

基于 γ 全吸收装置的 (n, γ) 反应截面测量方法*

栾广源¹⁾ 张奇玮^{1)†} 吴鸿毅^{1)‡} 罗湔天¹⁾ 王晓宇¹⁾ 陈玄博¹⁾
 王雨晴¹⁾ 季玉桐¹⁾ 贺国珠¹⁾ 任杰¹⁾ 黄翰雄¹⁾ 阮锡超¹⁾
 鲍杰¹⁾ 蒋伟²⁾³⁾ 樊瑞睿²⁾³⁾ 朱兴华⁴⁾

1) (中国原子能科学研究院, 核数据重点实验室, 北京 102413)

2) (中国科学院高能物理研究所, 北京 100049)

3) (散裂中子源科学中心, 东莞 523803)

4) (华能山东石岛湾核电有限公司, 荣成 264312)

(2026 年 1 月 25 日收到; 2026 年 3 月 10 日收到修改稿)

为了填补国内中子辐射俘获反应实验数据的空白, 中国原子能科学研究院核数据重点实验室研制了由 40 个 BaF_2 探测单元组成的 γ 全吸收型探测装置 (GTAF). 2019 年该装置完成向中国散裂中子源反角白光中子束线的搬迁, 基于飞行时间方法开展了中子辐射俘获反应截面测量方法的研究. 通过对 ^{197}Au 样品多次实验测量数据的综合分析, 证明了 BaF_2 探测单元能量分辨率的长期稳定性, 并确定了在线测量的实验条件: 符合时间窗 64 ns、多重性 $M_\gamma \geq 2$ 、 γ 射线加和能阈值 $3.5 \text{ MeV} \leq E_{\text{sum}} \leq 8 \text{ MeV}$ 、采用标准 $\phi 30 \text{ mm}$ 束斑. 为提升效应本底比, 设计加工铝合金真空管道和配套的含硼聚乙烯材质的中子吸收体, 有效降低了样品处散射中子产生的本底. 经过数据分析完成各项本底扣除后, 得到了 0.3 eV—10 keV 能区 $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ 反应截面的初步结果, 与 ENDF (evaluated nuclear data file) 评价数据吻合度较高, 充分验证了 GTAF 装置的可靠性及在线测量方法的可行性. 后续研究将发挥 GTAF 装置对 γ 射线全吸收的优势, 聚焦于小样品量、截面较小核素与裂变核素的 (n, γ) 反应截面测量工作, 为国内核事业的发展提供重要的实验数据支撑.

关键词: γ 全吸收装置, 中子辐射俘获反应截面, 中子灵敏度, 白光中子源

DOI: 10.7498/aps.75.20260131

CSTR: 32037.14.aps.75.20260131

1 引言

中子辐射俘获反应即 (n, γ) 反应, 其截面数据是先进核反应堆及加速器驱动次临界系统设计^[1-5]、核天体物理星系演化问题研究及医用放射性同位素应用所需的关键核数据之一, 高精度的 (n, γ) 反应截面数据对核物理基础研究及核能应用具有重要意义^[6,7].

从 20 世纪 60 年代开始, 国际上研制了一系列

基于中子飞行时间方法 (time of flight, TOF) 探测装置^[8-18], 采用瞬发 γ 射线法测量中子辐射俘获反应截面. 由于这些探测器的中子灵敏度较高, 效应本底比低, 因此测量数据的不确定度较大, 且存在一定分歧. BaF_2 晶体发出的闪烁光有快慢两种成分, 其中快成分的光衰减时间为 0.6 ns, 具有很好的时间分辨能力, 适合用于飞行时间方法的测量, 同时 BaF_2 晶体对 γ 射线的探测效率高, 中子灵敏度低. 20 世纪末到 21 世纪初, 欧洲核子中心 (CERN) 建造了包含 40 块 BaF_2 晶体的

* 国家自然科学基金 (批准号: 12275363, 12505161)、稳定支持基础科研计划 (批准号: BJ010261223282) 和中核集团集中研发项目 (批准号: FD010241222552) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhangqw@ciae.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: wuhly@ciae.ac.cn

TAC (total absorption calorimeter) 装置^[19,20], 美国 LANL 实验室建造了包含 160 块 BaF_2 晶体的 DANCE (detector for advanced neutron capture experiments) 装置^[21-23], 基于白光中子源测量可裂变核素、放射性核素的中子辐射俘获反应截面, 取得了一系列高水平成果^[24,25], 但美欧对一些重要核素的关键核数据实行壁垒保护. 国内由于缺乏高质量的探测装置及合适的中子源, 只能采用活化法测量几个单能点的 (n, γ) 反应截面数据, 无法形成国内自主可控的测量方法与核数据库. 为了打破国外的数据壁垒, 填补国内空白, 中国原子能科学研究院核数据重点实验室从 2008 年开始研制了国内首套 γ 全吸收型 BaF_2 探测装置 (gamma total absorption facility, GTAF)^[26-28], 在 HI-13 串列加速器上开展了一些 (n, γ) 反应截面测量实验, 由于中子源强较低, 实验数据的不确定度 $>25\%$ ^[29-31].

2018 年, 中国散裂中子源 (CSNS) 反角白光中子束线 (Back-n) 顺利建成^[32-35], 标志着国内具备了 keV 能区的高通量白光中子源的实验条件. 在此背景下, GTAF 装置于 2019 年完成至 Back-n 束线的搬迁和调试^[36-38]. 本文总结了基于 GTAF 装置多次开展 $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ 反应截面在线测量的实验结果, 通过开展探测器性能的长期监测, 数据获取系统触发条件的设置, 实验装置的升级改造、本底抑制条件的探索 and 数据处理流程的改进等一系列研究工作, 进一步完善了 GTAF 装置基于 Back-n 束线开展 (n, γ) 反应截面测量的实验方法, 为后续精确测量重要核素的 (n, γ) 反应截面数据, 填补国内数据库的空白提供了重要的方法保障.

2 测量装置和测量原理

2.1 反角白光中子束线 (Back-n)

中国散裂中子源是我国第 1 台质子加速器驱

动的散裂中子源, 具有单束团和双束团两种工作模式, 质子束流的能量 1.6 GeV, 脉冲频率 25 Hz. 如图 1 所示, 反角白光中子束线 (Back-n) 是在散裂靶的 -180° 方向引出连续能量的中子束, 能量范围从 eV 到几百 MeV, 通过调节中子输运线中的中子开关、准直器 1 和准直器 2 的准直孔径, 可在实验厅 2 得到 $\phi 3$ mm、标准 $\phi 30$ mm、不规则 $\phi 40$ mm、标准 $\phi 60$ mm 等多种尺寸的中子束斑, 用于满足不同需求的在线实验. GTAF 装置位于实验厅 2, 探测装置中心样品处距离散裂靶的中子飞行距离为 75.89 m, 在双束团工作模式下开展实验.

2.2 γ 全吸收装置 (GTAF)

GTAF 装置的探测阵列根据相同立体角的原则分为 42 个单元, 除去中子束流入射和出射的两个单元, 共由 40 块 BaF_2 晶体组成一个外半径 25 cm, 内半径 10 cm 的球壳, 覆盖了约 95.2% 的立体角, 以实现 γ 射线接近全吸收测量. BaF_2 晶体包括了 28 块六棱台和 12 块五棱台两种类型, 每块晶体的底面直径 14 cm、高度 15 cm. 为增强闪烁光的收集效率, 晶体表面的反射层使用两层厚度 $2\text{ }\mu\text{m}$ 的 Teflon 和一层厚度 $1\text{ }\mu\text{m}$ 的铝箔包裹, 最外层使用黑胶带固定. 晶体底面与光电倍增管 (石英玻璃端窗) 之间用光学硅油耦合, 通过铝壳封装成独立的探测单元, 并固定在支架上 (见图 2).

根据中子辐射俘获反应的原理, 装置中心的待测样品俘获一个中子, 形成处于激发态的复合核, 再出射级联 γ 射线退激到基态. GTAF 装置几乎覆盖了 4π 立体角, 因此通过全吸收退激的级联 γ 射线, 记录 (n, γ) 反应事件, 并使用飞行时间方法确定发生反应的入射中子能量. 为了降低散射中子产生的本底, GTAF 装置还在样品处设计了真空管道和中子吸收体 (见图 2(b)), 具体讨论见 3.4 节.

