

# HI-13 串列加速器上不稳定核 $^{85}\text{Sr}(n, \gamma)$ 截面的替代反应法测量\*

王涵语<sup>1)</sup> 邱奕嘉<sup>1)3)</sup> 林承键<sup>2)</sup> 吴晓光<sup>2)</sup> 韩银录<sup>1)</sup> 吴鸿毅<sup>1)</sup> 冯晶<sup>1)†</sup>  
郑云<sup>2)</sup> 杨磊<sup>2)</sup> 李聪博<sup>2)</sup> 骆天鹏<sup>2)</sup> 常昶<sup>2)</sup> 孙琪<sup>1)</sup> 朱德宇<sup>1)</sup>  
赵亦轩<sup>1)</sup> 黄大湖<sup>2)</sup> 李天晓<sup>2)</sup> 郑敏<sup>2)</sup> 赵子豪<sup>2)4)</sup> 朱意威<sup>1)</sup>  
赵坤灵<sup>1)5)</sup> 孙鹏飞<sup>1)</sup> 宋金兴<sup>1)</sup> 郭明伟<sup>1)</sup> 任四禧<sup>1)</sup> 郑小海<sup>6)</sup>

1) (中国原子能科学研究院, 核数据重点实验室, 北京 102413)

2) (中国原子能科学研究院核物理研究所, 北京 102413)

3) (兰州大学核科学技术学院, 兰州 730000)

4) (吉林大学物理学院, 长春 130012)

5) (成都理工大学核技术与自动化学院, 成都 610051)

6) (西京学院电子信息学院, 西安 710123)

(2025 年 2 月 21 日收到; 2025 年 4 月 11 日收到修改稿)

中子辐射俘获截面是核天体物理、核反应堆设计、核医学以及核技术应用等领域中所需的关键数据. 目前, 受制于实验技术上的困难, 缺少半衰期短至数年或更短核素的中子辐射俘获截面测量数据. 本文采用一种间接测量短寿命核素反应截面的方法——替代反应法, 在中国原子能科学研究院北京 HI-13 串列加速器上利用  $^{89}\text{Y}(p, \alpha)$  反应作为替代反应, 产生与短寿命核素中子辐射俘获  $^{85}\text{Sr}(n, \gamma)$  反应相同的复合核  $^{86}\text{Sr}^*$  进行替代反应法的实验研究. 通过使用硅探测器组成的望远镜阵列与 HPGe 探测器阵列符合测量, 得到了与特定能量角度的出射  $\alpha$  粒子符合  $\gamma$  射线能谱, 从而获得了不同激发能下复合核的  $\gamma$  衰变的概率. 结合使用 UNF 唯象光学模型计算的复合核形成截面, 得到了中子能量范围  $E_n = 0.02\text{--}1.22$  MeV 的  $^{85}\text{Sr}$  中子辐射俘获截面. 并且, 基于 TALYS 计算的自旋宇称分布, 建立了修正模型用于补偿直接反应和替代反应中自旋-宇称布居的差异, 改进了基于 Weisskopf-Ewing 近似下的间接测量结果.

**关键词:** 中子俘获反应截面, 替代反应法, 短寿命核素

**PACS:** 25.40.-h, 14.20.Dh, 52.70.La, 11.10.Gh

**DOI:** 10.7498/aps.74.20250214

**CSTR:** 32037.14.aps.74.20250214

## 1 引言

在核物理与核技术应用的广袤领域中, 核反应数据构成了理论探索与实际应用的基石. 其中, 中

子辐射俘获反应  $(n, \gamma)$  数据在恒星核合成、反应堆工程、中子活化分析以及国防安全等关键领域发挥着不可或缺的作用.

在恒星核合成的复杂进程中, 各类原子核的俘获截面是构建精确核天体物理模型的核心要素. 这

\* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2023YFA1606603)、国家自然科学基金重点项目 (批准号: 12235013, 11875214) 和稳定支撑基础科研计划 (批准号: BJ010261223282) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: fengj@ciae.ac.cn

些截面数据对于深入洞悉恒星从诞生到演化的全过程, 以及比铁更重元素在极端天体物理环境下的形成机制, 具有不可估量的价值. 缺中子核素的合成作为恒星核合成研究的关键环节, 高度依赖于 p-过程. 然而, 目前 p-过程模型仍存在诸多不确定性, 这凸显了精确测量相关核反应数据的紧迫性和重要性.  $^{85}\text{Sr}$  作为 p-过程关键起始核素  $^{84}\text{Sr}$  的邻近核, 其丰度与  $^{84}\text{Sr}$  丰度以及 p-过程密切相关, 使其成为深入研究 p-过程的关键突破口. 同时, 精确的  $^{85}\text{Sr}(n, \gamma)$  截面可修正 s 过程路径中分支点  $^{85}\text{Sr} \rightarrow ^{86}\text{Sr}$  的流量分配. 在渐近巨星分支 (asymptotic giant branch, AGB) 恒星 s 过程核合成中, 中子幻数 (如  $n = 82$ ) 附近的核素 (如  $^{142}\text{Nd}$ ) 对中子俘获截面高度敏感. 实验表明<sup>[1]</sup>, 这些核素的截面精度若优于 5%—8%, 可显著降低模型预测与太阳丰度分布的差异.

精确测定  $^{85}\text{Sr}(n, \gamma)$  截面, 对于构建高精度的丰度模型具有决定性意义, 不仅能够更准确地模拟和预测恒星核合成过程中元素的产生、演化与分布, 减少模型对中子密度、温度等参数的依赖不确定性. 还有助于完善我们对宇宙演化进程的认知, 与观测对比, 改善对富铯恒星 (如钡星) 光谱的拟合, 检验恒星演化理论. 为天体物理学研究提供更为坚实的理论基础<sup>[2-5]</sup>.

目前, 通过大量的实验工作, 众多稳定核素的俘获截面已被成功测量并积累了丰富的数据. 然而, 在现代核科学的众多研究领域和实际应用场景中, 短寿命 (半衰期在数年及以内) 放射性核素的俘获截面数据同样不可或缺. 令人遗憾的是, 针对这类短寿命放射性核素俘获截面数据的实验研究极为匮乏. 深入剖析其原因, 主要体现在以下几个方面: 首先, 放射性核素材料的获取与制靶面临着严峻的技术挑战, 同时伴随着高昂的成本投入; 其次, 高比活度靶材的使用不仅给辐射防护工作带来了巨大的困难, 还会对探测器造成不可逆的辐射损伤; 再者, 在强衰变本底的干扰下, 获取高质量的信号非常困难; 此外, 靶核自身衰变会引入复杂的本底干扰, 严重影响测量的准确性. 这些因素相互影响, 使得直接测量短寿命放射性核素的俘获截面成为一项极具挑战性的任务. 借助放射性束流设施, 结合弱束缚核氦的中子转移反应与逆运动学实验方法, 为短寿命核素俘获截面测量提供了可行途径, 但限制明显<sup>[6]</sup>. 实验中放射性束流强度低, 低截

面测量困难, 强关联多体系统里旁观者质子引入的系统误差难以消除, 且该方法本质是替代法, 并非理想测量方式. 逆运动学方法对束流强度要求高, 放射性核束流的产生复杂、束流强度难以满足统计量要求, 成本高、技术复杂; 反应机制复杂, 数据分析难, 探测器效率和分辨率受影响, 理论模型不确定. 其他常用研究方法如 Oslo 方法, 依赖准确核能级结构信息, 否则易导致系统性偏差; 需大量数据保证精度, 对低产额反应数据获取难、统计误差大; 基于简化假设, 在非平衡态或量子效应显著反应中受限, 数据分析复杂、不确定性高.

在各类间接测量方法中, 替代反应法 (surrogate reaction method) 以其独特的优势脱颖而出, 成为目前测量短寿命核素俘获截面的一种极具潜力的方法<sup>[7]</sup>. 该方法由 Cramer 和 Britt<sup>[8,9]</sup> 于 20 世纪 70 年代首次提出, 其基本原理基于复合核理论. 即某些稳定核素发生的核反应能够与所求不稳定核素发生的核反应形成相同的复合核, 并且在复合核形成与衰变相互独立的假设前提下, 通过相同的衰变道进行衰变, 如图 1 所示. 基于这一原理, 可以利用稳定核素靶来研究不稳定核素的复合核反应截面, 从而绕过直接测量短寿命放射性核素的诸多困难.

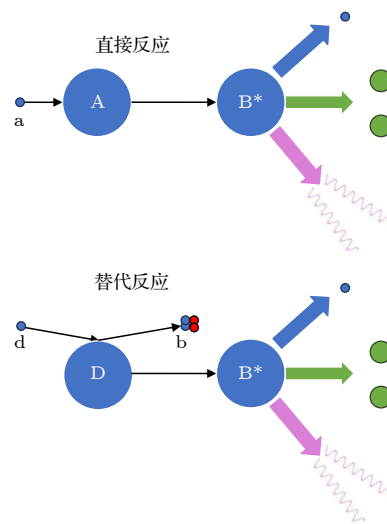


图 1 替代法原理

Fig. 1. Schematic representation of the surrogate reaction method.

