}

1) (湘潭大学材料科学与工程学院, 湘潭 411105)

2) (中国原子能科学研究院核数据重点实验室, 北京 102413)

(2023 年 12 月 18 日收到; 2023 年 12 月 29 日收到修改稿)

在中子反应截面测量中, 瞬发 γ 射线法是一种通过测量核反应放出的特征 γ 射线来得到截面数据的方法, 这种方法能够避免竞争反应道产生的干扰. 但是瞬发 γ 射线法为在线实验, 本底来源丰富, 造成了在线实验谱分析难度大, 结果不确定性高. 本文研究了使用瞬发 γ 射线法测量中子诱发伽马产生截面的谱分析技术, 总结了中子诱发伽马产生截面测量中不同特征峰形成的物理过程, 降低了在线实验谱处理过程中计算效应峰净面积的不确定度. 通过采用各种响应函数来对全能峰、本底以及干扰因素进行拟合的方法, 精确提取了效应峰的净面积. 针对弱峰的净面积, 本方法可将峰区域选取引起的波动从 30% 降低到 1% 以内, 且净面积拟合值与理论值的差距与统计不确定度相当; 对于解重峰, 本方法所得结果与理论值差距显著低于 1%. 通过效率曲线分析、拟合优度计算等方法同时验证了谱分析方法的可靠性.

关键词: 瞬发 γ 射线法, 伽马产生截面, 谱分析, 中子, 高纯锗**PACS:** 29.30.Kv, 29.85.Fj**DOI:** 10.7498/aps.73.20231980

1 引言

核数据是用于描述具有一定能量的入射粒子与原子核相互作用的核反应数据, 及描述单个核素基本性质的核结构和放射性衰变数据的统称^[1]. 核数据的精度对于核数据的应用至关重要. 中子核数据, 研究中子与原子核通过强相互作用发生各种反应, 如弹性散射、非弹性散射、发射多个中子的 (n, xn) 反应、产生带电粒子等反应. 中子核数据在核能、防护、国防等领域具有重要意义. 上述反应中, 发射粒子的概率与反应道的打开随着入射中子能量变化, 并且除中子弹性散射外, 几乎所有

的反应都伴有反应余核放射出的瞬发特征 γ 射线. 在运用直接测量反应出射粒子的方法对这些截面进行测量时, 实验上常常很难区分测到的中子是来自哪个反应; 或者所测带电粒子在样品内射程很短, 样品厚度受到限制, 测量有一定的难度, 瞬发 γ 射线法可以避免这些问题, 且测量方法相对简单. 核反应后, 处于激发态的剩余核是不稳定的, 它要直接退激或级联退激到基态, 通过发射 γ 射线方式退激半衰期大多在 10^{-4} — 10^{-16} s 之间, 跃迁几率与半衰期成反比^[2]. 在实验上, 可以通过高能量分辨率和强反应道鉴别能力的探测器来测量这些出射的瞬发特征 γ 射线, 计算该反应道余核的瞬发特征 γ 射线产生截面, 并与理论程序计算结果相结合得到该反应道的中子反应截面, 这种间接测量中子反

* 稳定支持基础科研计划 (批准号: BJ010261223282) 和国防科技工业抗辐照应用技术创新中心创新基金 (批准号: KFZC2021010101) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: ngamma@163.com

‡ 通信作者. E-mail: qifugang@xtu.edu.cn

应截面的方法称为瞬发 γ 射线法^[3]. 常用的 γ 射线探测器有 NaI(Tl), BaF₂, LaBr₃ 等闪烁体探测器以及 Ge(Li), Si(Li), HPGe 等半导体探测器, 其中 HPGe 探测器可以达到最高的能量分辨, 能够得到最精细的伽马能谱, 这对瞬发 γ 射线法至关重要.

瞬发 γ 射线法能够避免竞争反应道产生的干扰, 但由于测量的是反应余核发射的瞬发特征 γ 射线, 需进行在线实验测量. 在线实验在捕获瞬发特征 γ 射线的同时, 不可避免地伴随着强本底和高计数问题. 中子反应截面的精度常常要求在 5% 以内, 因此相对于其他在线实验而言, 通常需要更精确的全能峰计数, 虽然使用 HPGe 探测器已经能够最大程度地获得分立的 γ 射线峰, 但重峰问题和本底干扰问题依然严重, 这些问题不适合通过符合测量加以解决. 因此要给出更精确的特征峰面积, 准确的峰形参数与本底评估变成了需要解决的关键问题. 现在常用的解谱软件均具有一定的解谱能力, 如 ORTEC 公司的 GammaVision 软件^[4]、Cannberra 公司的 Genie 软件^[5]等, 然而在处理全能峰分布密集、本底计数高、弱峰数量多的在线实验谱时, 这些软件常不能满足实验人员的需求, 并且伽马谱分析的主要不确定度来自特征峰净面积的获取^[6], 因此为提升中子诱发伽马产生截面数据的精度, 需针对中子在线实验的伽马谱分析方法进行全面的, 并结合具体的实验条件和探测器状况进行综合分析.

2 实验条件

本文实验在中国原子能科学研究院 HI-13 串列加速器瞬发 γ 射线实验平台进行, 在线实验装置示意图如图 1 所示^[7], 加速器产生的不同能量的 D⁺束与气体靶的 D₂ 反应产生不同能量的中子, 经过屏蔽体和准直器引出 0° 方向的中子. 在 30°, 70°, 110° 和 150° 这 4 个方向各放置 1 个 Clover 探测器,

Clover 探测器是由 4 块间距不超过 1 mm 的高纯锗晶体紧密排放成四叶草形状所组成, 本装置所用的 Clover 探测器由 4 块相对探测效率约为 40% 的 N 型同轴高纯锗晶体组成, 且能量分辨在 1332.5 keV 下均优于 2.2 keV, 样品与探测器探窗表面距离均为 25 cm, 在束线末端放置一个中子收集器和一个液闪探测器用于监视中子通量.

数据获取系统采用北京大学开发的通用数字化获取系统^[8-10], 高纯锗和液闪探测器分别连接到 100 MHz 和 500 MHz, Pixie-16 采集模块.