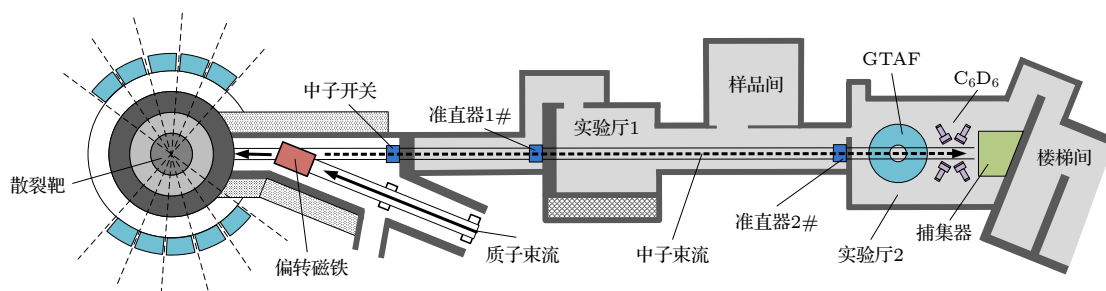


图 1 反角白光源中子束线实验布局

Fig. 1. Experimental layout of Back-n.

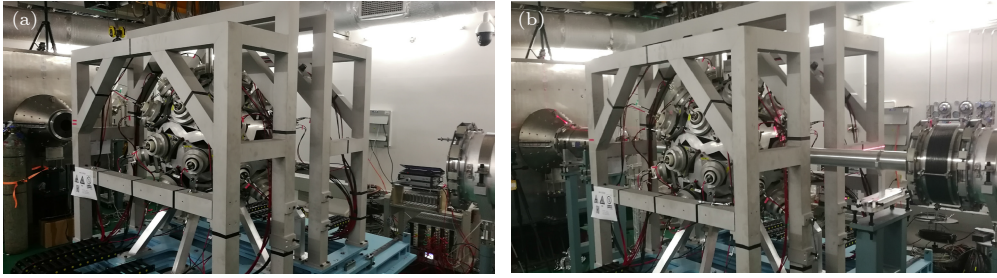


图 2 GTAF 装置 (a) 样品在空气中; (b) 样品在真空管道和中子吸收体内

Fig. 2. GTAF unit: (a) Sample in air; (b) sample inside the vacuum pipeline and neutron absorber.

2.3 电子学与数据获取系统

测量实验采用中国科学技术大学为 Back-n 束线实验终端研发的公用电子学 (图 3), 由主从两个 PXIe 机箱组成, 通过触发时钟模块 (TCM)、信号调理模块 (SCM) 和波形数字化模块 (FDM) 实现 40 路 BaF_2 探测单元信号的波形数字化和触发判选. 机箱控制器把满足触发条件的波形信号, 通过千兆网络传输到数据获取系统记录下来 [39,40]. 波形数字化模块 (FDM) 的采样率 1 GHz, 分辨率 12 bit.

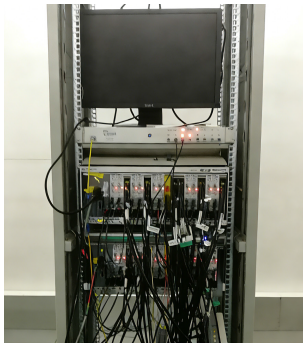


图 3 公用电子学与数据获取系统

Fig. 3. Common electronics and data acquisition system.

2.4 实验时间与样品

2019 年 GTAF 装置迁移到 Back-n 束线上, 重新加工了探测器支架并完成 BaF_2 探测单元的安装调试. 通过一系列在线实验研究 (n, γ) 反应截面的测量条件, 表 1 列出了具体的实验情况, 在之后的章节会详细讨论.

由于 $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ 反应在热中子和 0.2—2.5 MeV 能区是唯一的标准截面, 大多数 (n, γ) 反应截面都是以标准截面为基准开展相对测量. 为了验证装置与测量方法的可靠性, GTAF 装置选择 ^{197}Au 作为测量样品, 其天然丰度为 100%. 由于 ^{12}C 几乎不发

生 (n, γ) 反应, 在 1 MeV 能区以下主要发生弹性散射, 测量 $^{\text{nat}}\text{C}$ (石墨) 样品数据用于评估样品散射中子产生的本底; Pb 与 Au 的密度、原子序数接近, 对于 γ 射线的散射截面也类似, 测量 $^{\text{nat}}\text{Pb}$ 样品数据用于评估中子束流内 γ 射线产生的本底 (具体参数见表 2); 测量空样品数据用于评估样品无关性本底. 本文的所有实验数据使用 CSNS 的质子流强进行归一, 以束流功率 125 kW 时单个质子脉冲为标准.

表 1 GTAF 装置在 Back-n 束线上开展的实验

Table 1. Experiments on the Back-n beam line with the GTAF.

日期	束流功率 /kW	束斑直径 /mm	真空管道	中子吸收体
2019.12	80	30/40	无	无
2021.05	100	30	无	无
2022.02	125	30	无/有	无/有
2023.04	140	3/30	无/有	无/有

表 2 测量样品参数

Table 2. Parameters of the measured samples.

样品	密度/(g·cm ⁻³)	直径/mm	厚度/mm
^{197}Au	19.32	40	0.20
$^{\text{nat}}\text{C}$	2.25	40	1.08
$^{\text{nat}}\text{Pb}$	11.34	40	1.18

2.5 测量原理

中子在样品中发生辐射俘获反应的概率即为产额, 计算公式如下:

$$Y_{\gamma(E_n)} = (C_{(E_n)} - B_{(E_n)}) / (\varepsilon f \Phi_{n(E_n)}), \quad (1)$$

式中, $Y_{\gamma(E_n)}$ 表示 (n, γ) 反应产额, $C_{(E_n)}$ 和 $B_{(E_n)}$ 分别表示 GTAF 装置测量样品的总计数和本底的计数, $\Phi_{n(E_n)}$ 是入射中子通量, f 是中子束流穿过样

品的比例, ε 是测量俘获反应事件的探测效率. 其中 f 和 ε 在测量的能区范围内与入射中子能量无关, ε 取决于多重性和加和能阈值的选择, 而中子束斑的形状随中子能量的变化也非常小^[35]. 在数据处理中, 采用 ^{197}Au 的 4.9 eV 饱和共振实现绝对归一化, 因此只需要利用入射中子通量与能量的相对关系, 而不需要得到绝对值.

在通过饱和共振法确定归一化系数 N 后, (n, γ) 反应产额为

$$Y_{\gamma(E_n)} = N(C_{(E_n)} - B_{(E_n)})/\Phi_{n(E_n)}, \quad (2)$$

入射中子能量 E_n 通过飞行时间方法确定 (不考虑相对论效应):

$$E_n = (72.2977L/T_n)^2. \quad (3)$$

这里 E_n 单位 MeV, L 是样品处中子飞行距离 75.89 m, T_n 是发生 (n, γ) 反应的中子飞行时间 (单位 ns), 存在如下关系:

$$T_n = (T_{\gamma n} - T_{\gamma f}) + L_0/c, \quad (4)$$

式中 $T_{\gamma n}$ 是 BaF_2 探测单元测量到 (n, γ) 反应发出的级联 γ 射线的时间, $T_{\gamma f}$ 是测量到的 γ -flash 时间, 质子束与散裂靶发生反应后产生, L_0 是 γ -flash 从散裂靶到 BaF_2 探测单元的距离, 近似等于 L , c 代表光速.

3 实验条件的研究

3.1 探测器能量分辨率

2008 年 GTAF 装置刚建成时, 其 40 路 BaF_2 探测单元能量分辨率为 $14\% \pm 2\%$ (0.662 MeV)^[41], 之后能量分辨率出现了明显的下降^[42,43], 分析原因主要是: 1) 耦合晶体和光电倍增管的硅油会缓慢流动, 出现的空气间隙会影响光电倍增管对闪烁光的收集效率; 2) 反射层会随着时间逐渐松散, 不能完全贴合晶体表面, 影响闪烁光的反射效果; 3) 根据滨松公司对光电倍增管的长期跟踪和深入研究发现, 在室温下氦气透过石英玻璃的渗透率极高, 可达 $10^{-19} \text{ cm}^2/\text{s}$, 会导致光电倍增管内氦气分压逐渐升高, 引发气体击穿电压下降, 影响光电倍增管的性能. 经过 6 年左右, 管内的氦气分压会达到外界空气环境的水平.

GTA 装置在搬迁到 Back-n 后, 40 个 BaF_2 探测单元进行了重新封装, 尽可能减少硅油和反

射层的影响, 但是光电倍增管已经使用了 10 年以上, 由于氦气的影响, 探测单元的能量分辨率已经明显下降. 图 4 展示了 2019 年 12 月使用 ^{22}Na 源测量 40 路探测单元的能量分辨率, 平均值为 $59.16\% \pm 9.34\%$ (0.511 MeV), $33.96\% \pm 6.48\%$ (1.274 MeV).