2006 年, Boyer 等<sup>[10]</sup> 运用替代反应法, 通过  $^{232}\text{Th}(^3\text{He}, p\gamma)^{234}\text{Pa}$  反应对  $^{233}\text{Pa}(n, \gamma)$  截面展开了测量. 2009 年, Allmond 等<sup>[11]</sup> 的实验利用 21 MeV 的氦核在  $^{235}\text{U}$  靶上的质子剥除反应来产生  $^{236}\text{U}$  复合核, 用来得到  $^{235}\text{U}(n, \gamma)$  截面. 2017 年, 马南茹等<sup>[12]</sup>

提出轻带电粒子的俘获反应作为替代反应的替代俘获法, 通过  $^{236}\text{U}(\alpha, f)$  和  $^{236}\text{U}(\alpha, 2n)$  的测量, 分别得到了  $^{239}\text{Pu}(\alpha, f)$  和  $^{239}\text{Pu}(n, 2n)$  反应截面. 2016 年, 颜胜权等<sup>[13–15]</sup> 使用替代比率法, 利用  $^{92}\text{Zr}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})$   $^{94}\text{Zr}$  以及  $^{90}\text{Zr}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})$   $^{90}\text{Zr}$  反应, 以  $^{91}\text{Zr}(n, \gamma)$   $^{92}\text{Zr}$  截面作为参考, 得到了  $^{93}\text{Zr}(n, \gamma)$   $^{94}\text{Zr}$  在中子能量  $E_n = 0\text{--}8$  MeV 时的截面, 结果显示在  $E_n > 3$  MeV 处与评价库的吻合度良好. 随后, 他们运用同样的方法, 又得到了  $^{95}\text{Zr}(n, \gamma)$   $^{96}\text{Zr}$  以及  $^{59}\text{Fe}(n, \gamma)$   $^{60}\text{Fe}$  的截面数据. 在 2018—2020 年期间, 替代反应法在理论计算领域实现了重大突破, 成功从理论层面计算出了替代反应的  $J\pi$  分布. Escher 等<sup>[16]</sup> 运用  $^{89}\text{Y}(p, d)$  反应来确定  $^{87}\text{Y}(n, \gamma)$  截面. 为了验证该方法的可靠性, 他们还采用  $^{92}\text{Zr}(d, p)$  反应获得  $^{90}\text{Zr}(n, \gamma)$  截面, 以对方法进行检验.

本文聚焦于短寿命的  $^{85}\text{Sr}$  核 ( $T_{1/2} = 64.849$  d) 的中子俘获反应. 目前, 该反应尚无直接测量数据, 现有的基于唯象模型评价数据在本实验研究的能区 (0.02 — 1.22 MeV) 相对误差可达到 70%, 这为相关研究带来了一定挑战. 在  $^{85}\text{Sr}(n, \gamma)$  反应中, 入射中子与  $^{85}\text{Sr}$  靶相互作用, 形成激发态的复合核  $^{86}\text{Sr}^*$ , 随后复合核通过  $\gamma$  射线发射进行退激衰变. 本研究通过  $p + ^{89}\text{Y} \rightarrow \alpha + ^{86}\text{Sr}^*$  反应形成相同的复合核, 将对短寿命核素的研究转化为对稳定核素反应的研究. 通过实验测量, 结合理论计算方法, 深入探究  $^{85}\text{Sr}(n, \gamma)$  反应截面. 本工作不仅旨在为核物理、天体物理等相关领域的研究提供关键的数据支持, 填补该领域在  $^{85}\text{Sr}$  核中子俘获截面数据方面的空白, 还有助于进一步推动该方法在短寿命核素中子俘获截面测量中的广泛应用与发展, 为解决更多类似的核反应数据测量困难提供新的思路与方法.

替代反应法基于 Bohr 的复合核理论假设, 即复合核出射道独立于入射道, 按照描述复合核出射道截面的 Hauser-Feshbach 公式<sup>[17]</sup>, 其截面为

$$\frac{d\sigma_{\chi}^{\text{HF}}(E_a)}{dE_x} = \sum_{J\pi} \sigma_{\alpha}^{\text{CN}}(E_{\text{ex}}, J, \pi) G_{\chi}^{\text{CN}}(E_{\text{ex}}, J, \pi), \quad (1)$$

式中  $\alpha$  代表入射反应道,  $\chi$  代表出射反应道,  $E_{\text{ex}}$  为形成复合核的激发能,  $\sigma_{\alpha}^{\text{CN}}(E_{\text{ex}}, J, \pi)$  为激发能  $E_{\text{ex}}$ , 自旋宇称为  $J, \pi$  的复合核的形成截面,  $G_{\chi}^{\text{CN}}(E_{\text{ex}}, J, \pi)$  为复合核衰变 (退激发) 到  $\chi$  道的分支比. 入射粒子  $a$  的动能  $E_a$  与复合核的激发能  $E_{\text{ex}}$  相关,

可表示为

$$E_a = \frac{A_a + A_A}{A_A} (E_{\text{ex}} - S_a), \quad (2)$$

其中,  $A_A$  和  $A_a$  分别代表靶核粒子和入射粒子的核子数,  $S_a$  代表入射粒子  $a$  的从形成的复合核分离的能量, 即复合核分离能, 对于中子即为中子分离能  $S_n$ .

在替代反应中, 复合核  $B^*$  可通过直接反应  $d + D \rightarrow b + B^*$  形成, 即  $p + ^{89}\text{Y} \rightarrow \alpha + ^{86}\text{Sr}^*$  并通过出射粒子  $\alpha$  来确定的复合核的种类以及激发能. 在替代反应中形成复合核  $B^*$  的布居概率为  $F_{\delta}^{\text{CN}}(E_{\text{ex}}, J, \pi)$ , 其中  $\delta$  代表产生反应  $d + D \rightarrow b + B^*$ , 且  $B^*$  处于激发能  $E_{\text{ex}}$ , 自旋宇称为  $J, \pi$ . 由此, 可用复合核衰变概率  $P_{\delta\chi}(E_{\text{ex}})$  来代表替代反应形成激发能为  $E_{\text{ex}}$  的复合核  $B^*$  以衰变道  $\chi$  衰变概率, 根据 (1) 式, 可表示为

$$P_{\delta\chi}(E_{\text{ex}}) = \sum_{J\pi} F_{\chi}^{\text{CN}}(E_{\text{ex}}, J, \pi) G_{\chi}^{\text{CN}}(E_{\text{ex}}, J, \pi). \quad (3)$$

而在实验中, 该复合核衰变概率也可通过实验测定:

$$P_{\delta\chi}^{\text{exp}}(E_{\text{ex}}) = \frac{N_{\delta\chi}}{N_{\delta} \varepsilon_{\chi}}, \quad (4)$$

其中,  $\varepsilon_{\chi}$  表示衰变道  $\chi$  的探测效率,  $N_{\delta}$  为直接反应后的出射粒子计数, 对应复合核形成事件,  $N_{\delta\chi}$  为探测到的复合核衰变事件数. 由此可以通过实验结合已有较好的光学势计算结果的复合核形成截面, 从而得到难以直接测量的短寿命核反应截面.

如果能够通过理论准确计算  $F_{\delta}^{\text{CN}}(E_{\text{ex}}, J, \pi)$ , 结合通过实验去测得  $P_{\delta\chi}^{\text{exp}}$ , 就可根据 (3) 式抽取  $G_{\chi}^{\text{CN}}(E_{\text{ex}}, J, \pi)$ , 然后利用 (1) 式得到准确的待测反应截面. 但是,  $F_{\delta}^{\text{CN}}$  往往很难通过理论方法进行准确计算, 使得不能根据实验准确抽取  $G_{\chi}^{\text{CN}}$ .

为解决这一问题, 引入 Weisskopf-Ewing (W-E) 近似<sup>[18]</sup>, 其认为  $G_{\chi}^{\text{CN}}(E_{\text{ex}}, J, \pi)$  是独立于  $J, \pi$  的, 即

$$G_{\chi}^{\text{CN}}(E_{\text{ex}}, J, \pi) = g_{\chi}^{\text{CN}}(E_{\text{ex}}). \quad (5)$$

此时, 复合核衰变概率  $P_{\delta\chi}$  为

$$P_{\delta\chi}(E_{\text{ex}}) = \sum_{J, \pi} F_{\delta}^{\text{CN}}(E_{\text{ex}}, J, \pi) g_{\chi}^{\text{CN}}(E_{\text{ex}}). \quad (6)$$

显然,  $\sum_{J, \pi} F_{\delta}^{\text{CN}}(E_{\text{ex}}, J, \pi) \equiv 1$ , 因此分支比  $g_{\chi}^{\text{CN}}(E_{\text{ex}})$  可直接由复合核的衰变概率得到:

$$P_{\delta\chi}(E_{\text{ex}}) = g_{\chi}^{\text{CN}}(E_{\text{ex}}). \quad (7)$$

即实验测得的  $P_{\delta\chi}^{\text{exp}}(E_{\text{ex}})$  就是  $g_{\chi}^{\text{CN}}(E_{\text{ex}})$ , 则反应截面为

$$\sigma_{\delta\chi}^{\text{WE}}(E_{\text{ex}}) = \sigma_{\alpha}^{\text{CN}}(E_{\text{ex}}) P_{\delta\chi}^{\text{exp}}(E_{\text{ex}}), \quad (8)$$

其中,

$$\sum_{J,\pi} \sigma_{\alpha}^{\text{CN}}(E_{\text{ex}}, J, \pi) \equiv \sigma_{\alpha}^{\text{CN}}(E_{\text{ex}}). \quad (9)$$

在这一假设下, 不需计算  $F_{\delta}^{\text{CN}}(E_{\text{ex}}, J, \pi)$ , 而复合核形成截面  $\sigma_{\alpha}^{\text{CN}}$  容易计算, 从而结合实验测量的  $P_{\delta\chi}^{\text{exp}}(E_{\text{ex}})$  能够直接得到截面.

为了更充分地运用 W-E 近似, Plettner 等<sup>[19]</sup> 引入了替代比率法 (surrogate ratio method, SRM). 在此方法中,  $R(E)$  表示两个不同反应截面的比率, 具体形式为

$$R(E) = \frac{\sigma_{\alpha_1\chi_1}(E)}{\sigma_{\alpha_2\chi_2}(E)}, \quad (10)$$

其中, 下标 1 和 2 分别对应两个替代反应:  $a_1 + A_1 \rightarrow B_1^* \rightarrow c_1 + C_1$  以及  $a_2 + A_2 \rightarrow B_2^* \rightarrow c_2 + C_2$ . 这意味着为了获取相关数据, 需要进行两次实验测量. 通过这种方式, 就能够借助一个较为可靠的参考截面, 推算出待测截面.