3 理论方法

3.1 全能峰和本底描述

对于瞬发 γ 射线法测量的强本底上的全能峰, 峰形拟合的好坏决定了所得峰面积的精度. 根据半导体探测器全能峰形成的物理机制, 使用下列函数作为第 i 个峰的峰形函数^[11]:

$$y(j) = A_i \exp\left[\frac{(j - E_i)^2}{\delta_i^2}\right] + \alpha_i \exp\left(\frac{j - E_i}{\beta_i}\right) \times \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{j - E_i}{\delta_i} + \frac{\delta_i}{2\beta_i}\right), \quad (1)$$

$$\operatorname{erfc}(j) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_j^\infty \exp(-t^2) dt, \quad (2)$$

式中, $y(j)$ 为第 j 道的计数. 函数的第一项为高斯函数, 用来表示伽马峰的主体, 其中 A_i 是幅度, E_i 是峰中心位置, δ_i 是高斯的宽度参数; 函数的第二项为低能尾函数, 函数中所用到的余误差函数表达式如 (2) 式所示, 用来描述探测器中不完全的电荷收集及脉冲在前置放大器中的堆积效应而产生的较低的脉冲高度, 其中 α_i 是幅度参数, β_i 是指数衰减因子.

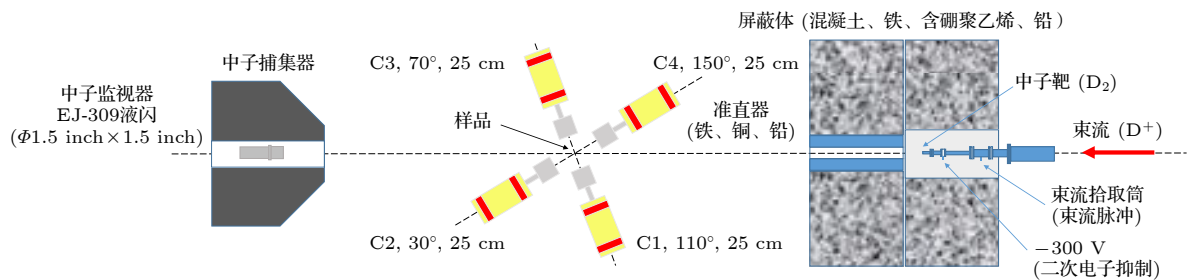


图 1 瞬发 γ 射线平台在线实验装置示意图

Fig. 1. Schematic diagram of online experimental setup of prompt γ ray platform.

在全能峰的峰面积计算中, 准确的本底评估也是影响净面积的一个关键因素. 相比直线本底扣除, 阶跃本底扣除受到更为广泛的认可^[12-14], 本工作选择如下本底描述函数^[15]:

$$B(j) = h_i \cdot \frac{1}{2} \cdot \operatorname{erfc}\left(\frac{j - E_i}{\delta_i}\right) + \sum_{i=0}^5 a_i j^i, \quad (3)$$

其中, $B(j)$ 表示第 j 道本底的计数, 本底函数分为两部分, 前一部分用于描述伽马峰自身所引发的本底基线在该峰左右两侧的高度差异, 其中 h_i 是峰左右两侧的高度差, E_i 与 δ_i 为对应的射线峰函数(1)式中的值; 后一部分多项式表示本底基线中变化比较平坦的区域.

拟合结果的优劣通过拟合优度 χ^2 来评价:

$$\chi^2 = \frac{1}{N - M} \sum_{j=1}^N \frac{[y_j - f(j, \theta)]^2}{y_j}, \quad (4)$$

其中, N 是拟合区域的长度, M 是自由变量的个数, y_j 是第 j 道的实验值, $f(j, \theta)$ 为拟合函数在第 j 道的数值, θ 为拟合函数的参数.

3.2 康普顿平台与中子非弹性散射峰描述

康普顿效应是入射伽马光子与原子核的核外电子之间发生的非弹性碰撞过程^[16]. 康普顿效应中光子只损失掉一部分能量, 反冲电子在能谱中形成康普顿平台, 康普顿平台的边缘对应反冲电子能量的最大值 E_{\max} 表示为

$$E_{\max} = \frac{E_\gamma}{1 + m_0 c^2 / (2E_\gamma)}, \quad (5)$$

其中 E_γ 为入射的 γ 射线能量. 当特征伽马峰位于平台的平坦区域上, 本底扣除相对简单, 但特征伽马峰落在其他峰的康普顿边缘时, 由于康普顿边缘的陡峭性, 本底形状较为复杂, 从物理机制出发, 需要使用函数拟合康普顿边缘帮助进行本底扣除. 如(6)式所示, 使用一个 β 值很大的指数尾函数描述康普顿散射形成的康普顿平台^[11]:

$$K(j) = \alpha_i \exp\left(\frac{j - E_i}{\beta_i}\right) \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{j - E_i}{\delta_i} + \frac{\delta_i}{2\beta_i}\right), \quad (6)$$

其中, $K(j)$ 表示第 j 道的康普顿平台计数, α_i 为高度参数, E_i 为康普顿边缘能量所对应的位置, β_i 为左侧衰减因子, δ_i 为右侧下降速率因子. 当 β_i 值很大时, 左侧呈现高起点、慢上升的趋势, 而 δ_i 主要作用于右侧的衰减, 当 δ_i 值越大时, 右侧的衰减变得越慢.