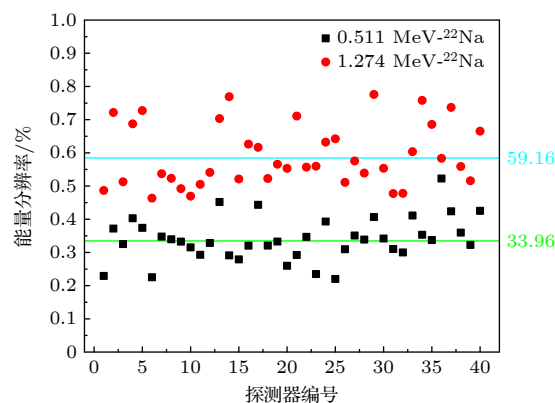


图 4 40 路 BaF_2 探测单元测量 ^{22}Na 的能量分辨率
Fig. 4. Energy resolution measurement of ^{22}Na with 40-channel BaF_2 detection units.

每次开展在线测量实验前会调试探测器性能, 如果个别探测单元的性能出现异常, 如能量分辨率明显变差、信号幅度明显降低、本底明显增大、波形异常等, 会重新封装、测试探测单元, 以保证正常工作状态. 如图 5 所示, 40 路探测单元能量分辨率在 4 年的时间里并没有明显的变化, 能够满足在线实验的要求, 其中 ^{60}Co 源的两条级联 γ 射线 (1.173/1.332 MeV) 无法完全分开, 测量得到的是合并在一起的全能峰 (1.253 MeV) 的能量分辨率.

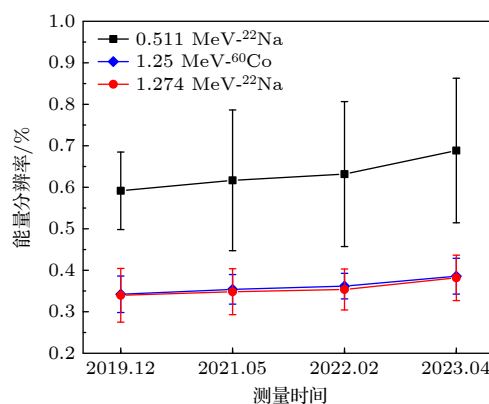


图 5 40 路 BaF_2 探测单元能量分辨率的变化
Fig. 5. Variation in energy resolution of the 40-channel BaF_2 detection units.

3.2 多重性与符合时间窗的设置

BaF₂ 晶体闪烁光的快成份光衰减时间 0.6 ns, 单个探测单元的时间分辨 < 1 ns. 理论上 (n, γ) 反应产生的级联 γ 射线, 会被不同探测单元同时探测到, 实验中由于光电倍增管渡越时间的差异、不同通道信号传输和处理时间的差异以及 ADC 校准和同步的不确定性, 公用电子学记录到的不同探测单元的信号会存在时间差. 因此定义一个 (n, γ) 事件的触发条件是: 在符合时间窗口内, 记录到两个或两个以上探测单元信号 (即晶体多重性 $M_\gamma \geq 2$), 从而降低来源于散射中子、束内 γ 射线、BaF₂ 晶体自身的 α 粒子和天然环境产生的本底.

公用电子学的符合时间窗如果设置的太窄, 会丢失级联 γ 射线, 影响真实 (n, γ) 事件的获取; 如果设置太宽, 会增大 γ 射线与本底偶然符合的概率. 图 6 展示了设置不同符合时间窗得到的 ¹⁹⁷Au 样品在 4.9 eV 附近共振峰的计数 (电子学时间设置的步长为 8 ns). 随着时间窗变宽, 共振峰的计数逐渐增加, 当时间窗增加到 64 ns 之后, 计数不再有明显的变化, 因此在线实验符合时间窗为 64 ns, 多重性 $M_\gamma \geq 2$.

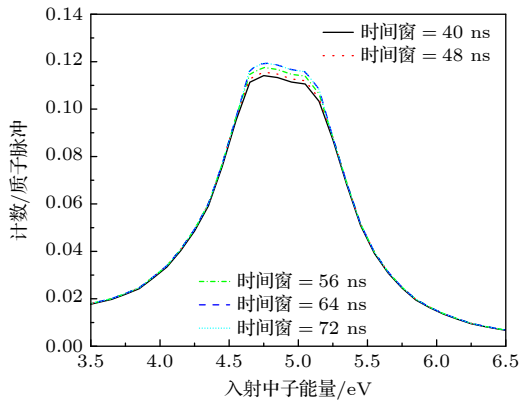


图 6 4.9 eV 附近共振峰的计数 (¹⁹⁷Au)

Fig. 6. Count of resonance peak near 4.9 eV (¹⁹⁷Au).

3.3 γ 射线加和能阈值的设置

图 7 展示了在入射中子能量 ($3.5 \text{ eV} < E_n < 6.5 \text{ eV}$) 能区内, 测量样品的 γ 射线加和能谱. 此能区内包含了 ¹⁹⁷Au 的最强共振峰, 因此 (n, γ) 反应最明显, 其中 6.5 MeV 的峰位符合 ¹⁹⁷Au 俘获中子的结合能. 同时在 ^{nat}C 的能谱中可以看到, 中子被样品散射后, 与探测单元中 Ba 的同位素发生 (n, γ) 反应产生的本底, 对应中子结合能 4.7 MeV (¹³⁸Ba),

8.6 MeV (¹³⁷Ba), 9.1 MeV (¹³⁵Ba). 在数据处理中, 扣除本底的一个重要方法就是设置加和能阈值, 由于 BaF₂ 探测单元的能量分辨率不高, 依据 ¹⁹⁷Au 中子结合能 6.5 MeV, 选择 γ 射线加和能阈值为 $3.5 \text{ MeV} \leq E_{\text{sum}} \leq 8 \text{ MeV}$.

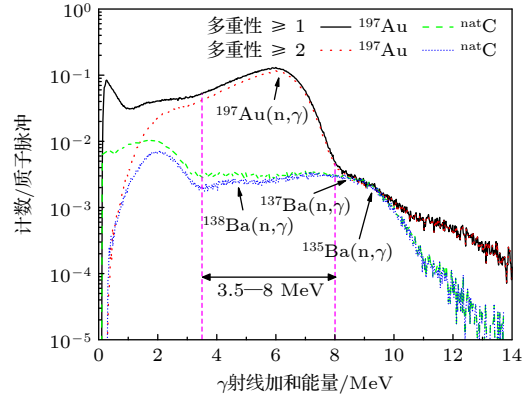


图 7 GTAF 装置测量 ¹⁹⁷Au 和 ^{nat}C 的 γ 射线加和能谱 ($3.5 \text{ eV} < E_n < 6.5 \text{ eV}$)

Fig. 7. γ ray sum energy spectra of ¹⁹⁷Au and ^{nat}C measured by GTAF ($3.5 \text{ eV} < E_n < 6.5 \text{ eV}$).

3.4 管道与中子吸收体

样品处的散射中子是在线实验的重要本底来源, 其被 GTAF 装置的 Ba 同位素俘获, 会干扰测量样品如 ¹⁹⁷Au 的 (n, γ) 反应产额, 通过中子灵敏度来定量分析散射中子本底的影响, 见下式:

$$\frac{\varepsilon_n}{\varepsilon_\gamma} = \frac{C_C}{C_{Au}} \frac{Y_\gamma^{Au}}{Y_n^C}. \quad (5)$$

中子灵敏度定义是装置探测散射中子的效率 ε_n 与探测 (n, γ) 反应事件效率 ε_γ 的比值, 其中 C_C 和 C_{Au} 是 GTAF 装置分别测量 ^{nat}C 样品和 ¹⁹⁷Au 样品并扣除空样品本底后的计数, Y_γ^{Au} 和 Y_n^C 是根据 ENDF/B-VIII 库中的评价截面数据计算得到的 ¹⁹⁷Au(n, γ) 反应产额和 ¹²C 的弹性散射产额.

GTAf 装置的前两次在线实验, 使用钛合金束窗在进入 GTAF 装置前 1 m 的位置截断中子束流的真空管道, 束窗之后的中子束流和待测样品都处在空气中 (见图 2(a)). 为了提高效应本底比, 欧洲的 TAC^[44] 在样品和 BaF₂ 探测单元之间放置了中子吸收体, 可以明显减少散射中子的本底, 因此通过模拟计算^[45,46], 结合 GTAF 装置的实际结构和材料成本, 加工了真空管道和中子吸收体, 并于 2022 年 2 月开展了对比测量实验.