基于 W-E 近似理论,  $R(E)$  可进一步写作:

$$R(E) = \frac{\sigma_{\alpha_1}^{\text{CN1}}(E) G_{\chi_1}^{\text{CN1}}(E)}{\sigma_{\alpha_2}^{\text{CN2}}(E) G_{\chi_2}^{\text{CN2}}(E)}. \quad (11)$$

如前文所述, 复合核的形成截面  $\sigma^{\text{CN}}$  能够通过计算得出. 而其中  $G_{\chi_1}^{\text{CN1}}(E)/G_{\chi_2}^{\text{CN2}}(E)$  需通过实验测定:

$$\frac{G_{\chi_1}^{\text{CN1}}(E)}{G_{\chi_2}^{\text{CN2}}(E)} = \frac{P_{\delta_1\chi_1}^{\text{CN1}}(E)}{P_{\delta_2\chi_2}^{\text{CN2}}(E)} = \frac{N_{\delta_1\chi_1}(E) N_{\delta_1}(E) \varepsilon_{\chi_2}(E)}{N_{\delta_2\chi_2}(E) N_{\delta_2}(E) \varepsilon_{\chi_1}(E)}. \quad (12)$$

在实际情况下, 对于出射粒子的探测工作而言,  $\varepsilon_{\chi_2}(E)/\varepsilon_{\chi_1}(E)$  这一参数可以单独确定, 并且通常可以认为二者相等.

另外,  $N_{\delta_1}(E)/N_{\delta_2}(E)$  这一数值由两个实验的束流强度、靶厚以及测量事件共同决定, 其值为常数. 为了简化表达过程, 将其设定为 1. 通过实验测定得到的  $R^{\text{exp}}(E)$  表达式为

$$R^{\text{exp}}(E) = \frac{\sigma_{\alpha_1}^{\text{CN1}}(E) N_{\delta_1\chi_1}(E)}{\sigma_{\alpha_2}^{\text{CN2}}(E) N_{\delta_2\chi_2}(E)}. \quad (13)$$

由此可见, 在实验过程中, 并不需要测量直接反应后的出射粒子计数  $N_{\delta}$ , 如此一来, 便有效避免了因底衬等杂质引发的本底问题.

然而 W-E 近似也存在一定的局限性<sup>[20-22]</sup>, 离散态的自旋宇称布居受复合核反应机制的显著影响, 反应机制决定了角动量传递与耦合方式、宇称组合分配, 还影响复合核激发能与态密度分布以及衰变模式, 进而塑造了离散态自旋宇称的布居特征. 故替代反应和待测反应  $J, \pi$  布居往往并不一致, 此时  $G_{\chi}^{\text{CN}}$  与  $J, \pi$  的关联将导致系统误差, 对此的修正将在后文中讨论.

## 2 实验

本次实验在中国原子能科学研究院 HI-13 串联加速器 L40 束线上的在束  $\gamma$  实验终端进行, 利用加速器产生的质子束流轰击  $^{89}\text{Y}$  靶, 质子能量为 22 MeV, 束流强度约为 1 nA,  $^{89}\text{Y}$  靶为自支撑金属靶, 厚度为 330  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ .

带电粒子探测使用两组硅探测器阵列组成的  $\Delta E$ - $E$  望远镜<sup>[23]</sup>, 每组由一个有效面积 50 mm  $\times$  50 mm, 厚度为 80  $\mu\text{m}$  或 100  $\mu\text{m}$ , 双面各 16 条的双面硅条探测器 (double-sided silicon strip detector, DSSD) 作为  $\Delta E$  探测器, 其后放置两个厚度为 1500  $\mu\text{m}$  的四分硅探测器 (quad silicon detector, QSD) 测量带电粒子穿过双面硅条探测器后的剩余能量. 两组探测器围绕靶中心布置, 置于相对束流 65° 和 -100° 的方位, 其覆盖角度分别从 65°—84° 以及从 -82° 到 -119°. 计算  $^{89}\text{Y}(p, \alpha)$  反应的出射  $\alpha$  粒子  $\theta$ - $\phi$  分布, 如图 2 所示, 计算得到在放置位置处, 两组望远镜的探测效率分别为 3.62% 和 2.71%. 由此可实现出射带电粒子的粒子鉴别与能量探测, 反推出复合核  $^{86}\text{Sr}^*$  的激发能, 以此作为触发信号, 对瞬发  $\gamma$  射线进行符合测量.

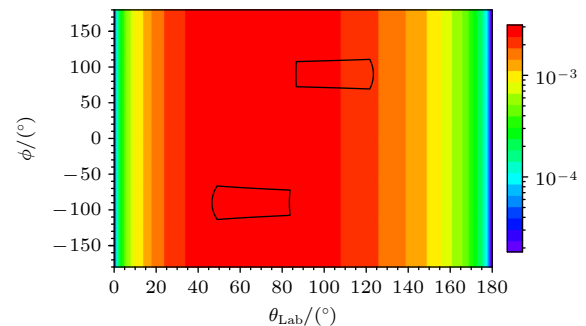


图 2  $^{89}\text{Y}(p, \alpha)$  的双微分截面的  $\theta$ - $\phi$  分布 (黑色框内代表两组探测器能够接收到的部分)

Fig. 2. The  $\theta$ - $\phi$  distribution of the double differential cross section for  $^{89}\text{Y}(p, \alpha)$  (the black box indicates the detectable region covered by two sets of detectors).

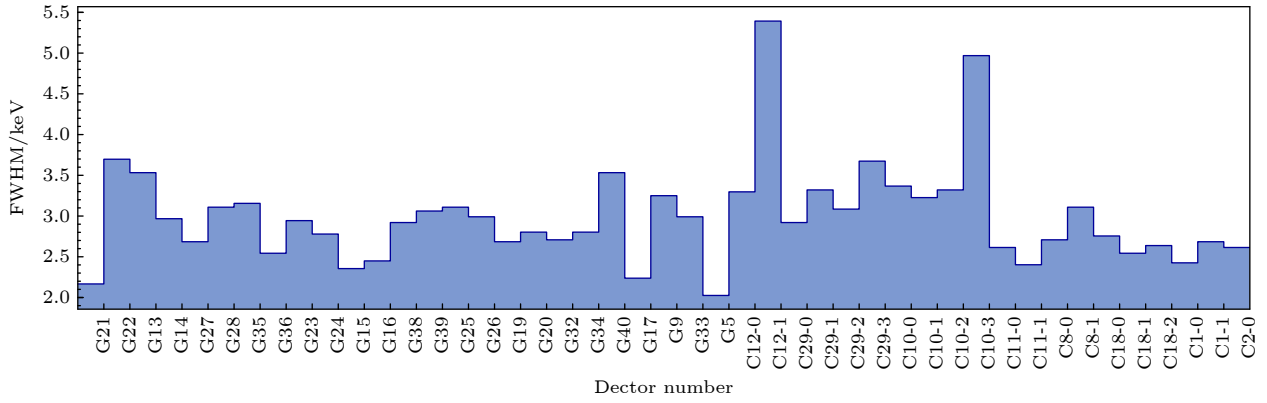


图 3 各个探测器能量分辨率 (以  $^{60}\text{Co}$  的 1332.5 keV 特征峰的 FWHM 表征, G 代表 HPGe 同轴型探测器, C 代表 Clover 探测器, 后缀代表 Clover 探测器的模块编号)

Fig. 3. Energy resolutions of various detectors (characterized by the FWHM of the 1332.5 keV characteristic peak of  $^{60}\text{Co}$ , where G represents HPGe coaxial detectors, C represents Clover detectors, and the suffix denotes the module number of the Clover detector).

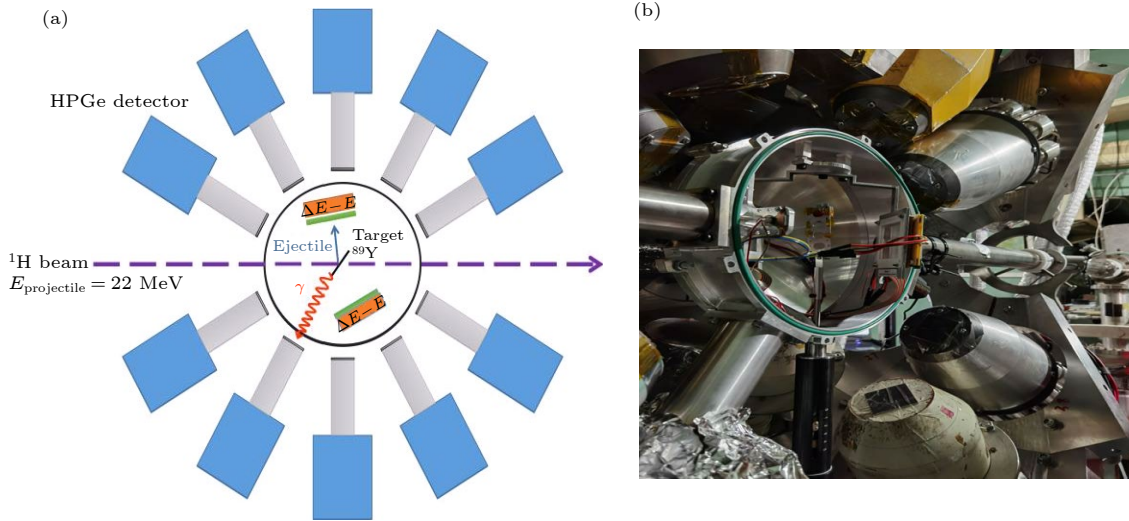


图 4 真空靶室及实验设备布局 (a) 两组  $\Delta E-E$  望远镜在真空靶室中的示意图; (b) 靶室放置在 Gamma 探测器阵列的照片

Fig. 4. The vacuum target chamber and experimental equipment layout: (a) Schematic representation of two sets of  $\Delta E-E$  telescopes in vacuum target chamber; (b) physical diagram of the target chamber placed in the Gamma detector array.