对于在线实验, 中子是不可避免的本底事件源, 在线实验谱中能观察到具有明显特征的中子效应峰, 表1列出了锆的多种同位素与中子的主要非弹性散射峰^[17]. 中子效应峰由中子使 Clover 探测器中的锆激发后退激所产生的 γ 射线被俘获产生的尖锐射线峰和锆晶体与中子发生非弹性散射产生的高能拖尾共同组成^[18], 对于 $(n, n'e^-)$ 反应, 锆退激仅通过发射内转换电子, 故不出现退激 γ 射线部分^[19]. 当实验所测的特征 γ 射线峰与中子效应峰重叠时, 准确排除非弹性散射峰的干扰能更好地评估本底.

$$N_\gamma(j) = A_i \exp\left(-\frac{(j - E_i)^2}{\delta_i^2}\right) + \alpha_i \exp\left(-\frac{j - E_i}{\beta_i}\right) \times \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(-\frac{j - E_i}{\delta_i} + \frac{\delta_i}{2\beta_i}\right), \quad (7)$$

$$N_e(j) = \alpha_i \exp\left(-\frac{j - E_i}{\beta_i}\right) \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(-\frac{j - E_i}{\delta_i} + \frac{\delta_i}{2\beta_i}\right), \quad (8)$$

(7) 式函数用于拟合带有尖锐射线峰的锆非弹性散射峰^[18], (8) 式函数去除了高斯部分, 用于拟合不带有尖锐射线峰的锆非弹性散射峰, 可以更准确地评估落在该峰上的特征伽马峰的本底. 式中, $N_\gamma(j)$ 和 $N_e(j)$ 表示第 j 道所观察到的中子非弹性散射峰的计数, $N_\gamma(j)$ 函数前一部分用来表示谱中观察到的尖锐射线峰, A_i 是高斯函数的幅度, E_i 是尖锐射线峰的中心道位置, δ_i 是高斯函数的宽度; 后一部分用来表示所观察到的陡上升沿和长拖尾,

表1 锆的多种同位素与中子的主要非弹性散射峰^[17]
Table 1. Major inelastic scattering peaks of various isotopes of Ge with neutrons.

反应类型	(n, n γ)				(n, n'e $^-$)	
锆的同位素	⁷⁰ Ge	⁷² Ge	⁷⁴ Ge	⁷⁶ Ge	⁷⁰ Ge	⁷² Ge
	176.2	630.0	595.9	545.5	1215.4	691.6
γ 射线能量/keV	1039.3	834.1	608.4	562.9	—	—
	—	—	867.9	1108.4	—	—
	—	—	1204.2	—	—	—

为余误差函数和指数函数的结合, α_i 是峰形的幅度, E_i 和 δ_i 与峰形函数的高斯部分相等, β_i 是长拖尾的衰减因子.

4 实验谱分析

4.1 伽马谱分析

4.1.1 全能峰拟合

为了更好地进行全能峰峰形拟合, 需要增加统计量和尽量减少外界因素的干扰, 使用标准源进行全能峰峰形拟合, 以便更好地确定拟合函数和参量, 并验证方法的可靠性. Clover 探测器离线刻度在铅室中进行, 实测铅室内 1.5 MeV 以下本底计数为 3.73 cps, 测量了 5, 10, 15 和 20 cm 源距的 ^{152}Eu 标准源刻度谱. 对于 ^{152}Eu 选取 244.697, 443.965, 778.904, 1212.948 keV 这 4 个特征 γ 射线提取峰形参数. 高斯峰宽度变化参数 δ 和指数尾函数衰减变化参数 β 被认为是与探测器相关的参数, 可以通过

探测器进行初始校准^[20]. 通过对这 4 个峰形完整、附近无干扰峰的特征 γ 射线的拟合, 确定了峰形参数的基准信息, 得出参数 δ 和参数 β 随能量的变化规律, 在处理在束实验数据时, 利用这些峰形参数, 可以更好地拟合受到干扰因素影响的特征 γ 射线.

图 2 展示了 Clover 探测器峰形参数 δ 与 β 的拟合结果, 峰宽度变化参数 δ 在所有源距上随着能量变化出现一致的趋势, 在同一能点随着距离的减小产生小幅度增加, 这是由于在源活度不变的情况下, 距离越近, 探测器信号堆积越多, 探测器的分辨受此影响会小幅变差. 低能尾变化参数 β 随着距离的减小有一定程度的增大, 这种增大同样是由于源距减小导致信号堆积情况增大, 且在距离越近时, 受到的影响越大. 针对所得的 δ 与 β 和源距以及能量之间的关系, 对比了不同源距时同一能量的特征 γ 射线峰的峰形, 图 3 给出了 344.278 keV 和 1212.948 keV 在不同源距下的峰形, 可以看出, 峰形的半高宽和前拖尾状况确实存在与距离相关性.

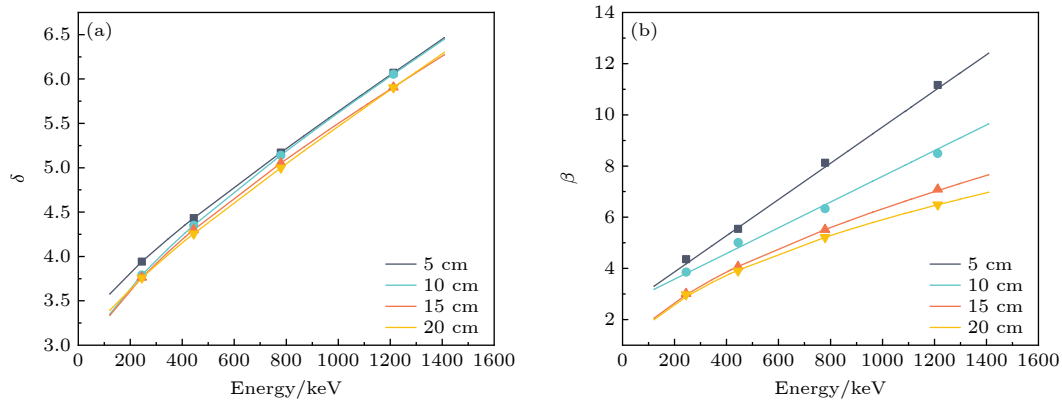


图 2 Clover 探测器特征峰参数拟合 (a) δ 拟合结果; (b) β 拟合结果

Fig. 2. Clover detector characteristic peak parameter fitting: (a) δ fitting results; (b) β fitting results.