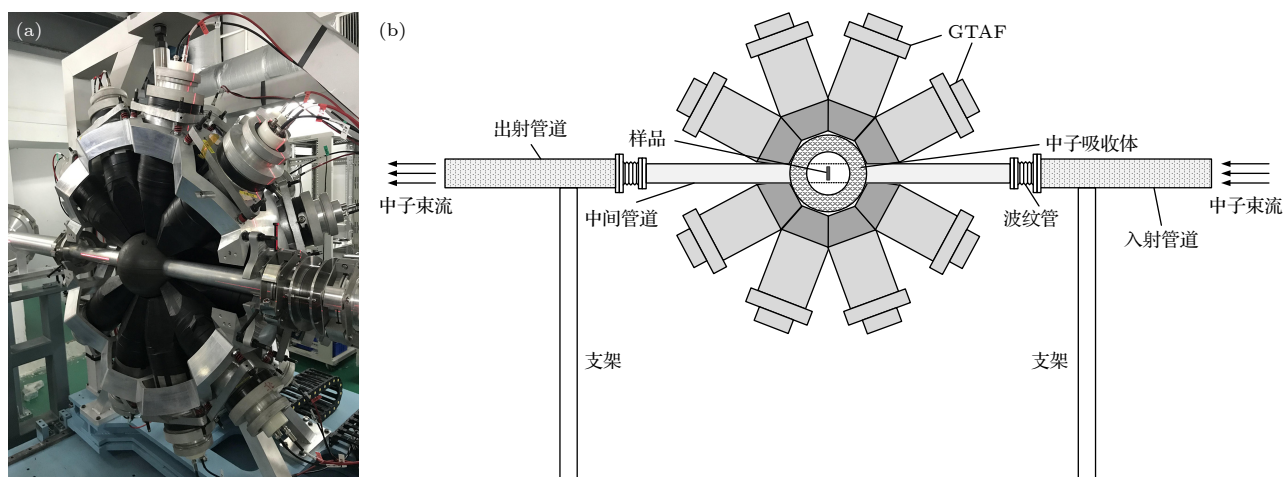


图 8 (a) 真空管道和中子吸收体照片; (b) 真空管道和中子吸收体示意图

Fig. 8. (a) Photograph of the vacuum pipeline and neutron absorber; (b) schematic diagram of the vacuum pipeline and neutron absorber.

如图 8 所示, 由于 GTAF 装置中子束流出入口的最窄位置接近 55 mm, 因此装置中间使用外直径 55 mm, 内直径 51 mm, 长度 1 m 的铝合金管道, 两端通过波纹管与中子束流管道连接, 使得真空状态从散裂靶联通到后端的中子捕集器, 以减少空气对中子散射产生的本底. 样品处于真空管道内, 位于 GTAF 装置的中心位置. 与 TAC 类似, GTAF 装置的中子吸收体是外半径 100 mm, 内半径 50 mm 的球壳, 留出直径 55 mm 的空间并固定在真空管道上. 模拟计算的结果表明: 中子吸收体的最佳材料是 ^6Li , 俘获中子后不发出 γ 射线, 但是受到采购限制和成本影响, GTAF 装置选择的材料是含硼聚乙烯 (B_4C 质量占比 30%), 样品处散射的中子经过慢化后主要被 ^{10}B 俘获, 发出 0.48 MeV 的 γ 射线, 通过设置多重性阈值 $M_\gamma \geq 2$ 、 γ 射线加和能阈值 $3.5 \text{ MeV} \leq E_{\text{sum}} \leq 8 \text{ MeV}$, 可以扣除这

部分本底.

中子灵敏度是反映效应本底比的一个重要指标, 图 9 展示了 $\phi 30 \text{ mm}$ 的标准中子束斑下 (实验厅 2)^[47] 4 种实验条件的中子灵敏度的对比, 分别是样品处于空气中、安装真空管道、安装中子吸收体、同时安装真空管道和中子吸收体, 可以看到使用真空管道和中子吸收体后, 中子灵敏度明显降低, 能够有效减少散射中子产生的本底.

3.5 不同束流条件的比较

在线实验期间, 中国散裂中子源的质子功率在不断提升, 通过比较发现 (见图 10), 在空气与真空管道加中子吸收体两种实验条件下, 随着质子功率的增大, 中子灵敏度没有发生明显的变化 ($\phi 30 \text{ mm}$ 标准中子束斑), 每次实验结果比较接近; 同时也表明未来散裂二期工程束流功率提升到 200 kW 直至 500 kW, 对 GTAF 装置的在线测量实验可能不会产生较大的影响.

为防止束流直接打在 BaF_2 晶体上, 中子束斑直径需要 $< 55 \text{ mm}$. 首次实验使用不规则的 $\phi 40 \text{ mm}$ 中子束斑^[36], 可以提高入射中子的通量, 从而增大 (n, γ) 反应事件的计数率, 但此条件下中子灵敏度较高, 可能是因为不规则的 $\phi 40 \text{ mm}$ 中子束斑的束晕尺寸为 $\phi 49.8 \text{ mm}$, 使得部分中子直接打在样品靶架上, 增加了散射中子的本底, 同时束流剖面不存在明显的坪区, 强度分布不均匀, 会影响截面数据的不确定度.

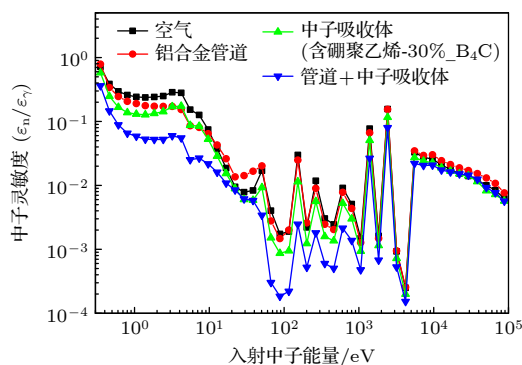


图 9 不同实验条件下中子灵敏度的比较

Fig. 9. Comparison of neutron sensitivity under different experimental conditions.

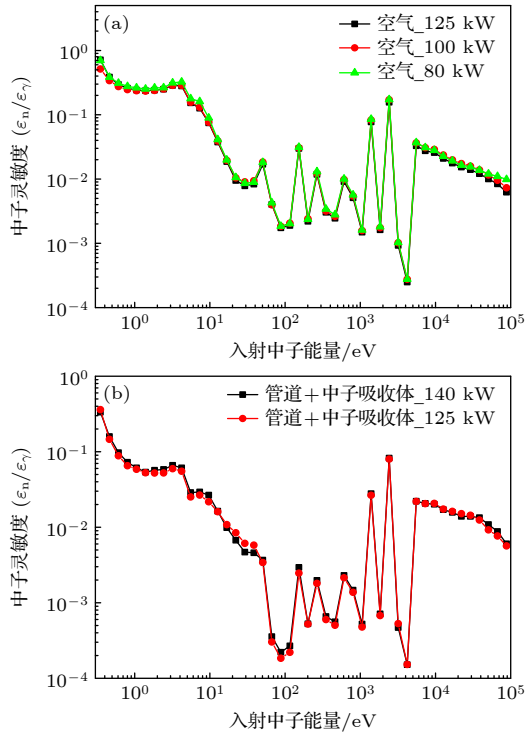


图 10 不同加速器功率下中子灵敏度的比较 (a) 空气; (b) 管道+中子吸收体

Fig. 10. Comparison of neutron sensitivity at different accelerator powers: (a) Air; (b) pipeline + neutron absorber.

标准 $\phi 30$ mm 中子束斑的在线实验, 入射中子能量 >1 keV 时数据获取系统的死时间比较大, 因此尝试使用 $\phi 3$ mm 的小束斑进行测量, 其中子通量比标准 $\phi 30$ mm 降低了 1—2 个数量级. 图 11 的对比结果表明, 在空气条件下, 中子灵敏度变化不明显, 但在真空管道加中子吸收体的条件下, 效应本底比更差, 因此标准 $\phi 30$ mm 中子束斑是比较合适的实验方案.

4 数据分析与处理

通过上述讨论确定了 GTAF 装置测量 ^{197}Au 样品的实验条件是: 数据获取系统的符合时间窗为 64 ns, 多重性阈值 $M_7 \geq 2$, γ 射线加和能阈值 $3.5 \text{ MeV} \leq E_{\text{sum}} \leq 8 \text{ MeV}$, 采用标准 $\phi 30$ mm 束斑. 在线测量 (n, γ) 反应截面实验的本底来源如下:

- 1) 束内 γ 射线;
- 2) BaF_2 晶体的 α 粒子;
- 3) 样品无关性本底;
- 4) 环境本底;
- 5) 其他反应道产生的本底 (在 1 MeV 以下能区, 主要是中子弹性散射).

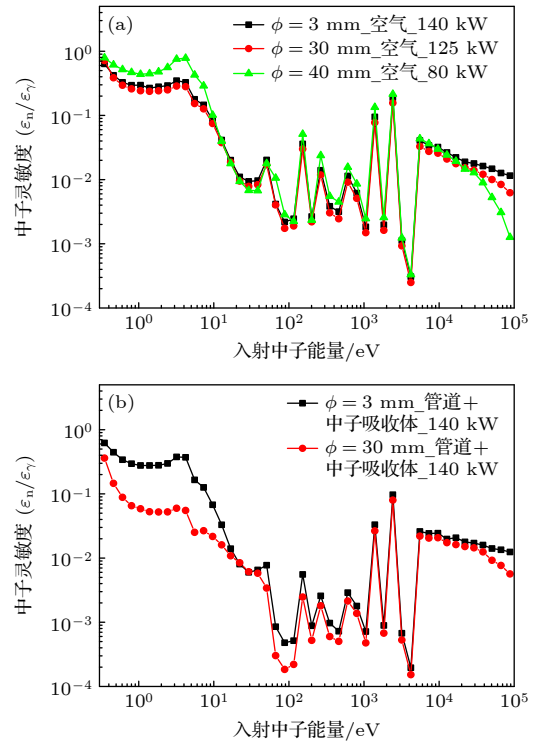


图 11 不同中子束斑下中子灵敏度的比较 (a) 空气; (b) 管道+中子吸收体

Fig. 11. Comparison of neutron sensitivity with different neutron beam spots: (a) Air; (b) pipeline + neutron absorber.