$\gamma$  探测器采用中国联合 Gamma 探测器阵列<sup>[24]</sup>, 最多可放置 40 个 HPGe 探测器. 其分别分布于  $31^\circ$ ,  $61^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $119^\circ$ ,  $149^\circ$ . 本次实验使用了 25 个 HPGe 同轴探测器以及 8 个 Clover 探测器. HPGe 探测器的能量分辨一般以  $^{60}\text{Co}$  的 1332.5 keV 特征峰的 FWHM 表征, 本次实验使用的探测器能量分辨率见图 3, 除去两个分辨率较差的 Clover 探测器模块. 平均分辨率约为 2.99 keV, 探测器总体分辨水平较高. 利用 HPGe 探测器阵列高的探测效率和能量分辨, 得到了与出射  $\alpha$  事件符合的特征  $\gamma$  射线能谱, 在后续数据处理中筛选出有效的符合事件. 实验设备布局如图 4 所示.

质子轰击  $^{89}\text{Y}$  靶会产生多种剩余核, 并伴随有  $(p, p')$ ,  $(p, d)$ ,  $(p, t)$  以及  $(p, \alpha)$  等反应. 出射带电粒子通过望远镜探测器中的能量损失与剩余能量的关联谱进行识别. 如图 5 所示, 为通过望远镜探测器前两层实现的粒子鉴别, 自上而下的条带分别为  $\alpha$ ,  $t$ ,  $d$ ,  $p$ . 其中,  $\alpha$  主要源于融合蒸发, 而  $t$ ,  $d$ ,  $p$  的高能出射部分, 主要源于直接反应 (弹散、非弹、转移), 而低能部分主要源于融合蒸发. 从图 5 可以看到,  $\alpha$ ,  $t$ ,  $d$  的动能可完全沉积在前两层探测器中, 而质子因能量高质量小而穿透能力强, 在第 2 层 25000 道处存在拐点, 拐点左右方事件质子并未完全沉积于前两层探测器中. 本次实验主要关注

的是  $^{89}\text{Y}(\text{p}, \alpha)^{86}\text{Sr}^*$ , 作为  $^{85}\text{Sr}(\text{n}, \gamma)$  的替代反应. 实验技术路线如图 6 所示.

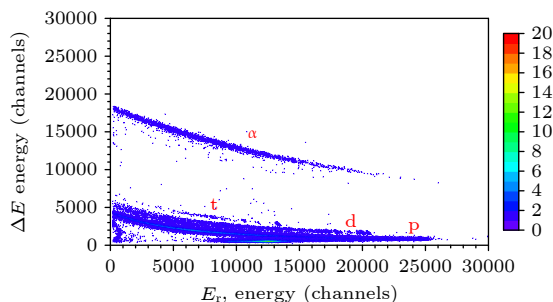


图 5 在前角处 ( $60^\circ$ ) 望远镜探测器中的能量损失与剩余能量关联谱达成的粒子鉴别

Fig. 5. The identification achieved in the telescopes at  $60^\circ$  through the energy loss ( $\Delta E$ ) versus residual energy ( $E$ ).

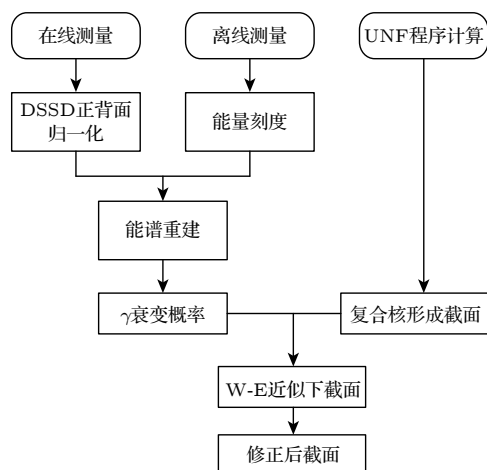


图 6 技术路线

Fig. 6. Technical route.

每一片 DSSD 的正反面共 32 路信号. 信号分别经过前置放大器后进入数字化获取插件, 由于电子器件性能的细微差别, 每一路信号的能量响应特性不同. 如果采用传统的能量刻度方法对 DSSD 的每一条进行刻度, 则每一片 DSSD 需要重复 32 次处理, 工作量巨大. 此外, 对于一些事件数较少的信号路, 难以积累足够的统计量来单独进行能量刻度. 同时, 人为操作也会因主观性而造成一定的误差. 为了克服上述问题, 采用自归一化方法对探测器信号进行预处理<sup>[25]</sup>. 这种自归一化方法与粒子类型无关, 涵盖能量范围广, 可以直接利用实验数据快速处理, 有利于实验过程中数据的在线分析. 如图 7 所示, 展示了自归一化前后的 DSSD 正背面能量关联谱, 可见正背面能量响应归一化后, 能量关联谱为一条标准的  $y = x$  直线.

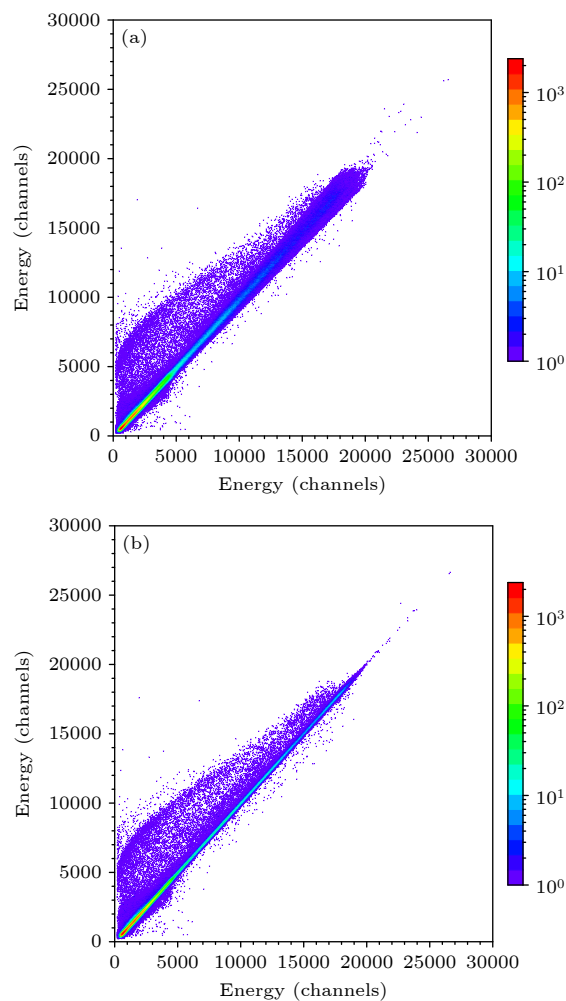


图 7 DSSD 正背面的能量关联图 (a) 能量自归一前; (b) 能量自归一后

Fig. 7. Front-back energy correlation diagram of DSSD: (a) Before the self-normalization; (b) after the self-normalization.

对硅探测器进行能量刻度通常采用  $3\alpha$  放射源刻度, 以已知能量的  $\alpha$  放射源作为标准. 本次实验中硅探测器能量沉积最大为 13 MeV, 若仅使用  $3\alpha$  源进行刻度, 将会在高能区带来较大误差, 故需增加高能区的能点进行刻度, 利用在线实验的出射带电粒子进行刻度. 在这里主要选用质子轰击  $^{89}\text{Y}$  核过程中, 出射的弹散质子所对应的能点. 利用 LISE++<sup>[26]</sup> 计算此类粒子在探测器中的能量沉积, 结合  $3\alpha$  源的 3 个能点, 即可得到刻度曲线, 如图 8 所示. 同时, 利用  $3\alpha$  源中  $^{244}\text{Cm}$  的  $\alpha$  峰作标准, 给出了 DSSD 探测器正背面的能量分辨率, 如图 9 所示. 可以看出 DSSD 探测器正背面能量分辨率有一定差别, 但总体分辨率都在 0.35%—0.65%, 能够实现轻粒子的粒子鉴别.

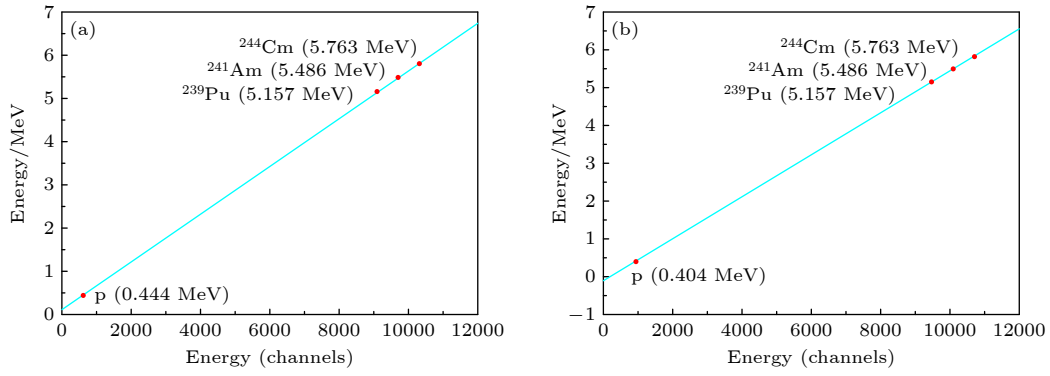


图 8 DSSD 刻度结果 (a) 前角 (60°) DSSD; (b) 后角 (-100°) DSSD

Fig. 8. DSSD energy calibration: (a) The DSSD at 60°; (b) the DSSD at -100°.