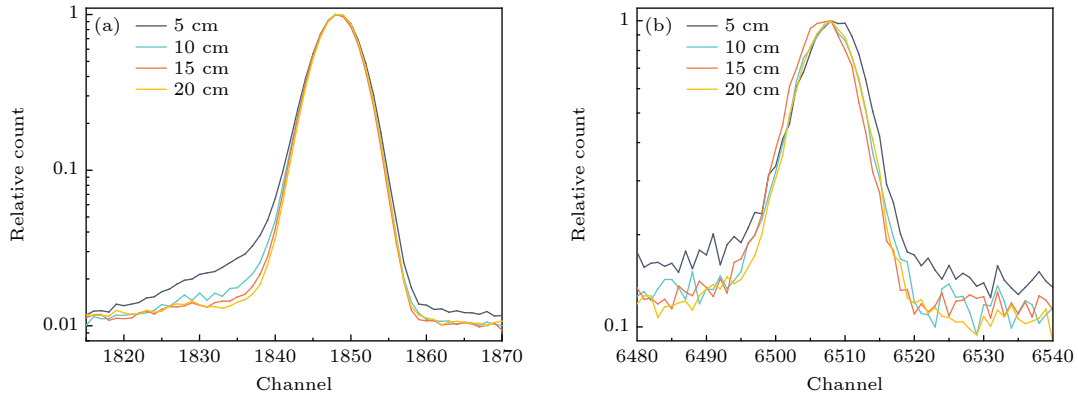


图 3 Clover 探测器不同源距同一能量的特征 γ 射线峰峰形对比 (a) 344.278 keV 射线峰; (b) 1212.948 keV 射线峰

Fig. 3. Comparison of the peak shapes of the characteristic gamma ray peaks of the clover detector at different source distances and the same energy: (a) 344.278 keV ray peak; (b) 1212.948 keV ray peak.

为进一步验证峰形参数的规律性,在铅室内使用相对探测效率 72% 的同轴型 HPGe 探测器进行了 ^{152}Eu 标准源测量,同样取 4 个峰形完整的特征 γ 射线峰进行峰形拟合并提取峰形参数,结果如图 4 所示,峰形参数 δ 和 β 随能量有同样的变化规律,但峰形参数 δ 和 β 随着距离变化没有 Clover 探测器明显,分析认为是由于晶体尺寸和晶体品质影响,其固有的拖尾情况比 Clover 晶体明显,堆积影响与固有拖尾相比表现不明显.从图 5 所展示的 443.965 keV 和 1212.948 keV 特征峰随距离变化的峰形也可看出峰形随距离变化并不明显.

对于峰形中的主体高斯部分,宽度参数 δ 符合伽马谱在探测器中的展宽规律:

$$\text{FWHM} = a + b\sqrt{E} + cE^2, \quad (9)$$

其中, $\text{FWHM} = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma$, $\delta = \sqrt{2}\sigma$, a , b , c 为系数.实践发现尾函数的指数衰减参数 β 存在与 δ 类

似的规律,因此用该函数对 β 进行拟合得到尾函数规律的系数值,使用拟合得到的峰形函数规律值对其他峰进行拟合并计算 χ^2 ,拟合结果均较好,验证了该方法的可行性和可靠性.

不同实验目的和实验条件的在线实验,探测器的布局方式和关注能点有明显的差异,通过研究和明确 δ , β 和源距以及能量之间的关系,可以更合理、更高效地确定各探测器和能点的拟合参量,得到更精确的峰面积,减小截面值的不确定度.

对于中子诱发伽马产生截面测量实验而言,计数率约为 200—1000 cps,与当前刻度源效果相当,探测距离通常在 15—30 cm,信号堆积不明显,峰形参数 δ 与 β 变化较小,对探测器摆放设置不敏感,且实践发现 δ 与 β 小幅变化对峰面积拟合结果影响很小.对于计数率大于 10^4 cps 的信号堆积严重的情况,也可以通过高计数率的探测器刻度来得到与实验情况一致的峰形参数.

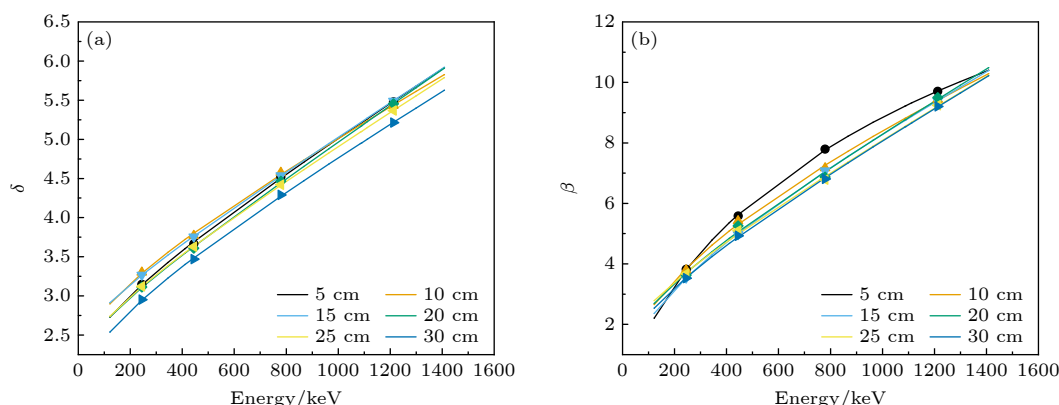


图 4 同轴 HPGe 特征峰参数拟合 (a) δ 拟合结果; (b) β 拟合结果

Fig. 4. Parameter fitting of coaxial HPGe of the characteristic gamma ray peaks: (a) δ fitting results; (b) β fitting results.