4.1 束内 γ 射线

C_6D_6 测量 (n, γ) 反应截面的实验中, 束内 γ 射线是本底的一个重要来源^[33]. Pb 和 Au 对 γ 射线的散射截面形状一致, ^{12}C 对 γ 射线的散射截面非常小, 因此 GTAF 装置计划使用 $^{\text{nat}}\text{Pb}$ 的实验数据扣除束内 γ 射线本底. 从图 12 可看到, $^{\text{nat}}\text{Pb}$ 和 $^{\text{nat}}\text{C}$ 测量实验谱的形状几乎完全一致, 这表明在目前的实验条件下, 束内 γ 射线产生的本底非常小, 可以

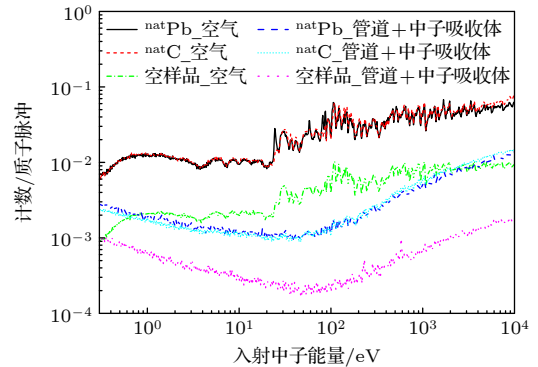


图 12 GTAF 装置测量 $^{\text{nat}}\text{Pb}$, $^{\text{nat}}\text{C}$ 和空样品的实验结果
Fig. 12. Experimental results of $^{\text{nat}}\text{Pb}$, $^{\text{nat}}\text{C}$ and blank sample measured by GTAF.

忽略. 使用真空管道和中子吸收体的实验数据明显降低 1—2 个数量级, 形状也更平滑, 有利于后续实验数据的处理.

4.2 α 本底的去除

BaF₂ 晶体中主要存在 4 种能量的 α 粒子本底, 是由 Ba 的同族元素 Re 衰变产生. γ 射线在 BaF₂ 晶体中产生快慢两种成分的闪烁光, α 粒子产生慢成分的闪烁光, 利用这一特点, 计算 BaF₂ 探测单元每个信号波形的快总成分比^[48](快成分积分长度 5 ns, 总成分积分长度 2000 ns), 得到二维谱. 通过放射源 ²²Na, ⁶⁰Co 的测量结果 (图 13(a), (b)), 可以确定每个 BaF₂ 探测单元 α 本底的范围 (图中红框圈出的部分), 在线实验的数据处理首先去除相应范围内的 α 本底 (图 13(c)).

4.3 多重性与加和能限制

入射中子能量 $0.3 \text{ eV} < E_n < 10 \text{ keV}$ 的能量范围内, 图 14 展示了 γ 射线加和能 $3.5 \text{ MeV} \leq E_{\text{sum}} \leq 8 \text{ MeV}$ 条件下的多重性谱, 图 15 是多重

性 $M_\gamma \geq 2$ 条件下的 γ 射线加和能谱. 通过比较可以看到, 使用真空管道加中子吸收体能够明显降低样品无关性本底 (空样品测量结果) 和散射中子产生的本底 (^{nat}C 测量结果).

4.4 死时间修正

由于瞬时中子通量较高, 数据获取系统会受到堆积效应的影响, 即两个信号的时间间隔太短, 获取系统无法识别, 特别是一个小信号处于前一个大信号的尾部时, 这就会导致真实 (n, γ) 事件丢失. 因此实验数据在扣除 α 本底、设置多重性与加和能阈值后, 需要进行死时间修正.

死时间修正因子采用可扩展型基本模型, 并根据 TAC 的研究结果^[44], 增大了二阶修正量, 见 (6) 式:

$$f_{dt(E_n)} = \frac{1 + F_2 \tau R(E_n)}{1 - \tau R(E_n)}, \quad (6)$$

其中 τ 是死时间, 即符合时间窗 64 ns, $R(E_n)$ 是测量样品的计数率, F_2 是二阶修正量, 平均值为 0.2^[44]. 图 16 展示了 ¹⁹⁷Au 的死时间修正因子. 可以

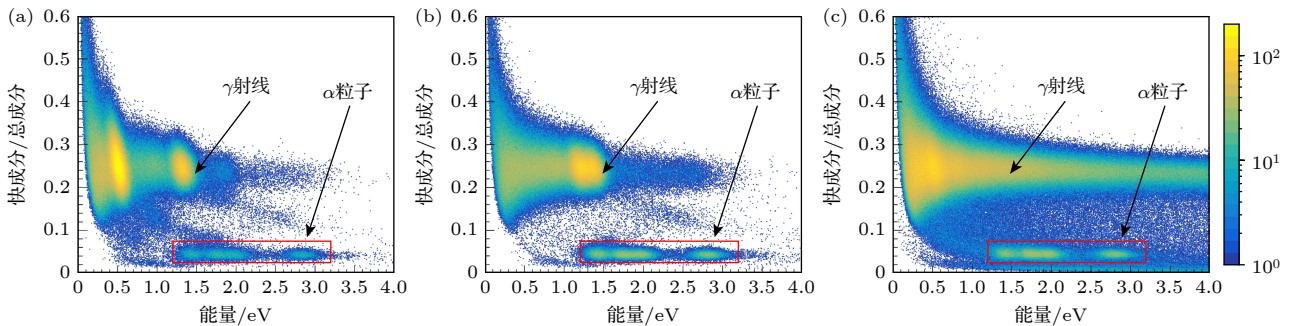


图 13 γ 射线能量与快总成分比的二维谱 (a) ²²Na; (b) ⁶⁰Co; (c) ¹⁹⁷Au

Fig. 13. Energy of γ ray versus ratio of fast to total component spectrum: (a) ²²Na; (b) ⁶⁰Co; (c) ¹⁹⁷Au.

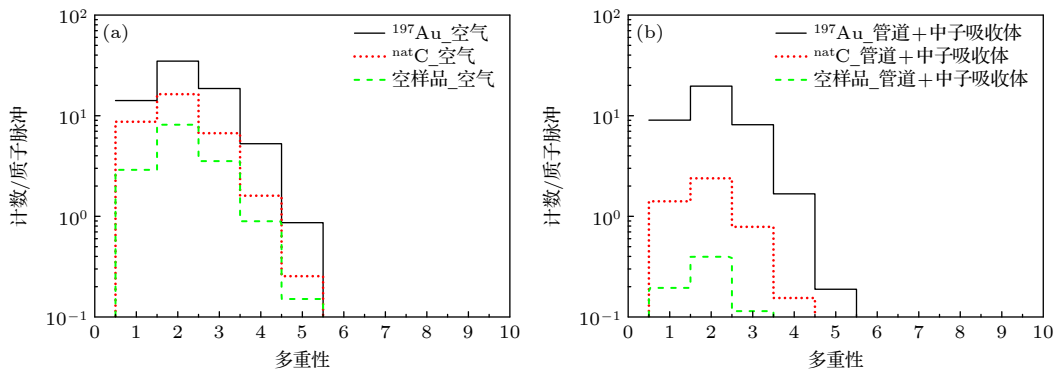


图 14 多重性的比较 ($0.3 \text{ eV} < E_n < 10 \text{ keV}$) (a) 空气; (b) 管道+中子吸收体

Fig. 14. Comparison of multiplicity ($0.3 \text{ eV} < E_n < 10 \text{ keV}$): (a) Air; (b) pipeline + neutron absorber.