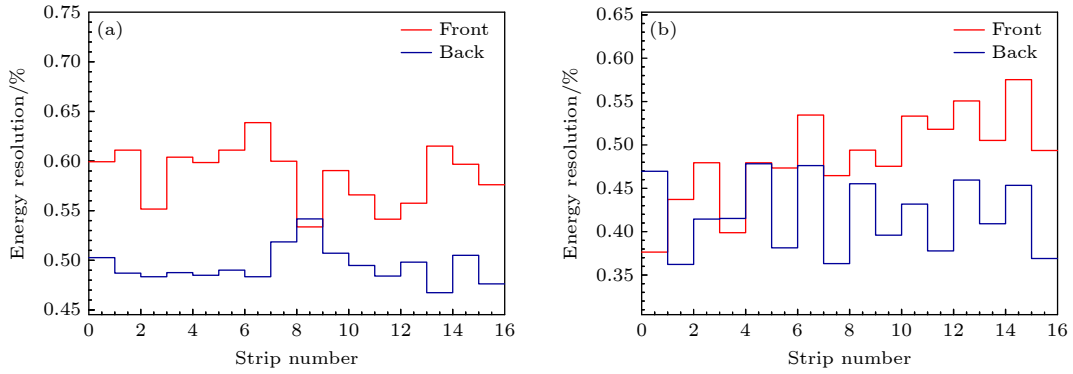


图 9 DSSD 探测器能量分辨率 (a) 后角 (-100°) 探测器; (b) 前角 (65°) 探测器

Fig. 9. Energy resolution of the DSSD detector: (a) The detector at -100°; (b) the detector at 65°.

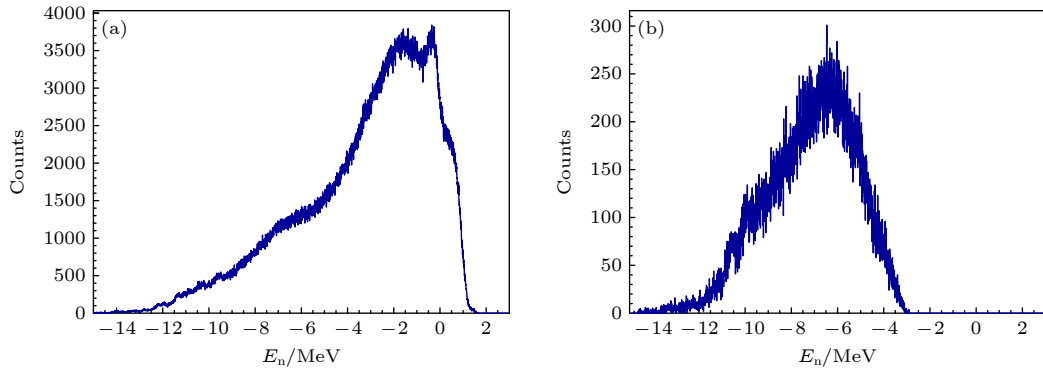


图 10 等效中子能谱 (a) 对应前角 (65°) 望远镜探测器; (b) 对应后角 (-100°) 望远镜探测器 (后续不分析)

Fig. 10. Equivalent neutron energy: (a) The DSSD at 65°; (b) the DSSD at -100° (no further analysis).

刻度完成后, 可获得由绝对能量损失构成的 PID 谱, 本文主要关注  $\alpha$  粒子.  $^{89}\text{Y}(\text{p}, \alpha)^{86}\text{Sr}^*$  是两体反应, (14) 式为实验室系下的出射粒子能量与剩余核激发能关系, 结合 (2) 式, 即可反推出等效中子能量, 如图 10 所示. 由于出射粒子运动学问题, 导致后角处 (-100°) 望远镜探测器无法探测到质心系中能量较低的  $\alpha$  粒子, 从而其激发能对应的等效中子能量小于 0, 不符合本文研究内容, 故以下

只关注前角处 (65°) 望远镜探测器探测到的  $\alpha$  粒子. 而后对望远镜探测器与高纯锗  $\gamma$  探测器的事件进行时间关联, 得到有效符合事件. 符合事件筛选以两探测器的时间差为标准, 筛选时间窗设为 -600—200 ns.

利用 Talys<sup>[27]</sup> 软件对 22 MeV 能量下质子入射  $^{89}\text{Y}$  反应出射  $\alpha$  能谱进行模拟, 如图 11 所示, 出射  $\alpha$  主要由两个反应道产生, 包括低能部分的 (p, n $\alpha$ ),

以及高能部分的 (p,  $\alpha$ ). 在对应  $E_n > 0$  时, 即  $E_{ex} > S_n$  时, 形成的复合核将有足够的激发能蒸发中子, 此时其将和发射  $\gamma$  的反应道相互竞争, 在  $E_n > 1$  MeV 后,  $\gamma$  衰变概率  $P_\gamma^{exp} \rightarrow 0$ <sup>[28]</sup>, 故选取等效中子能量区间为  $-4 \sim 2$  MeV.

$$E^* = E_b - E_a - \frac{M_a E_a + M_b E_b - 2\sqrt{M_a E_a M_b E_b} \cdot \cos \theta}{M_a + M_b}. \quad (14)$$

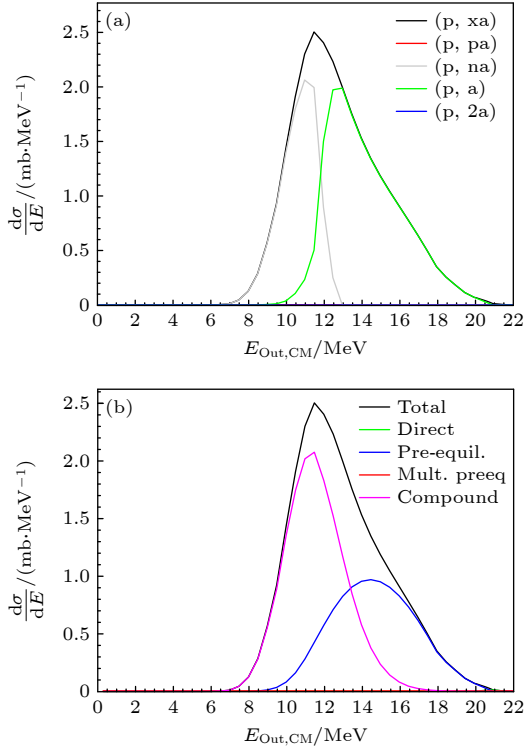


图 11 对  $p + {}^{89}\text{Y}$  反应计算模拟的  $\alpha$  粒子出射能谱 (a) 以反应道划分; (b) 以反应机制划分

Fig. 11. Calculated  $\alpha$  emission energy spectrum of the  $p + {}^{89}\text{Y}$  reaction: (a) Classified by reaction channels; (b) classified by reaction mechanisms.

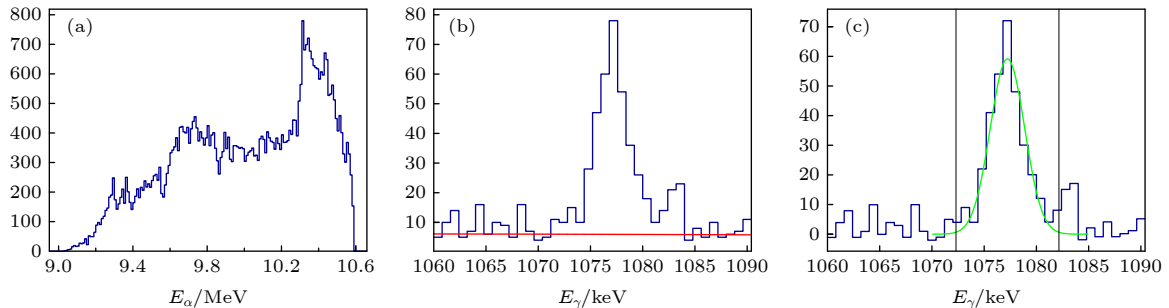


图 13 (a)  $E_n = (0.62 \pm 0.15)$  MeV 时对应的  $\alpha$  粒子计数; (b)  $E_n = (0.62 \pm 0.15)$  MeV 时的后角符合  $\gamma$  能谱中 1.076 MeV 特征峰以及本底 (红线); (c) 扣除本底后 1.076 MeV 的特征峰, 绿线为所作的高斯拟合

Fig. 13. (a) The  $\alpha$  particle count corresponding to neutron energy point  $E_n = (0.62 \pm 0.15)$  MeV; (b) the peak of 1.076 MeV gamma ray with neutron energy at  $E_n = (0.62 \pm 0.15)$  MeV and background obtained by using ROOT program (red line); (c) the peak of 1.076 MeV gamma ray after subtracting the background and the Gaussian fitting (green line).

图 12 为实验所得符合  $\gamma$  谱. 结合统计因素, 共选取两条特征  $\gamma$  进行替代反应的计算, 分别为 1.076 MeV 和 1.153 MeV. 图 13(a) 为选取的一个等效中子能点  $E_n = (0.62 \pm 0.15)$  MeV 时对应的  $\alpha$  粒子计数, 对应 (4) 式中的  $N_\delta \varepsilon_\chi$ , 图 13(b) 为对应中子能量范围的符合  $\gamma$  能谱中 1.076 MeV  $\gamma$  峰, 红线为使用 ROOT 程序<sup>[29]</sup>得到的本底, 图 13(c) 为扣除本底后的 1.076 MeV  $\gamma$  峰, 绿线为对其进行高斯拟合, 以  $3\sigma$  范围作为特征峰计数, 即为图中竖线包含部分.

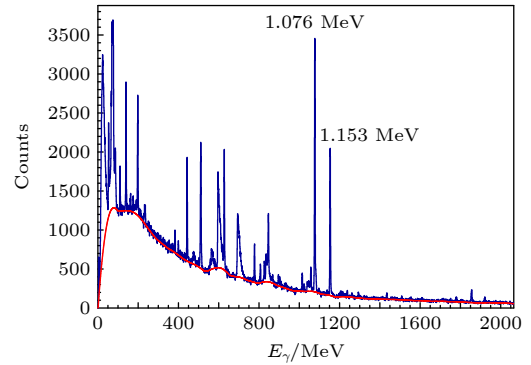


图 12  $\alpha$  符合 HPGe  $\gamma$  能谱, 红线为本底

Fig. 12. Coincidence  $\gamma$ -ray spectrum, the red line is the background.