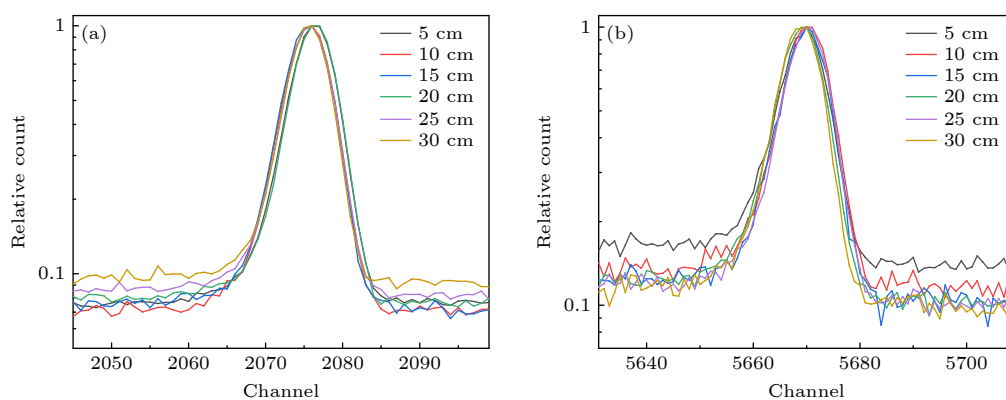


图 5 同轴 HPGe 探测器不同源距同一能量的特征 γ 射线峰峰形对比 (a) 443.965 keV 射线峰; (b) 1212.948 keV 射线峰

Fig. 5. Comparison of the peak shapes of the characteristic gamma-ray peaks of coaxial HPGe detectors with different source distances at the same energy: (a) 443.965 keV ray peak; (b) 1212.948 keV ray peak.

4.1.2 弱峰拟合

GammaVision 使用 n 点平均方法进行本底估计, 在峰的左右两侧选择定点作为本底估算区间界点, 以每个界点附近 n 个点的平均值作为该点的数据值, 峰下本底是这两个值之间的直线^[3]. 当射线峰计数足够高时, n 点平均方法与其他本底计算方法几乎没有差距, 但在面对强度低的弱峰时, 由于峰左右两侧的本底统计波动相对峰高较大, 故使用 n 点平均方法时很容易造成本底扣除过多或过少. 以 ^{152}Eu 的 656.489 keV 峰为例, 656.489 keV 的分支比为 0.1441%, 通过所得到的效率曲线以及发射率计算 656.16 keV 计数的理论值应为 3271. 我们选取三个不同的 ROI 区域, 分别使用 GammaVision、刻度参数拟合以及高斯拟合进行处理, 拟合结果如图 6 所示, 得到的 3 个全能峰净计数结果在表 2 列出, 可以发现由于所选 ROI 区域的不同, 所得全能峰净计数差距极大. 使用本文所述组合函数对三个不同的拟合区域进行拟合并计算全能峰面积, 结果见表 2. 三个不同区域选择 GammaVision 所得面积波动达到了 30%, 本方法所得的面积波动仅仅为 0.19%, 对比探测效率计算的理论净面积与 GammaVision 的结果, 最大偏

差达到了 16.6%, 最小也有 9%, 与本方法的结果对比, 偏差最大也在 4% 以内, 最小为 2%, 证明本方法结果更接近真实值且受 ROI 区域影响小. 为了避免偶然性事件, 以同样的方式处理 ^{152}Eu 的 841.574 keV 峰, 841.574 keV 峰的分支比为 0.168%, 通过效率曲线计算理论净计数为 3115, 本方法的面积波动最小, 且净面积拟合值与理论值的差距与统计不确定度相当, 证明本方法对 ROI 引起的本底扣除结果的波动存在优化, 能够获得不确定度更小的特征峰净面积.

4.1.3 重峰分解

在线实验中, 即使对于分辨率极高的高纯锗探测器, 在谱图中也经常出现两个或多个能量接近的伽马峰部分重叠形成重峰现象. 以 ^{152}Eu 的 1085.837 和 1089.737 keV 为例, 使用两峰形函数 ((1) 式) 相加来代表峰形的重叠, 并应用前期刻度的 δ 和 β 值进行重峰拟合, 拟合结果如图 7 所示. 由于两个峰的能量很接近, 探测效率变化影响很小可以忽略, 所以两个峰的面积之比应该近似等于两峰的强度之比, 通过拟合得到两个峰的面积之比为 5.836, 与二者的强度之比 5.830 相差约 1%, 证明拟合结果十分可靠. 为进一步验证本方法的解重

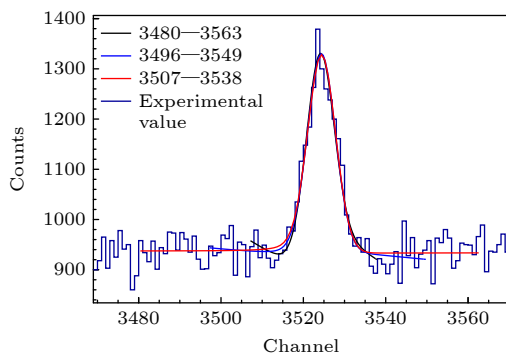


图 6 不同 ROI 区域本方法拟合结果

Fig. 6. Fitting results of this method for different ROI regions.

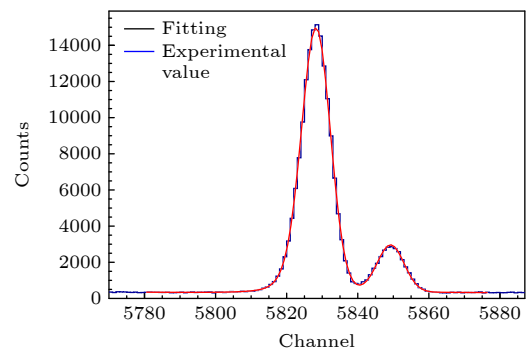


图 7 ^{152}Eu 中 1085.837 keV 与 1089.737 keV 拟合结果

Fig. 7. Fitting results of 1085.837 keV and 1089.737 keV in ^{152}Eu .

表 2 不同 ROI 区域两种处理方法计数

Table 2. Counts of two method for different ROI regions.

γ 射线能量/keV	ROI区域/channel	GammaVision	高斯拟合	本工作
656.16	3507—3538	3567	3714	3405
	3496—3549	3816	3552	3398
	3480—3563	2745	3448	3344
841.574	4505—4527	2588	2709	2780
	4484—4547	3047	2947	2882
	4468—4563	4460	3054	2947

峰能力,同时使用 Th 和 ^{152}Eu 进行测量,得到一个存在大量重峰的 γ 射线响应谱,其中 Th 发射的 409.462 keV 和 ^{152}Eu 发射的 411.116 keV 峰间距比 1085.837 keV 和 1089.737 keV 峰间距更小,采用本文方法对此重峰进行拟合同样效果优异 (图 8).