看出,束流功率的提升使得死时间修正因子随着计数率明显增大;真空管道和中子吸收体的使用则有效降低散射中子的本底,死时间修正因子随着计数率降低明显下降;不同实验条件的死时间修正因子存在很大差异,当中子能量 >1 keV 时,在空气中测量的实验数据修正值 $>2\%$ 。

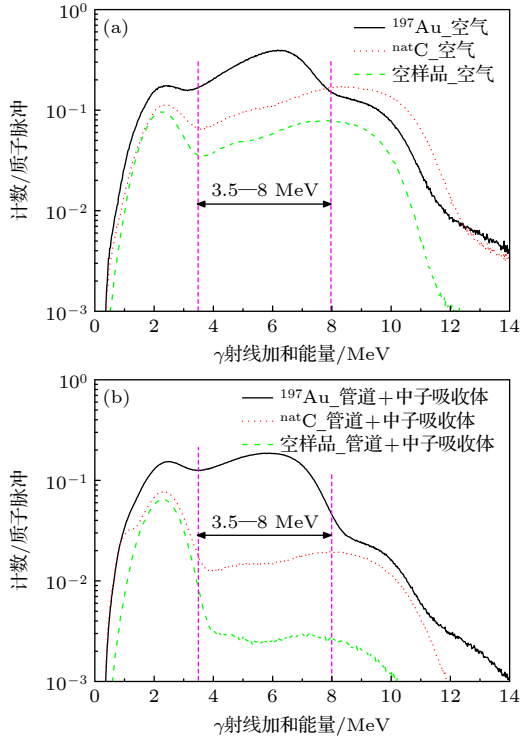


图 15 γ 射线加和能谱的比较 ($0.3 \text{ eV} < E_n < 10 \text{ keV}$) (a) 空气; (b) 管道+中子吸收体

Fig. 15. Comparison of γ ray sum energy spectra ($0.3 \text{ eV} < E_n < 10 \text{ keV}$): (a) Air; (b) pipeline + neutron absorber.

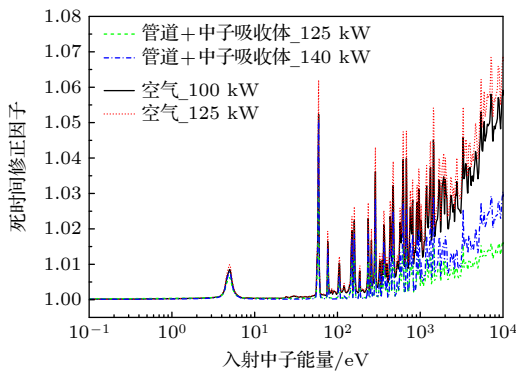


图 16 ^{197}Au 的死时间修正因子

Fig. 16. Dead time correction factor of ^{197}Au .

4.5 本底扣除

图 17 展示了经过死时间修正后的 ^{197}Au 的实验数据以及各类本底的构成:

$$B(E_n) = B_{\text{blank}} + B_{\text{flat}} + B_{\text{scatter}}. \quad (7)$$

首先扣除样品无关性本底即空样品的测量数据 B_{blank} . 为了避免热中子及能量更低的中子在飞行时间上与下一个周期的中子束流发生重叠,在 Back-n 中子开关附近的中子束窗内放置镉片 (厚度 1 mm), 能够完全截止 $E_n < 0.3 \text{ eV}$ 的中子, 因此这一能区的实验数据不是由中子直接反应产生的, 主要来源于环境本底. 在扣除样品无关性本底后, 线性拟合 $E_n < 0.3 \text{ eV}$ 能区的实验数据, 得到环境本底即平本底 B_{flat} . 最后扣除中子与样品发生弹性散射产生的本底 B_{scatter} , 可以根据 (8) 式得到:

$$B_{\text{scatter}} = C_{\text{net}}^C \frac{Y_n^{\text{Au}}}{Y_n^{\text{C}}}, \quad (8)$$

其中 C_{net}^C 是扣除了空样品本底和平本底后 ^{197}Au 样品的实验数据, Y_n^{Au} 和 Y_n^{C} 是通过评价数据得到的 ^{197}Au 和 ^{12}C 的中子弹弹性散射产额.

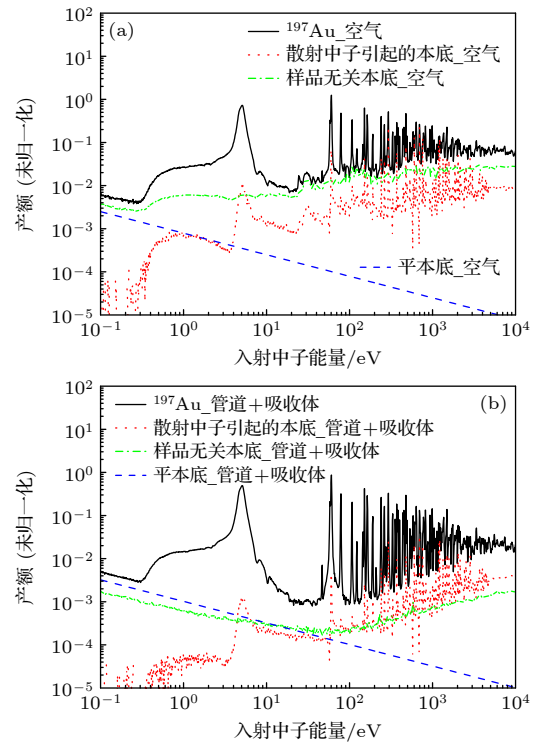


图 17 $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ 反应测量结果及本底构成 (a) 空气; (b) 管道+中子吸收体

Fig. 17. Measurement results and background composition of $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ reaction: (a) Air; (b) pipeline + neutron absorber.

5 实验结果分析与讨论

GTAF 装置在线测量 ^{197}Au 的实验数据, 在扣除各类本底后, 结合 Back-n 中子束流能谱 [49], 利

用饱和共振法 ($E_n = 4.9$ eV) 确定归一化系数得到 (n, γ) 反应的产额 $Y_\gamma(E_n)$. 考虑自屏蔽修正后可以得到 $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ 反应截面的初步结果:

$$\sigma_\gamma = Y_\gamma(E_n) \cdot \sigma_{\text{tot}} / [1 - \exp(-\rho_s \sigma_{\text{tot}})], \quad (9)$$

式中 σ_{tot} 是总截面, ρ_s 是 ^{197}Au 样品的面密度.

通过与 ENDF/B-VIII 评价数据的比较 (图 18), 空气中测量的实验数据在 20—40 eV 的能区存在明显的结构, 来源可能是 BaF_2 晶体中 ^{135}Ba 的 (n, γ) 反应共振峰, 真空管道和中子吸收体的设置能够降低样品处的散射中子, 共振区的峰谷比明显提高, 实验数据与评价值也吻合得更好.

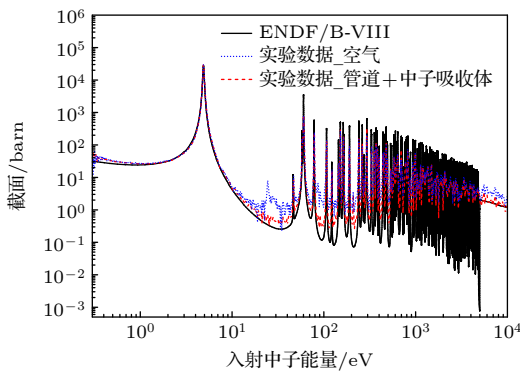


图 18 $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ 反应截面实验结果与评价库的比较

Fig. 18. Comparison of experimental results of $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ reaction cross section with evaluated libraries.

6 结 论

基于 Back-n 上多次在线测量的实验数据, 开展了 GTAF 装置测量 (n, γ) 反应截面方法的研究. 由于光电倍增管已经出厂 10 年以上, 性能明显下降, 使得单个 BaF_2 探测单元的能量分辨率不高, 在 Back-n 上开展实验的接近 4 年时间里, 40 路 BaF_2 探测单元的能量分辨率没有发生明显的变化, 个别性能变差的探测单元通过重新封装, 也能够恢复状态满足在线实验的要求. 通过对 ^{197}Au 样品最强共振峰 ($E_n = 4.9$ eV) 附近实验数据的分析, 确定了实验条件: 符合时间窗 64 ns 、多重性 $M_\gamma \geq 2$ 、 γ 射线加和能 $3.5 \text{ MeV} \leq E_{\text{sum}} \leq 8 \text{ MeV}$, 用于降低电子学噪声、自然环境、其他材料发生 (n, γ) 反应产生的本底.

同时为了降低样品处散射中子产生的本底, 设计优化了真空管道和中子吸收体, 通过定量分析中子灵敏度, 对比空气条件下的实验数据, 验证了真

空管道和中子吸收体方案的有效性. 测量结果的中子灵敏度随着加速器束流功率的提升基本保持一致, 后续 CSNS 二期工程加速器束流功率提升至 500 kW, 可能不会明显影响在线实验的效应本底比. 由于样品尺寸是 $\phi 40 \text{ mm}$, 测量结果验证了采用中子束斑为标准 $\phi 30 \text{ mm}$ 时, 中子灵敏度较低, 因为“靶包束”的方案, 能降低束斑不均匀引起的不确定度, 也兼顾 (n, γ) 反应事件的计数率.

在空气与真空管道 (铝合金) 加中子吸收体 (含硼聚乙烯) 两种实验条件下, 分别扣除了 ^{197}Au 实验数据的几种本底, 采用饱和共振峰归一法, 结合 Back-n 中子能谱得到 (n, γ) 反应的产额谱和截面数据的初步结果. 经过比较, 真空管道加中子吸收体的方案能够明显提高效应本底比, 实验结果更接近于评价数据, 后续实验会继续使用这一方案.