由此可以得到 bin 宽为 0.3 MeV 不同等效中子能量下的特征  $\gamma$  峰计数, 对应 (4) 式中的  $N_\delta \chi$ , 即可得到多个能点的  $N_\delta \chi / N_\delta \varepsilon_\chi$ . 从图 11 得到, 在  $E_{out} < 9$  MeV 时, 无法出射中子, 认为复合核的衰变道仅存在出射  $\gamma$ , 故在这一范围内  $\gamma$  衰变概率可看作 1, 即  $P_\gamma^{exp} = 1$ , 此时  $E_n < -1$  MeV. 将这一范围内的点按统计进行加权平均, 再将所有点以该平均值作归一化, 即可获得不同特征  $\gamma$  的  $P_\gamma^{exp}$  随中子

能量的变化曲线. 根据不同特征  $\gamma$  的统计进行加权, 获得  $P_\gamma^{\text{exp}}$ , 如图 14 所示.

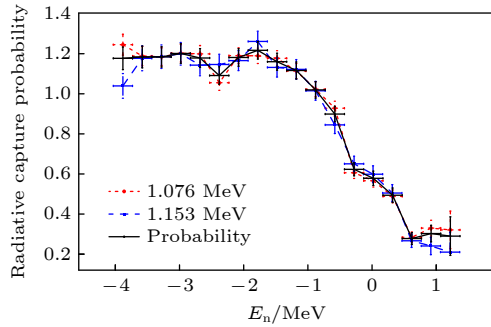


图 14 归一化后的  $\gamma$  衰变概率随  $E_n$  的变化曲线 (红线代表能量为 1.076 MeV 特征  $\gamma$ ; 蓝线代表能量为 1.153 MeV 特征  $\gamma$ ; 黑线为对各特征  $\gamma$  进行统计加权得到的  $\gamma$  衰变概率)  
Fig. 14. Normalized  $\gamma$  decay probability as a function of neutron energy (red line represents characteristic  $\gamma$  with energy 1.076 MeV; blue line represents characteristic  $\gamma$  with energy 1.153 MeV; black line shows  $\gamma$  decay probability obtained by statistical weighting of each characteristic  $\gamma$ ).

利用基于唯象光学模型的 UNF 程序 [30] 可以计算复合核形成截面. 在 UNF 程序中, 涉及中子、变化粒子和  $\gamma$  射线引起的反应. 在整个反应过程中考虑了角动量守恒和宇称守恒. 复合核形成截面与中子能量的关系如图 15 所示.

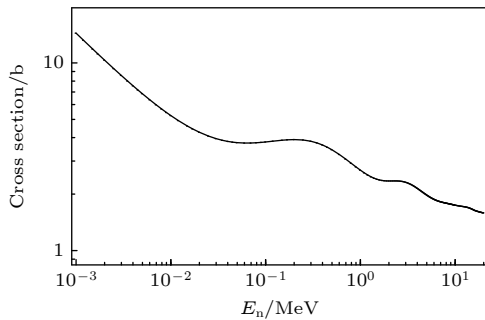


图 15 UNF 计算  $n + {}^{85}\text{Sr}$  复合核形成截面随中子能量变化曲线  
Fig. 15.  $n + {}^{85}\text{Sr}$  compound nucleus formation cross section as a function of neutron energy (calculated by the UNF program).

实验误差主要来源于以下几方面: UNF 程序计算复合核形成截面的误差主要源于统计模型近似与输入参数不确定性. 误差约在 10%; 对于直接反应 ( $(p, \alpha)$ ), TALYS 的 DWBA (扭曲波玻恩近似) 近似可描述前冲角分布特征, 与实验数据的前向峰值位置一致性较好 (误差  $< 10^\circ$ ), 但微分截面绝对值因光学势参数的适用性存在约 20% 不确定

度; ROOT 程序中扣除本底误差的主要来源本底模型的适用性和拟合参数的统计不确定性, 计算得到约为 3%.

由此, 通过实验与理论计算分别得到了复合核衰变概率  $P_\gamma^{\text{exp}}$  与复合核形成截面  $\sigma_\alpha^{\text{CN}}$ , 根据 (8) 式即可计算得到  ${}^{85}\text{Sr}(n, \gamma)$  反应截面, 如图 16 所示. 与现有评价数据库 JENDL-5 和 ENDF-6 的数据进行对比, 发现约有一个数量级的差别.

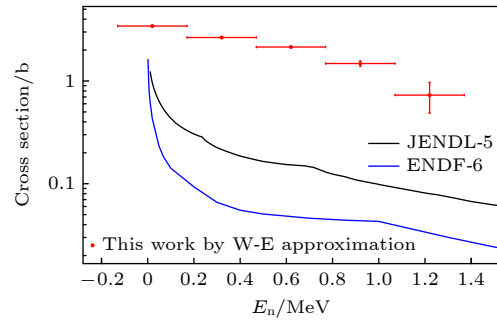


图 16 W-E 近似下替代反应法计算截面, 黑线为 JENDL-5 库数据, 蓝线为 ENDF-6 数据库  
Fig. 16. Neutron-capture cross section as a function of neutron energy by W-E approximation. The black line corresponds to the data of JENDL-5 and the blue line corresponds to the data of ENDF-6.

Weisskopf-Ewing 近似假设复合核的衰变概率与角动量和宇称无关, 即分支比  $G_\chi^{\text{CN}}$  不依赖于  $J_\pi$ . 这在高能区成立, 因为此时复合核的能级密度足够高, 各种角动量和宇称的态都有贡献, 导致分支比趋于平均. 但在低能区, Forssén 等 [31] 利用替代反应确定  ${}^{91}\text{Zr}(n, \gamma)$  截面时发现, 对于低能中子俘获反应 (如  ${}^{91}\text{Zr}(n, \gamma)$ ) 中, 中子携带的角动量极少 (主要为 s 波和 p 波), 而替代反应 (如  ${}^{92}\text{Zr}(\alpha, \alpha')$ ) 产生的复合核角动量分布更宽. 此时,  $\gamma$  衰变分支比  $G_\chi^{\text{CN}}$  对  $J_\pi$  的依赖性极强, 而 W-E 近似假设  $G_\chi^{\text{CN}}$  与  $J_\pi$  无关, 导致结果不够可靠. 此外, 低能区复合核仅能通过少数通道衰变 (如中子发射或  $\gamma$  衰变). 中子传输系数 (如 s/p 波共振) 与  $\gamma$  传输系数的竞争使分支比高度依赖具体量子态. 例如,  ${}^{92}\text{Zr}$  中某些  $J_\pi$  态的  $\gamma$  衰变概率接近 1, 而其他态低至  $10^{-3}$ , 与近似假设矛盾. 侧面说明 W-E 近似在低能区失效.

### 3 分析结果讨论

由于  ${}^{86}\text{Sr}^*$  的  $\gamma$  衰变概率对  $J_\pi$  敏感, 需要使用模拟计算将得到的  $(n, \gamma)$  截面进行修正 [32]:

$$\sigma_{(n,\gamma)}^{\text{ren}} = \sigma_{(n,\gamma)}(E_n) \times \frac{P_{(p,\alpha\gamma)}^{\text{exp}}(E_{\text{ex}})}{P_{(n,\gamma)}^{\text{cal}}(E_{\text{ex}})}. \quad (15)$$

图 17 为通过 TALYS 计算得到  $^{86}\text{Sr}^*$  各自旋/宇称态的  $\gamma$  道衰变概率随等效中子能量的变化关系. 图中明显体现了  $\gamma$  道衰变概率对复合核  $J\pi$  量子数的依赖性.  $\gamma$  衰变概率在  $E_n = 0$  MeV 以上出现的明显下降, 是由于与发射中子道的竞争所致, 仅在自旋值较低时才被观察到. 图 18 为直接反应与替代反应形成复合核的  $J\pi$  布居差异, 其中  $^{86}\text{Sr}^*$  在直接反应中的  $J\pi$  布居情况主要由  $4^-, 5^-, 6^-$  和  $4^+, 5^+$  态主导, 而替代反应的自旋分布的宽度约为直接反应自旋分布宽度的两倍, 从而存在较多的布居于  $J = 0, 1$  或  $J > 6$  的态的核, 对于此类复合核, 与  $J = 4-6$  的复合核不同, 它们通过  $\gamma$  衰变的概率随等效中子能量下降要慢, 特别是高自旋复合核的下降速度要慢得多. 这显示在此复合核体系中 W-E 近似失效, 部分原因可归因于高自旋复合核内的离心势垒以及低自旋复合核角动量与发射中子轨道角动量的不匹配.

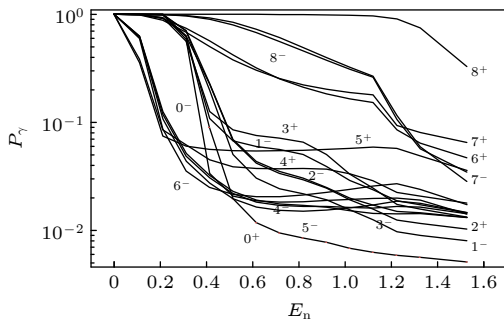


图 17 由 TALYS 程序计算  $^{86}\text{Sr}^*$  各自旋宇称态的  $\gamma$  衰变概率  
Fig. 17. The  $\gamma$ -decay probabilities of each spin-parity of  $^{86}\text{Sr}^*$  calculated by the TALYS program.