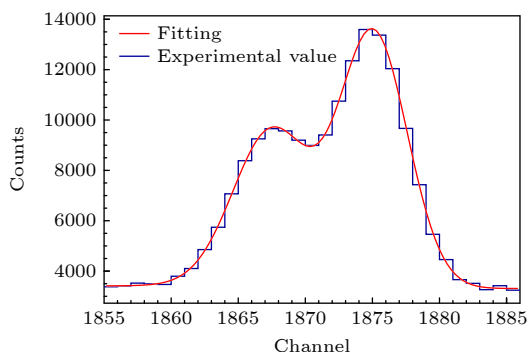


图 8 多源刻度谱中 409.462 keV 与 411.116 keV 形成的重峰拟合结果

Fig. 8. Fitting results of overlapping peak formed by 409.462 keV and 411.116 keV in multisource spectrum.

4.1.4 康普顿边缘干扰去除

在对刻度谱进行分析时,发现谱中由于康普顿散射产生了许多康普顿平台,康普顿平台前端的缓坡处理起来相对容易,但是后端的康普顿边缘有陡峭的落差,使得落在其附近的射线峰本底扣除困难.以 ^{152}Eu 刻度谱的 121.781 keV 为例, ^{152}Eu 的 244.697 keV 特征伽马峰的康普顿边缘为 119 keV 处,与 ^{152}Eu 的 121.781 keV 特征峰部分重合.康普顿边缘会将特征峰的低能端抬高,并造成左右两侧坡度差距巨大,仅使用阶跃本底拟合时导致峰形变形,需要在本底函数中加入康普顿边缘部分 ((6) 式),使用 (1) 式, (3) 式, (6) 式进行整体本底拟合.为使拟合效果更好,拟合区间选择峰两侧趋势一致连续本底,左侧从 610 道至右侧 680 道,结果如图 9 所示,加入康普顿边缘部分的本底能很好地描述特征峰左侧的陡下降和右侧的平坦区域,而不加康普顿边缘部分,仅仅使用一个阶跃本底函数来拟合时,对于全能峰的左侧陡下降区域难以拟合,通过三种方法求取的 121.781 keV 特征峰净面积见表 3.

表 3 三种方法求取 121.781 keV 的净面积

Table 3. Net area of 121.781 keV is obtained by three methods.

121.781 keV	GammaVision	本文
净面积	1982068	2107410

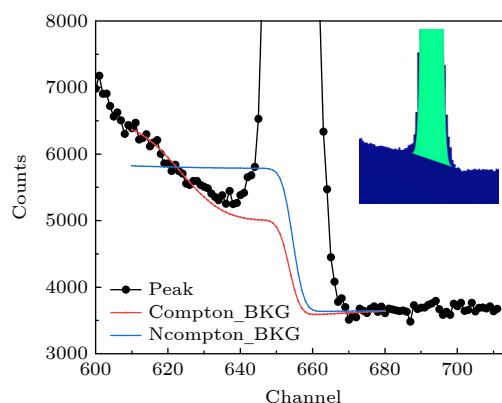


图 9 是否包含康普顿边缘部分本底拟合结果比较,其中插图为 GammaVision 处理效果

Fig. 9. Comparison of background fitting results with or without Compton edges, insert is GammaVision processing effect.

4.2 中子诱发非弹性散射峰分析

1.2 MeV 中子与 Fe 反应的在线实验谱如图 10 所示,中子效应峰明显.从实验谱中可以看出 $^{76}\text{Ge}(n, n'\gamma)$, $^{74}\text{Ge}(n, n'\gamma)$, $^{72}\text{Ge}(n, n'\gamma)$ 产生的中子效应峰的影响,例如来自 ^{207}Pb 的 569.7 keV 和 ^{208}Tl 的 583.1 keV 落在 $^{76}\text{Ge}(n, n'\gamma)$ 的 562.9 keV 上,来自 ^{214}Bi 的 609.3 keV 落在 $^{74}\text{Ge}(n, n'\gamma)$ 的 595.9 keV 上.分析中采用 (7) 式描述 $(n, n'\gamma)$ 峰,使用 (8) 式描述 $(n, n'e^-)$ 峰,然后与全能峰和本底函数相结合拟合特征峰.以 ^{56}Fe 与中子反应测得的瞬发伽马在线实验谱 (图 10) 为例,图 11 展示了 846.8 keV 的本底扣除效果,其余各峰的拟合结果如图 12 所示.该组合函数可以解决全能峰落在锗中子非弹性散射峰上本底扣除问题,从而可以精确地求取这种情况下的全能峰净面积.

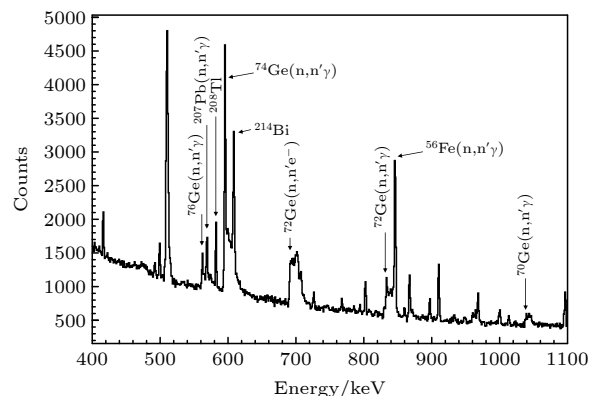


图 10 1.2 MeV 中子与 Fe 样品反应的在线实验谱

Fig. 10. Online experimental spectrum of the reaction of 1.2 MeV neutron with Fe sample.

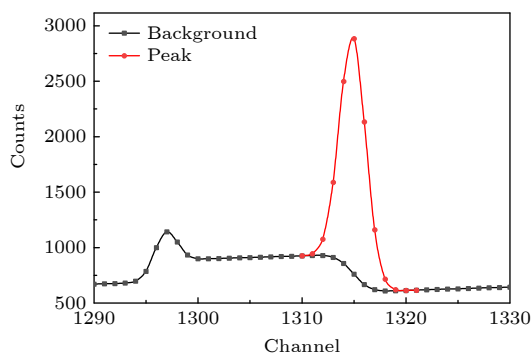


图 11 $^{56}\text{Fe}(n, n')$ 发射的 846.8 keV 射线峰本底扣除效果
Fig. 11. Peak background subtraction effect of 846.8 keV ray emitted by $^{56}\text{Fe}(n, n')$.