目前, GTAF 装置测量 ^{197}Au 的实验数据在可分辨共振区能够较好地吻合评价数据, 验证了测量装置和测量方法的可靠性, 下一步打算优化数据处理的方法: 1) 采用模拟计算与实验结合的方法, 对不同入射中子能量的探测效率 ε 进行修正; 2) 利用解谱算法降低双束团中子束流引起的不确定度, 考虑多次散射效应的修正等, 并使用 SAMMY 程序分析 $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ 反应共振参数, 得到更精确的截面数据; 3) 逐项定量分析不确定度, 给出 $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ 反应截面数据总的不确定度. GTAF 装置的优势是几乎覆盖 4π 立体角, 实现 γ 射线全吸收, 因此有利测量小样品量、截面值较小核素的 (n, γ) 反应截面, 特别是测量 ^{235}U , ^{239}Pu 等裂变核素的 (n, γ) 反应截面, 方便使用反符合方法扣除裂变反应本底, 这些是 GTAF 装置未来的研究方向.

感谢中国散裂中子源设施 (<https://cstr.cn/31113.02>. CSNS) 反角白光中子实验装置 (<https://cstr.cn/31113.02>. CSNS.Back-n) 的工作人员在束流运行方面提供的帮助. 感谢中国科学技术大学近代物理系的余滔、解立坤、曹平在电子学方面提供的技术支持.

参考文献

- [1] Zinkle S J, Ghoniem N M 2000 *Fusion Eng. Des.* **51–52** 55
- [2] Ding D Z 2001 *China Basic Sci.* **1** 13 (in Chinese) [丁大钊 2001 中国基础科学 **1** 13]
- [3] Taylor T M 2002 *The Eighth European Particle Accelerator*

- Conference Paris, France, June 3–7, 2002* p129
- [4] Palmiotti G, Salvatores M, Assawaroongruengchot M 2009 *International Conference on Fast Reactors and Related Fuel Cycles* Kyoto, Japan, December 7–11, 2009 p1
 - [5] Chandler D, Hartanto D, Bae J W, Burg K M, Robert Y, Sizemore C 2025 *Ann. Nucl. Energy* **211** 110920
 - [6] Arnould M, Katsuma M 2008 *International Conference on Nuclear Data for Science and Technology* Nice, France, April 22–27, 2007 p7
 - [7] Smith M S 2011 *J. Korean Phys. Soc.* **59** 761
 - [8] Kompe D 1969 *Nucl. Phys.* **133** 513
 - [9] Wisshak K, Kappeler F, Reffo G 1984 *Nucl. Sci. Eng.* **88** 594
 - [10] Terada K, Katabuchi T, Mizumoto M, Arai T, Saito T, Igashira M, Hirose K, Nakamura S, Kimura A, Harada H, Hori J I, Kino K, Kiyonagi Y 2015 *Prog. Nucl. Energy* **82** 118
 - [11] Kobayashi K, Lee S, Yamamoto S 2004 *Nucl. Sci. Eng.* **146** 209
 - [12] Lee J, Hori J I, Nakajima K, Sano T, Lee S 2017 *J. Nucl. Sci. Tech.* **54** 1046
 - [13] Sirakov I, Becker B, Capote R, Dupont E, Kopecky S, Massimi C, Schillebeeckx P 2013 *Eur. Phys. J. A* **49** 144
 - [14] Mingrone F, Massimi C, Altstadt S, et al. 2014 *Nuclear Data Sheets* **119** 18
 - [15] Guber K H, Derrien H, Leal L C, Arbanas G, Wiarda D, Koehler P E, Harvey A 2010 *Phys. Rev. C* **82** 057601
 - [16] Ren J, Ruan X C, Bao J, et al. 2019 *Radiat. Detect. Tech. Methods* **3** 52
 - [17] Endo S, Kimura A, Nakamura S, Iwamoto O, Iwamoto N, Rovira G, Terada K, Meigo S, Toh Y, Segawa M, Maeda M, Tsuneyama M 2022 *J. Nucl. Sci. Tech.* **59** 318
 - [18] Kim H I, Paradela C, Sirakov I, Becker B, Capote R, Gunsing F, Kim G N, Kopecky S, Lampoudis C, Lee Y O, Massarczyk R, Moens A, Moxon M, Pronyaev V G, Schillebeeckx P, Wynants R 2016 *Eur. Phys. J. A* **52** 170
 - [19] Carrapico C, Berthoumieux E, Dridi W, Goncalves I F, Gunsing F, Lampoudis C, Vaz P 2013 *Nucl. Instr. Meth. A* **704** 60
 - [20] Lerendegui-Marco J, Guerrero C, Cortes-Giraldo M A, Quesada J M, Mendoza E, Cano-Ott D, Eberhardt K, Junghans A, the n_TOF Collaboration 2016 *EPJ Web Conf.* **111** 02005
 - [21] Mosby S, Bredeweg T A, Couture A, Jandel M, Kawano T, Ullmann J, Henderson R A, Wu C Y 2018 *Nucl. Data Sheets* **148** 312
 - [22] Mosby S, Bredeweg T A, Chyzh A, Couture A, Henderson R A, Jandel M, Kwan E, O'Donnell J M, Ullmann J, Wu C Y 2014 *Phys. Rev. C* **89** 034610
 - [23] Laminack A, Blackmon J C, Couture A, Greene J P, Krticka M, Macon K T, Mosby S, Prokop C, Ullmann J L, Valenta S 2022 *Phys. Rev. C* **106** 025802
 - [24] Jandel M, Bredeweg T A, Bond E M, et al. 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 202506
 - [25] Mendoza E, Cano-Ott D, Guerrero C, Berthoumieux E, 2014 *Nucl. Instr. Meth. A* **768** 55
 - [26] Zhong Q P, Zhou Z Y, Tang H Q, Chen X L, He G Z, Zhang Q W, Guo W X, Yuan J L, Ma X Y, Wang Q, Ruan X C, Li Z H 2008 *Chin. Phys. C* **32** 102
 - [27] Zhang Q W, He G Z, Huang X, Ruan X C, Li Z H, Zhu X H 2014 *At. Energy Sci. Tech.* **48** 70 (in Chinese) [张奇玮, 贺国珠, 黄兴, 阮锡超, 李志宏, 朱兴华 2014 原子能科学技术 **48** 70]
 - [28] Peng M, He G Z, Luo H, Zhang Q W, Shi B, Zhou Z Y, Lan C L 2016 *At. Energy Sci. Tech.* **50** 1866 (in Chinese) [彭猛, 贺国珠, 骆宏, 张奇玮, 石斌, 周祖英, 兰长林 2016 原子能科学技术 **50** 1866]
 - [29] Zhang Q W, He G Z, Huang X, Cheng P J, Ruan X C, Zhu X H 2016 *At. Energy Sci. Tech.* **50** 536 (in Chinese) [张奇玮, 贺国珠, 黄兴, 程晶晶, 阮锡超, 朱兴华 2016 原子能科学技术 **50** 536]
 - [30] Shi B, Peng M, Zhang Q W, He G Z, Zhou Z Y, Tang H Q 2018 *At. Energy Sci. Tech.* **52** 1537 (in Chinese) [石斌, 彭猛, 张奇玮, 贺国珠, 周祖英, 唐洪庆 2018 原子能科学技术 **52** 1537]
 - [31] Zhang Q W, He G Z, Luan G Y, Cheng P J, Ruan X C, Zhu X H 2021 *Power Laser Part. Beams* **33** 0440 (in Chinese) [张奇玮, 贺国珠, 栾广源, 程晶晶, 阮锡超, 朱兴华 2021 强激光与粒子束 **33** 0440]
 - [32] Tang J Y, An Q, Bai H Y, et al. 2019 *At. Energy Sci. Tech.* **53** 2012 (in Chinese) [唐靖宇, 安琪, 白怀勇, 等 2019 原子能科学技术 **53** 2012]
 - [33] Ren J, Ruan X C, Jiang W, et al. 2021 *Nucl. Instr. Meth. A* **985** 164703
 - [34] Tang J Y, Fu S N, Jing H T, Tang H Q, Wei J, Xia H H 2010 *Chin. Phys. C* **34** 121
 - [35] Jing H T, Tang J Y, Tang H Q, Xia H H, Liang T J, Zhou Z Y, Zhong Q P, Ruan X C 2010 *Nucl. Instr. Meth. A* **621** 91
 - [36] Zhang Q W, Luan G Y, Ren J, et al. 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 222801 (in Chinese) [张奇玮, 栾广源, 任杰, 等 2021 物理学报 **70** 222801]
 - [37] Wang X Y, He G Z, Zhang Q W, et al. 2024 *At. Energy Sci. Tech.* **58** 2262 (in Chinese) [王晓宇, 贺国珠, 张奇玮, 等 2024 原子能科学技术 **58** 2262]
 - [38] Luo H T, Zhang Q W, Luan G Y, et al. 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 072801 (in Chinese) [罗昊天, 张奇玮, 栾广源, 等 2024 物理学报 **73** 072801]
 - [39] Yu T, Cao P, Ji X Y, et al. 2019 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **66** 1095
 - [40] Wang Q, Cao P, Qi X, Yu T, Ji X, Xie L, An Q 2018 *Rev. Sci. Instrum.* **89** 013511
 - [41] Ma X Y, Zhong Q P, Zhou Z Y, et al. 2009 *At. Energy Sci. Tech.* **43** 180 (in Chinese) [马霄云, 仲启平, 周祖英, 等 2009 原子能科学技术 **43** 180]
 - [42] Luan G Y, Ren J, Zhang Q W, Ruan X C, He G Z, Cheng P J, Guo M W 2022 *J. Isotopes* **35** 273 (in Chinese) [栾广源, 任杰, 张奇玮, 阮锡超, 贺国珠, 程晶晶, 郭明伟 2022 同位素 **35** 273]
 - [43] Zhang Q W, Luan G Y, Guo M W, et al. 2021 *Mod. Appl. Phys.* **12** 040401 (in Chinese) [张奇玮, 栾广源, 郭明伟, 等 2021 现代应用物理 **12** 040401]
 - [44] Massimi C, Domingo-Pardo C, Vannini G, et al. 2010 *Phys. Rev. C* **81** 044616
 - [45] Zhang Q W, Luan G Y, He G Z, Cheng P J, Ruan X C, Zhu X H 2020 *Nucl. Phys. Rev.* **37** 771 (in Chinese) [张奇玮, 栾广源, 贺国珠, 程晶晶, 阮锡超, 朱兴华 2020 原子核物理评论 **37** 771]
 - [46] Zou C, Luan G Y, Luo H T, et al. 2025 *Symmetry* **92** 17
 - [47] Bao J, Chen Y H, Zhang X P, et al. 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 080101 (in Chinese) [鲍杰, 陈永浩, 张显鹏, 等 2019 物理学报 **68** 080101]
 - [48] Zou C, Zhang Q W, Luan G Y, Wu H Y, Luo H T, Chen X B, Wang X Y, He G Z, Ren J, Huang H X, Ruan X C, Bao J, Zhu X H 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 102801 (in Chinese) [邹翀, 张奇玮, 栾广源, 吴鸿毅, 罗昊天, 陈玄博, 王晓宇, 贺国珠, 任杰, 黄翰雄, 阮锡超, 鲍杰, 朱兴华 2025 物理学报 **74** 102801]
 - [49] Chen Y H, Luan G Y, Bao J, et al. 2019 *Eur. Phys. J. A* **55** 115