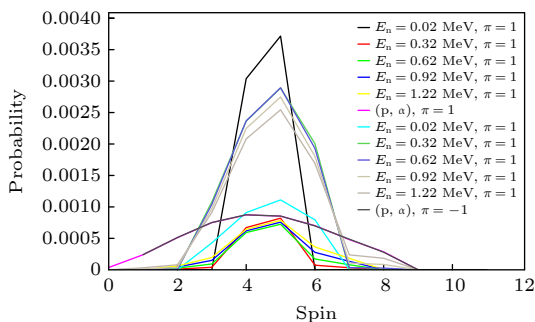


图 18 TALYS 程序计算的人射中子能量  $E_n = 0.02-1.22$  MeV 时中子俘获反应及本实验使用的  $^{89}\text{Y}(p, \alpha)$  产生的  $^{86}\text{Sr}^*$  自旋宇称态的布居概率

Fig. 18. Spin-parity population probabilities of  $^{86}\text{Sr}^*$  population for the  $^{89}\text{Y}(p, \alpha)$  and neutron capture reactions at  $E_n = 0.02-1.22$  MeV.

$P_{(n,\gamma)}^{\text{cal}}$  的计算通过将单个的  $P_\gamma(J, \pi)$  以图 18 中所示的  $J\pi$  布居概率进行加权并求和而得到. 因此, 可通过单个的  $P_\gamma$  分布, 以了解影响该区域中  $P_{(n,\gamma)}^{\text{cal}}$  的因素. 由 (15) 式可得到修正后  $^{85}\text{Sr}(n, \gamma)$  反应的截面, 如图 19 所示. 修正的截面结果表明, 在  $E_n = 0.02-1.22$  MeV 范围内, 加入  $J\pi$  布居修正对  $^{85}\text{Sr}$  中子俘获的影响最大可达 36%. 大部分实验点统计误差为 3%—5%, 由于  $\gamma$  的统计随等效中子能量升高而变差, 在  $E_n = 1.22$  MeV 处, 误差为 30%.

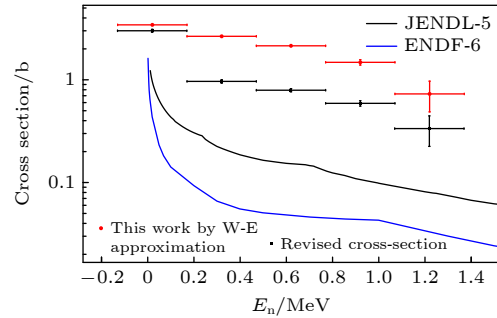


图 19 修正后  $^{85}\text{Sr}$  中子俘获截面  
Fig. 19. Revised  $^{85}\text{Sr}$  neutron capture cross section.

对于短寿命核的中子俘获反应截面测量, 替代反应法巧妙避开难点, 借替代反应降低实验难度, 虽然其精度受理论假设影响, 但对制靶要求及辐射防护难度较低. 直接测量法虽理想条件下精度高、可直取关键参数, 却因短寿命核靶的制备和辐射防护存在困难; 理论计算方法基于物理模型推导、无需实操, 却因系统复杂、模型简化易致偏差且需调参; Oslo 方法靠精准测粒子能谱与角分布、结合理论模型获取信息, 对设备精度要求很高, 多用于中低能核反应研究, 需专门理论框架与算法分析数据. 经与这些方法对比, 体现了替代反应法的独特优势.

## 4 总结与展望

本文通过实验研究了替代反应法测量  $^{85}\text{Sr}(n, \gamma)$  中子俘获反应截面, 解决了直接测量的困难. 得到的俘获截面与 JENDL-5 与 ENDF-6 无实验数据的编评结果具有相同的趋势, 体现了替代法结果的合理性. 由于  $\gamma$  衰变概率对复合核的自旋和宇称有较强的依赖性以及 W-E 近似在本实验核反应体系内的局限性<sup>[33-36]</sup>, 实验结果存在替代反应与直接反应的复合核  $J\pi$  布居的不匹配, 需要对此种不匹

配进行补偿, 进而对结果进行修正. 为了获得相对可靠的结果, 使用了 TALYS 计算的  $J\pi$  布居对实验数据 ( $n, \gamma$ ) 截面进行修正.

为了更加细致准确地解决角动量宇称错配的问题, 需要通过理论建模方法进行进一步的修正, 特别是考虑自旋、宇称和激发能对替代反应复合核的形成和衰变过程的依赖<sup>[16]</sup>, 以及标准 Hauser-Feshbach 理论<sup>[37]</sup> 中潜在的宽度波动. 这一领域的进展将有助于更全面地了解核反应机制, 并建立一种可靠的间接方法来获得难以直接测量的截面.

## 参考文献

- [1] Arlandini C, Käppeler F, Wisshak K, Gallino R, Lugaro M, Busso M, Straniero O 1999 *Astrophys. J. Lett.* **525** 886
- [2] Boutoux G, Jurado B, Méot V, et al. 2010 *Phys. Lett. B* **692** 297
- [3] Arcones A, Bardayan D, Beers T, et al. 2017 *Prog. Part. Nucl. Phys.* **94** 1
- [4] Mumpower M R, Surman R, McLaughlin G C, Aprahamian A 2015 *Prog. Part. Nucl. Phys.* **86** 86
- [5] Schatz H 2016 *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **43** 064001
- [6] Reifarh R, Litvinov Y A 2014 *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **17** 014701
- [7] Ratkiewicz A, Cizewski J A, Pain S D, et al. 2015 *15th International Symposium on Capture Gamma Ray Spectroscopy and Related Topics* Dresden, Germany, August 25–29, 2015 p93
- [8] Cramer J D, Britt H C 1970 *Nucl. Sci. Eng.* **41** 177
- [9] Britt H C, Wilhelmy J B 1979 *Nucl. Sci. Eng.* **72** 222
- [10] Boyer S, Dassié D, Wilson J N, Aiche M, Barreau G, Czajkowski S, Grosjean C, Guiral A, Haas B, Osmanov B, Aerts G, Berthoumieux E, Günsing F, Theisen Ch, Thiollière N, Perrot L 2006 *Nucl. Phys. A* **775** 175
- [11] Allmond J, Bernstein L, Beausang C, Phair L, Bleuel D, Burke J, Escher J, Evans K, Goldblum B, Hatarik R, Jeppesen H, Leshner S, McMahon M, Rasmussen J, Scielzo N, Wiedeking M 2009 *Phys. Rev. C* **79** 054610
- [12] Ma N R, Lin C J, Jia H M, Xu X X, Yang F, Yang L, Sun L J, Wang D X, Liu Z H, Zhang H Q 2017 *Nucl. Phys. Rev.* **34** 351 (in Chinese) [马南茹, 林承键, 贾会明, 徐新星, 杨峰, 杨磊, 孙立杰, 王东玺, 刘祖华, 张焕乔 2017 *原子核物理评论* **34** 351]
- [13] Yan S Q, Li Z H, Wang Y B, Nishio K, Lugaro M, Karakas A I, Makii H, Mohr P, Su J, Li Y J, Nishinaka I, Hirose K, Han Y L, Orlandi R, Shen Y P, Guo B, Zeng S, Lian G, Chen Y S, Liu W P 2017 *Astrophys. J.* **848** 98
- [14] Yan S, Li Z H, Wang Y B, Nishio K, Makii H, Su J, Li Y J, Nishinaka I, Hirose K, Han Y L, Orlandi R, Shen Y P, Guo B, Zeng S, Lian G, Chen Y S, Bai X X, Qiao L H, Liu W 2016 *Phys. Rev. C* **94** 015804
- [15] Yan S Q, Li X Y, Nishio K, et al. 2021 *Astrophys. J.* **919** 84
- [16] Escher J, Harke J T, Hughes R O, Scielzo N D, Casperson R J, Ota S, Park H I, Saastamoinen A, Ross T J 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 052501
- [17] Hauser W, Feshbach H 1952 *Phys. Rev.* **87** 366
- [18] Weisskopf V F, Ewing D H 1940 *Phys. Rev.* **57** 472
- [19] Plettner C, Ai H, Beausang C W, et al. 2005 *Phys. Rev. C* **71** 051602
- [20] Escher J, Dietrich F S 2006 *Phys. Rev. C* **74** 054601
- [21] Chiba S, Iwamoto O 2010 *Phys. Rev. C* **81** 044604
- [22] Escher J, Harke J T, Dietrich F S, Scielzo N D, Thompson I J, Younes W 2012 *Rev. Mod. Phys.* **84** 353
- [23] Leshner S R, Phair L, Bernstein L A, Bleuel D L, Harke J T, Church J A, Fallon P, Gibelin J, Scielzo N D, Wiedeking M 2010 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A* **621** 286
- [24] Hong R, Li C B, Li H D, Zheng Y, Wu X G, Li T X, Li Y Q, Wu H Y, Zheng M, Zhao Z H, He Z Y, Li J Z, Li G S, Guo C Y, Ni L, Zhou Z X, He C Y, Liu F L, Zhou X H, Liu M L, Zhang Y H, Wang S Y, Wang S, Zhu L H 2024 *Nucl. Phys. Rev.* **41** 244 (in Chinese) [洪锐, 李聪博, 李会东, 郑云, 吴晓光, 李天晓, 李韵秋, 吴鸿毅, 郑敏, 赵子豪, 贺子阳, 李金泽, 李广顺, 郭成宇, 倪磊, 周振翔, 贺创业, 刘伏龙, 周小红, 柳敏良, 张玉虎, 王守宇, 王硕, 竺礼华 2024 *原子核物理评论* **41** 244]
- [25] Reese M, Gerl J, Golubev P, Pietralla N 2015 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A* **779** 63
- [26] Tarasov O, Bazin D 2004 *Nucl. Phys. A* **746** 411
- [27] Koning A J, Hilaire S, Duijvestijn M C 2023 *Eur. Phys. J. A* **59** 131
- [28] Boutoux G 2011 *Ph. D. Dissertation* (Bordeaux: University of Bordeaux)
- [29] Brun R, Rademakers F 1997 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A* **389** 81
- [30] Zhang J S 2002 *Nucl. Sci. Eng.* **142** 207
- [31] Forssén C, Dietrich F S, Escher J, Hoffman R D, Kelley K 2007 *Phys. Rev. C* **75** 055807
- [32] Younes W, Britt H C 2003 *Phys. Rev. C* **67** 024610
- [33] Galès S, Hourani E, Fortier S, Laurent H, Maison J M, Schapira J P 1977 *Nucl. Phys. A* **288** 221
- [34] Hisamochi K, Iwamoto O, Kisanuki A, Budihardjo S, Widodo S, Nohtomi A, Uozumi Y, Sakae T, Matoba M 1993 *Nucl. Phys. A* **564** 227
- [35] Duhamel-Chretien G, Perrin G, Perrin C, Comparat V V, Gerlic E, Galès S, Massolo C P 1991 *Phys. Rev. C* **43** 1116
- [36] Duhamel G, Perrin G, Didelez J P, Gerlic E, Langevin-Joliot H, Guillot J, Van de Wiele J 1981 *J. Phys. G: Nucl. Phys.* **7** 1415
- [37] Hilaire S, Lagrange C, Koning A J 2003 *Ann. Phys.* **306** 209