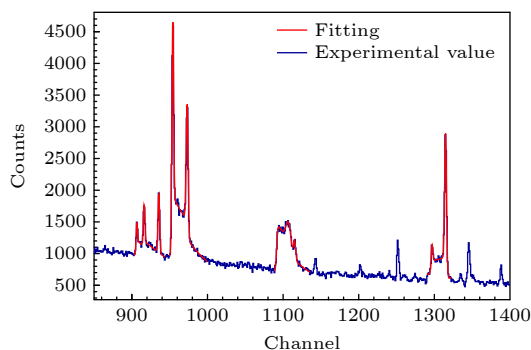


图 12 部分非弹性散射峰拟合结果

Fig. 12. Partial inelastic scattering peak fitting results.

4.3 谱分析技术在实验中的应用

综合运用本文所述的谱分析技术, 对本实验室开展的 14.8 MeV 的中子诱发铁样品非弹 γ 实验数据进行了分析. 图 13 给出了使用本方法所获得的 846.8 keV 非弹 γ 全能峰净面积以及综合分析给出的 γ 产生截面. 从本工作的结果与 LANSCE^[21] 和 GELINA^[22] 实验结果的对比来看, 三种方法均展现出高度的一致性, 证明了本方法应用于实验数据分析的可靠性.

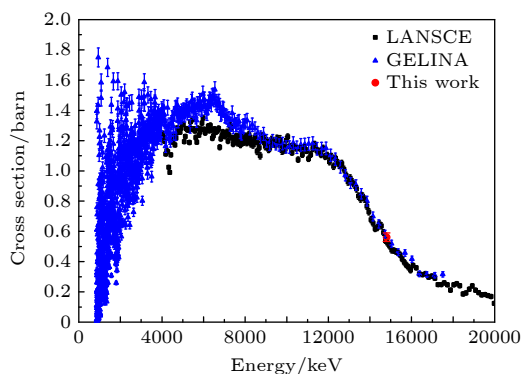


图 13 ^{56}Fe 非弹伽马产生截面

Fig. 13. ^{56}Fe inelastic Gamma production cross-section.

5 结 论

为解决中子诱发伽马产生截面测量中谱分析的难点问题, 更好地获得实验测量的特征 γ 射线峰的净面积, 本文在理论分析的基础, 确立了一套具有物理意义的拟合函数, 分别表示特征 γ 射线峰的主体、拖尾及本底, 并将这些函数进行组合运用于瞬发 γ 射线法的谱分析中. 从成分简单、本底低、效应明确的铅室内的刻度谱入手, 用所确立的拟合函数进行谱分析, 研究出拟合参数的变化规律了, 解决了拟合统计量少、参量自由度大、初值不合理、拟合效果差的问题. 在处理重峰、弱峰、康普顿边缘时, 较 GammaVision 等谱分析软件或程序有明显的优势, 峰区域选取引起的净面积波动从 30% 降低到 1% 以内, 与统计不确定度相当; 对于重峰分解, 本方法所得结果与理论值差距显著低于 1%. 运用本方法进行了本底复杂、计数高的中子在线实验谱分析, 并有针对性地对锗晶体中子非弹性散射峰进行拟合, 更好地处理了落在该峰上的特征 γ 射线峰, 得到了可靠的实验结果.

本文所述谱分析技术已用于中国原子能科学研究院中子诱发伽马产生截面在线实验平台的数据分析, 使用函数拟合法对特征 γ 射线全能峰和本底进行拟合, 得到了更准确的峰面积, 为得到更精确的截面值建立了基础. 本文所研究的方法具有通用性, 可广泛用于瞬发 γ 射线法测量数据分析.

参考文献

- [1] Ge Z G, Chen Y J 2015 *Sci. Bull.* **60** 3087 (in Chinese) [葛智刚, 陈永静 2015 *科学通报* **60** 3087]
- [2] Lu X T 2000 *Nuclear Physics* (Beijing: Atomic Energy Press) p168 (in Chinese) [卢希庭 2000 *原子核物理* (北京: 原子能出版社) 第 168 页]
- [3] Shi Z R 2002 *Nucl. Phys. Rev.* **19** 42 (in Chinese) [石宗仁 2002 *原子核物理评论* **19** 42]
- [4] EG&G ORTEC 1998 *Gamma Vision Software Manual* 82
- [5] CANBERRA 2002 *Gennie2000 Software Manual* p113
- [6] Hammed M A, Gray P W, Naboulsi A H, Mac Mahon T C 1993 *Nucl. Instr. Meth. A* **344** 543
- [7] Sun Q, Wang Z H, Zhang Q W, Huang H X, Ren J, Ruan X C, Liu S L, Bao J, Luan G Y, Ding Y Y, Chen X J, Nie Y B, Liu C, Zhao Q, Wang J C, He G Z, Du S B 2022 *Atomic Energy Science and Technology* **56** 816 (in Chinese) [孙琪, 王朝辉, 张奇玮, 黄翰雄, 任杰, 阮锡超, 刘世龙, 鲍杰, 栾广源, 丁琰琰, 陈雄军, 聂阳波, 刘超, 赵齐, 王金成, 贺国珠, 杜树斌 2022 *原子能科学技术* **56** 816]
- [8] Wu H Y, Li Z H, Tan H, Hua H, Li J, Henning W, Warburton W K, Luo D W, Wang X, Li X Q, Zhang S Q, Xu