Measurement method of (n, γ) reaction cross section based on gamma total absorption facility*

LUAN Guangyuan¹⁾ ZHANG Qiwei^{1)†} WU Hongyi^{1)‡} LUO Haotian¹⁾
 WANG Xiaoyu¹⁾ CHEN Xuanbo¹⁾ WANG Yuqing¹⁾ JI Yutong¹⁾
 HE Guozhu¹⁾ REN Jie¹⁾ HUANG Hanxiong¹⁾ RUAN Xichao¹⁾
 BAO Jie¹⁾ JIANG Wei²⁾³⁾ FAN Ruirui²⁾³⁾ ZHU Xinghua⁴⁾

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

2) (*Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

3) (*Spallation Neutron Source Science Center, Dongguan 523803, China*)

4) (*Huaneng Shandong Shidao Bay Nuclear Power Co., Ltd., Rongcheng 264312, China*)

(Received 25 January 2026; revised manuscript received 10 March 2026)

Abstract

To fill the gap in domestic experimental data on neutron radiative capture reactions, the Key Laboratory of Nuclear Data at China Institute of Atomic Energy has developed a gamma-ray total absorption facility (GTAF), which consists of 40 BaF₂ detection units. Excluding the two units for neutron beam entrance and exit, the BaF₂ crystals form a spherical shell with an outer radius of 25 cm and an inner radius of 10 cm, covering approximately 95.2% of the solid angle and enabling nearly full-absorption measurements of γ -rays. In 2019, the facility was relocated to the back-streaming white neutron source of the China Spallation Neutron Source (CSNS), where research on neutron radiative capture cross section measurement methods was carried out.

After capturing a neutron, the nuclide forms an excited compound nucleus. The GTAF measures the cascade γ -rays emitted during the de-excitation of the compound nucleus, records (n, γ) reaction events, and determines the energy of the incident neutrons causing the reaction using the time-of-flight method. Comprehensive analysis of multiple experimental measurements on ¹⁹⁷Au sample verified the long-term stability of the energy resolution of the BaF₂ detector units and established the experimental conditions for online measurements: a coincidence time window of 64 ns, a multiplicity of $M_\gamma \geq 2$, a summed γ -ray energy threshold of $3.5 \text{ MeV} \leq E_{\text{sum}} \leq 8 \text{ MeV}$, and a standard neutron beam spot size of $\phi 30 \text{ mm}$. These conditions were adopted to reduce backgrounds from electronic noise, natural environmental radiation, and (n, γ) reactions in other materials.

To further suppress backgrounds caused by scattered neutrons at the sample position, the vacuum pipe and a matching neutron absorber made of boron-loaded polyethylene were designed and optimized. Quantitative analysis of neutron sensitivity, together with comparisons to experimental data obtained under air conditions, verified the effectiveness of the vacuum pipe and neutron absorber configuration. The neutron sensitivity of the measured results remained nearly constant as the accelerator beam power increased. It was expected that the future upgrade of the CSNS Phase-II accelerator to 500 kW will not significantly affect the signal-to-background ratio of online experiments. Given the sample size of $\phi 40 \text{ mm}$, measurements confirmed that using the standard

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12275363, 12505161), the Continuous-Support Basic Scientific Research Program (Grant No. BJ010261223282), and the Research and Development Program of China National Nuclear Corporation (Grant No. FD010241222552).

† Corresponding author. E-mail: zhangqw@ciae.ac.cn

‡ Corresponding author. E-mail: wuhy@ciae.ac.cn

$\phi 30$ mm neutron beam spot results in low neutron sensitivity. Under two experimental conditions—measurement in air and measurement with an aluminum-alloy vacuum pipe and a matching neutron absorber—several background components in the ^{197}Au experimental data were subtracted separately. Using the saturated resonance peak normalization method combined with the Back-n neutron energy spectrum, preliminary results of the (n, γ) reaction yield spectra and cross sections were obtained. Comparisons show that the vacuum pipe and a matching neutron absorber significantly improve the signal-to-background ratio, yielding experimental results closer to evaluated data; this configuration will therefore be adopted in subsequent experiments.

At present, the experimental cross sections of ^{197}Au measured by the GTAF are in good agreement with the Evaluated Nuclear Data File (ENDF) in the resolved resonance region, verifying the reliability of the facility and measurement method. Future plans to optimize the data processing include: correcting the detection efficiency ε for different incident neutron energies by combining Monte Carlo simulations with experimental measurements; reducing uncertainties induced by the double-bunch neutron beam using unfolding algorithms, applying corrections for multiple scattering effects, and analyzing resonance parameters of the $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ reaction with the SAMMY code to obtain more precise cross sections; conducting a quantitative uncertainty analysis component by component to determine the total uncertainty of the $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ cross section data.

The GTAF offers the advantage of nearly 4π solid-angle coverage and full γ -ray absorption, making it well-suited for measuring (n, γ) cross sections of small samples and nuclides with small cross sections—especially fissile nuclides such as ^{235}U and ^{239}Pu . It facilitates the use of anti-coincidence techniques to subtract backgrounds from fission reactions, providing important experimental data support for the development of the domestic nuclear industry.

Keywords: gamma-ray total absorption facility, cross section of neutron radiative capture reaction, neutron sensitivity, white neutron source

DOI: [10.7498/aps.75.20260131](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260131)

CSTR: [32037.14.aps.75.20260131](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20260131)

基于 γ 全吸收装置的 (n, γ) 反应截面测量方法

栾广源 张奇玮 吴鸿毅 罗昊天 王晓宇 陈玄博 王雨晴 季玉桐 贺国珠 任杰 黄翰雄 阮锡超 鲍杰 蒋伟
樊瑞睿 朱兴华

Measurement method of (n, γ) reaction cross section based on gamma total absorption facility

LUAN Guangyuan ZHANG Qiwei WU Hongyi LUO Haotian WANG Xiaoyu CHEN Xuanbo WANG
Yuqing JI Yutong HE Guozhu REN Jie HUANG Hanxiong RUAN Xichao BAO Jie JIANG Wei
FAN Ruirui ZHU Xinghua

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 120103 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20260131

CSTR: 32037.14.aps.75.20260131

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260131>

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