# Measurement of $^{85}\text{Sr}(n, \gamma)$ cross sections of unstable nuclei in HI-13 tandem accelerators by surrogate-reaction method\*

WANG Hanyu<sup>1)</sup> QIU Yijia<sup>1)3)</sup> LIN Chengjian<sup>2)</sup> WU Xiaoguang<sup>2)</sup>  
 HAN Yinlu<sup>1)</sup> WU Hongyi<sup>1)</sup> FENG Jing<sup>1)†</sup> ZHENG Yun<sup>2)</sup> YANG Lei<sup>2)</sup>  
 LI Congbo<sup>2)</sup> LUO Tianpeng<sup>2)</sup> CHANG Chang<sup>2)</sup> SUN Qi<sup>1)</sup> ZHU Deyu<sup>1)</sup>  
 ZHAO Yixuan<sup>1)</sup> HUANG Dahu<sup>2)</sup> LI Tianxiao<sup>2)</sup> ZHENG Min<sup>2)</sup>  
 ZHAO Zihao<sup>2)4)</sup> ZHU Yiwei<sup>1)</sup> ZHAO Kunling<sup>1)5)</sup> SUN Pengfei<sup>1)</sup>  
 SONG Jinxing<sup>1)</sup> GUO Mingwei<sup>1)</sup> REN Sixi<sup>1)</sup> ZHENG Xiaohai<sup>6)</sup>

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

2) (*Department of Nuclear Physics, China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China*)

3) (*School of Nuclear Science and Technology, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China*)

4) (*College of Physics, Jinlin University, Changchun 130012, China*)

5) (*The College of Nuclear Technology and Automation Engineering, Chengdu University of Technology, Chengdu 610051, China*)

6) (*School of Electronic Information, Xijing University, Xi'an 710123, China*)

( Received 21 February 2025; revised manuscript received 11 April 2025 )

## Abstract

Neutron capture cross sections, as important parameters for describing the probability of neutron-nucleus reactions, play a key role in multiple scientific fields. In astrophysics, neutron capture cross section data are essential elements for understanding stellar nucleosynthesis processes. In particular, in extreme environments such as supernova explosions and neutron star mergers, accurate neutron capture cross sections can reveal the secrets of heavy element formation. In the field of national security, neutron capture cross sections are crucial for the design of nuclear weapons and the security of nuclear materials. By accurately grasping the neutron capture characteristics of different nuclides, the nuclear reaction process can be optimized to ensure strategic security. In addition, in the simulation of nuclear power generation, neutron capture cross section data are the basis of reactor design and operational analysis. Through in-depth research on and precise measurements of neutron capture cross sections, the safety and efficiency of nuclear reactors can be improved, thus promoting the sustainable development of nuclear energy. At present, there is little research on the neutron capture cross sections of nuclides with half-lives of only a few years or even shorter, mainly due to the complexity of measurement techniques and the instability of the nuclides themselves. The neutron capture cross section data of these nuclides are crucial for reactor design, nuclear medicine applications, and nuclear waste treatment. Further research requires the development of more advanced detection techniques and theoretical models to accurately measure and predict their neutron capture behavior.

The surrogate-reaction method, as an effective measurement means, plays an important role in studying reaction cross sections of short-lived nuclides. Its basic idea is to indirectly obtain the reaction cross section

\* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2023YFA1606603), the Key Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12235013, 11875214), and the Continuous-Support Basic Scientific Research Project, China (Grant No. BJ010261223282).

† Corresponding author. E-mail: [fengj@ciae.ac.cn](mailto:fengj@ciae.ac.cn)

information of short-lived nuclides by measuring the specific particles emitted by stable nuclides. Specifically, when stable nuclides are bombarded by high-energy particles, nuclear reactions will occur and specific particles will be released. By accurately measuring the energies, angles, and numbers of these particles, the cross sections of short-lived nuclides in the corresponding reaction can be inferred. This method can not only overcome the technical difficulties in directly measuring short-lived nuclides, but also improve the accuracy and reliability of the measurement results, which provides important support for nuclear physics research. In addition, the surrogate-reaction method also shows broad application prospects in the fields of nuclear technology application and nuclear data assessment.

The experiment is carried out on the Beijing HI-13 tandem accelerator at the China Institute of Atomic Energy.  $^{89}\text{Y}$  is bombarded with 22 MeV protons, and the  $^{85}\text{Sr}(n, \gamma)$  cross section is measured through the  $(p, \alpha\gamma)$  reaction. The telescope array composed of silicon strip detectors can effectively identify the reaction products. By precisely measuring parameters such as the energies and angles of particles, the array can distinguish different nuclides, thus determining the outgoing particles. Combined with the  $\gamma$ -ray energy spectrum analysis of the HPGe detector, the  $(n, \gamma)$  reaction cross section data of  $^{85}\text{Sr}$  under the Weisskopf-Ewing (W-E) approximation are extracted. Due to the mismatch of the  $J\pi$  population between the existing alternative reactions and direct reactions, it is necessary to compensate for this mismatch and then correct the results. In order to obtain relatively reliable results, the  $J\pi$  population calculated by TALYS is used to revise the experimental data of the  $(n, \gamma)$  cross section.

These results indicate that the cross section of  $^{85}\text{Sr}(n, \gamma)$  varies with neutron energy in a specific energy range, which is consistent with the trend of the existing international evaluation library data. This validates the effectiveness of cross section measurement as an alternative reaction method, thereby providing an important experimental basis for further exploring the nuclear reaction mechanism and nuclear data application. This method has reference significance for the cross section measurement of other nuclides.

**Keywords:** neutron-capture cross section, surrogate reaction method, short-lived radioactive nuclei

**PACS:** 25.40.-h, 14.20.Dh, 52.70.La, 11.10.Gh

**DOI:** [10.7498/aps.74.20250214](https://doi.org/10.7498/aps.74.20250214)

**CSTR:** [32037.14.aps.74.20250214](https://cstr.cn/32037.14.aps.74.20250214)



## HI-13串列加速器上不稳定核 $^{85}\text{Sr}(n, \gamma)$ 截面的替代反应法测量

王涵语 邱奕嘉 林承健 吴晓光 韩银录 吴鸿毅 冯晶 郑云 杨磊 李聪博 骆天鹏 常昶 孙琪 朱德宇 赵亦轩 黄大湖 李天晓 郑敏 赵子豪 朱意威 赵坤灵 孙鹏飞 宋金兴 郭明伟 任四禧 郑小海

## Measurement of $^{85}\text{Sr}(n, \gamma)$ cross sections of unstable nuclei in HI-13 tandem accelerators by surrogate-reaction method

WANG Hanyu QIU Yijia LIN Chengjian WU Xiaoguang HAN Yinlu WU Hongyi FENG Jing  
ZHENG Yun YANG Lei LI Congbo LUO Tianpeng CHANG Chang SUN Qi ZHU Deyu ZHAO  
Yixuan HUANG Dahu LI Tianxiao ZHENG Min ZHAO Zihao ZHU Yiwei ZHAO Kunling SUN  
Pengfei SONG Jinxing GUO Mingwei REN Sixi ZHENG Xiaohai

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 132501 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250214

CSTR: 32037.14.aps.74.20250214

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250214>

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

#### 基于CSNS反角白光中子源的中子俘获反应截面测量技术研究

Cross section measurement of neutron capture reaction based on back-streaming white neutron source at China spallation neutron source

物理学报. 2021, 70(22): 222801 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210742>

#### 不同厚度镱样品中子俘获反应实验研究

Neutron capture cross section measurements for  $^{nat}\text{Lu}$  with different thickness

物理学报. 2022, 71(7): 072901 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212051>

#### 基于变分自编码器的伽马单中子出射反应截面实验数据离群点研究

Outliers identification of experimental  $(\gamma, n)$  reaction cross section via variational autoencoder

物理学报. 2025, 74(8): 082501 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241775>

#### 基于白光中子源的 $^{197}\text{Au}$ 中子辐射俘获截面测量及共振参数分析

Neutron capture reaction cross-section data processing and resonance parameter analysis of  $^{197}\text{Au}$  based on white light neutron source

物理学报. 2024, 73(7): 072801 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231957>

#### 14 MeV附近 $^{191}\text{Ir}(n, 2n)^{190}\text{Ir}$ 反应截面实验研究

Measurement of  $^{191}\text{Ir}(n, 2n)^{190}\text{Ir}$  cross section near 14 MeV

物理学报. 2022, 71(19): 192501 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220776>

#### 中子诱发 $^{52}\text{Cr}$ 非弹性散射截面测量

Neutron-induced inelastic scattering cross-section measurement of  $^{52}\text{Cr}$