- C, Chen Z Q, Wu C G, Jin Y, Lin J, Jiang D X, Ye Y L 2020 *Nucl. Instr. Meth. A* **975** 164
- [9] Wu H Y, Li Z H, Wu J, Hua H, Wang X, Li X Q, Xu C 2021 *Sci. Bull.* **66** 3553 (in Chinese) [吴鸿毅, 李智焕, 吴婧, 华辉, 王翔, 李湘庆, 徐川 2021 科学通报 **66** 3553]
- [10] Luo D W, Wu H Y, Li Z H, Xu C, Hua H, Li X Q, Wang X, Zhang S Q, Chen Z Q, Wu C G, Jin Y, Lin J 2021 *Nucl. Sci. Tech.* **32** 79
- [11] Phillips G W, Marlow K W 1976 *Nucl. Instr. Meth. A* **137** 525
- [12] Günter Kanisch 2017 *Nucl. Instr. Meth. A* **855** 118
- [13] Helmer R G, Hardy J C, Iacob V E, Sanchez-Vega M, Neilson R G, Nelson J 2003 *Nucl. Instr. Meth. A* **511** 360
- [14] Uher J, Roach G, Tickner J 2010 *Nucl. Instr. Meth. A* **619** 457
- [15] Wang S G, Mao Y J, Tang P J, Li Z 2006 *Nucl. Sci. Tech.* **29** 495 (in Chinese) [王思广, 冒亚军, 唐培家, 李泽 2006 核技术 **29** 495]
- [16] Lu X T 2000 *Nuclear Physics* (Beijing: Atomic Energy Press) p65 (in Chinese) [卢希庭 2000 原子核物理 (北京: 原子能出版社) 第 65 页]
- [17] Table of Radioactive Isotopes, Chu S Y F, Ekström L P, Firestone R B <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/listnuc.asp?sql=&Z=32> [2023-11-3]
- [18] Andelić B, Knežević D, Jovančević N, Krmar M, Petrović J, Toth A, Medić Ž, Hansman J 2017 *Nucl. Instr. Meth. A* **852** 80
- [19] Gete E, Measday D F, Moftah B A, Saliba M A, Stocki T J 1997 *Nucl. Instrum. Methods Phys. A* **388** 212
- [20] Longoria L C, Naboulsi A H, Gray P W, MacMahon T D 1990 *Nucl. Instr. Meth. A* **299** 308
- [21] Nelson R O, Fotiades N, Devlin M, Becker J A, Garrett P E, Younes W 2005 *AIP Conf. Proc. on Nuclear Data For Science and Technology* New Mexico, United States, May 24, 2005 p838
- [22] Negret A, Borcea C, Dessagne Ph, Kerveno M, Olacel A, Plompen A J M, Stanoiu M 2014 *Phys. Rev. C* **90** 034602

Spectral analysis techniques in measuring neutron-induced gamma production cross-section^{*}

Xiao Shi-Liang¹⁾²⁾ Wang Zhao-Hui^{2)†} Wu Hong-Yi²⁾ Chen Xiong-Jun²⁾
Sun Qi²⁾ Tan Bo-Yu²⁾ Wang Hao²⁾ Qi Fu-Gang^{1)‡}

1) (*School of Materials Science and Engineering, Xiangtan University, Xiangtan 411105, China*)

2) (*Key Laboratory of Nuclear Data, China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China*)

(Received 18 December 2023; revised manuscript received 29 December 2023)

Abstract

In neutron reaction cross-section measurements, the prompt gamma ray method is a method of obtaining cross-section data by measuring the characteristic gamma rays emitted by a nuclear reaction, thereby avoiding the interference generated by competing reaction channels. However, the prompt gamma ray method is an on-line experiment with abundant background sources, high background counts of the obtained experimental spectra, and numerous interferences such as weak peaks, overlapping peaks, Compton scattering peaks, and neutron effect peaks of Ge in HPGe, which cause the difficulty in analysing the on-line experimental spectra and the high uncertainty in the results. In this work, we study and summarise the spectrum analysis techniques of the prompt gamma ray method that can be used for measuring the neutron cross-section, and comprehensively consider the physical processes of the formation of different characteristic peaks of the prompt gamma ray method, so as to reduce the uncertainty of calculating the net area of the effect peaks in the process of on-line experimental spectrum processing. The Compton edge, weak peaks, overlapping peaks, and the neutron response peaks of the HPGe detector on-line experiment are discussed and analysed, and the net area of the effect peaks is accurately extracted by combining several reasonable functions to fit the total energy peak, the background, and the interferences. For the net area of weak peaks, this method can reduce the peak area selection caused fluctuation from 30% to less than 1%, and the difference between the fitted value of the net area and the theoretical value is comparable to the statistical uncertainty; for the overlapping peaks' decomposition, the difference between the results obtained by this method and the theoretical value is significantly lower than 1%. The reliability of the spectral analysis method is simultaneously verified by efficiency curve analysis and goodness-of-fit calculation.

Keywords: prompt γ ray method, gamma production cross-section, spectral analysis, neutron, hyperpure germanium

PACS: 29.30.Kv, 29.85.Fj

DOI: 10.7498/aps.73.20231980

^{*} Project supported by the Continuous-Support Basic Scientific Research Project, China (Grant No. BJ010261223282) and the Fund of Innovation Center of Radiation Application, China (Grant No. KFZC2021010101).

[†] Corresponding author. E-mail: ngamma@163.com

[‡] Corresponding author. E-mail: qifugang@xtu.edu.cn



中子诱发伽马产生截面测量中的谱分析技术

肖石良 王朝辉 吴鸿毅 陈雄军 孙琪 谭博宇 王昊 齐福刚

Spectral analysis techniques in measuring neutron-induced gamma production cross-section

Xiao Shi-Liang Wang Zhao-Hui Wu Hong-Yi Chen Xiong-Jun Sun Qi Tan Bo-Yu Wang Hao Qi Fu-Gang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 072901 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20231980

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231980>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

14 nm FinFET和65 nm平面工艺静态随机存取存储器中子单粒子翻转对比

Comparison of neutron induced single event upsets in 14 nm FinFET and 65 nm planar static random access memory devices

物理学报. 2020, 69(5): 056101 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191209>

InP中子位移损伤效应的Geant4模拟

Geant4 simulation of neutron displacement damage effect in InP

物理学报. 2022, 71(8): 082401 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211722>

基于裂变 γ 标识技术的瞬发裂变中子谱测量新方法

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

物理学报. 2018, 67(21): 212501 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180563>