

## 不同厚度镱样品中子俘获反应实验研究

王德鑫 张苏雅拉吐 蒋伟 任杰 王金成 唐靖宇 阮锡超 王宏伟 陈志强 黄美容 唐鑫 胡新荣 李鑫祥 刘龙祥 刘丙岩 孙慧 张岳 郝子锐 宋娜 李雪 牛丹丹 利国 蒙古夫

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

Wang De-Xin Zhang Su-Ya-La-Tu Jiang Wei Ren Jie Wang Jin-Cheng Tang Jing-Yu Ruan Xi-Chao  
Wang Hong-Wei Chen Zhi-Qiang Huang Mei-Rong Tang Xin Hu Xin-Rong Li Xin-Xiang Liu  
Long-Xiang Liu Bing-Yan Sun Hui Zhang Yue Hao Zi-Rui Song Na Li Xue Niu Dan-Dan Li  
Guo Meng Gu-Fu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 072901 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20212051

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212051>

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

## 不同厚度镱样品中子俘获反应实验研究\*

王德鑫<sup>1)2)</sup> 张苏雅拉吐<sup>1)2)†</sup> 蒋伟<sup>3)4)</sup> 任杰<sup>5)</sup> 王金成<sup>1)2)5)</sup> 唐靖宇<sup>3)4)</sup>  
 阮锡超<sup>5)</sup> 王宏伟<sup>6)</sup> 陈志强<sup>7)</sup> 黄美容<sup>1)2)</sup> 唐鑫<sup>2)</sup> 胡新荣<sup>6)</sup>  
 李鑫祥<sup>6)</sup> 刘龙祥<sup>6)</sup> 刘丙岩<sup>7)</sup> 孙慧<sup>7)</sup> 张岳<sup>4)</sup> 郝子锐<sup>6)</sup>  
 宋娜<sup>1)2)</sup> 李雪<sup>1)2)</sup> 牛丹丹<sup>1)2)</sup> 利国<sup>1)2)</sup> 蒙古夫<sup>1)2)</sup>

1) (内蒙古民族大学数理学院, 通辽 028000)

2) (内蒙古民族大学核物理研究所, 通辽 028000)

3) (中国科学院高能物理研究所, 北京 100049)

4) (散裂中子源科学中心, 东莞 523803)

5) (中国原子能科学研究院核数据重点实验室, 北京 102413)

6) (中国科学院上海应用物理研究所, 上海 201800)

7) (中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000)

(2021年11月4日收到; 2021年12月3日收到修改稿)

$C_6D_6$  闪烁体探测系统结合脉冲权重技术被广泛应用于中子俘获反应截面测量研究. 实验中采用的样品厚度直接影响中子束流时间, 同时也影响实验数据的可靠性. 本文基于中国散裂中子源反角白光束线 (CSNS Back-n)  $C_6D_6$  探测系统, 对比研究了不同厚度的镱 (Lu) 样品中子俘获反应截面的实验测量. 利用 GEANT4 蒙特卡罗程序模拟了考虑样品厚度的探测系统光响应, 计算出精确的脉冲权重函数. 实验中, 通过采用较长中子飞行距离和本底测量, 得到了高精度的共振区产额分布. 通过  $R$  矩阵理论分析产额分布, 得到了相应的实验共振参数. 结果发现, 较厚 Lu 样品因其厚度效应导致共振曲线发生变化, 实验共振参数与 ENDF/B-VIII.0 评价数据库差距较大; 然而, 较薄 Lu 样品实验结果能够很好地再现 ENDF/B-VIII.0 评价数据.

**关键词:** 中子俘获反应截面, 中国散裂中子源, 共振参数分析

**PACS:** 29.25.Dz, 02.70.Uu, 52.70.La, 01.52.+r

**DOI:** 10.7498/aps.71.20212051

## 1 引言

核数据是核科学与工程应用的基础数据<sup>[1]</sup>. 从 20 世纪 60 年代开始, 许多国家在实验测量数据的基础上, 通过核反应理论模型计算以及合理的内插与外推给出物理上自洽的、全套的评价中子核数

据, 并存入自己建立的核数据库中<sup>[2,3]</sup>. 目前国际上主要有 5 大评价中子核数据库, 分别是中国 CENDL<sup>[4]</sup>、美国 ENDF/B<sup>[5]</sup>、日本 JENDL<sup>[6]</sup>、欧洲 JEFF<sup>[7]</sup> 和俄罗斯 BROND<sup>[8]</sup>. 中子俘获截面数据是核数据的重要组成部分之一, 在核装置与核能系统设计、运行及核物理基础研究中具有重要的参考价值 and 实际用途<sup>[1-3]</sup>.

\* 内蒙古自然科学基金 (批准号: 2019JQ01, 2018MS01009) 和国家自然科学基金 (批准号: U2032146, 11865010, 11765014, 11605097) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zsytl@imn.edu.cn

中子俘获截面测量一般采用瞬发 $\gamma$ 法和活化法两种. 其中, 瞬发 $\gamma$ 法探测系统可分为高分辨率 $\gamma$ 射线探测系统、 $\gamma$ 射线全吸收型探测系统和总能量型探测系统<sup>[2]</sup>. 高分辨率 $\gamma$ 射线探测系统一般采用高纯锗探测器, 主要用于轻核或质子数、中子数接近幻数的原子核中子俘获截面测量. 全吸收型 $\gamma$ 射线探测系统一般采用效率较高的 NaI(Tl), BGO 或 BaF<sub>2</sub> 晶体大型阵列探测器, 可开展样品量少、短寿命放射性核素测量工作. 总能量 $\gamma$ 射线探测系统一般采用效率较低的 C<sub>6</sub>D<sub>6</sub> 闪烁体探测器, 结合脉冲高度权重技术 (PHWT) 可获得超低中子本底伽玛事件. 以上 3 种类型的探测系统中, C<sub>6</sub>D<sub>6</sub> 闪烁体探测系统因其搭建成本相对低、散射中子本底少、电子学与数据获取系统简单、数据分析容易等特点常被用于中子俘获反应截面实验研究.

中国散裂中子源反角白光束线 (CSNS Back-n) C<sub>6</sub>D<sub>6</sub> 探测系统为我国开展包含共振能区的中子俘获反应核数据测量工作提供了非常重要的实验平台<sup>[9,10]</sup>. 实验中采用较厚的样品能够提高数据统计, 但也增加自吸收效应等问题而降低数据精度. 本工作利用 CSNS Back-n C<sub>6</sub>D<sub>6</sub> 探测系统, 开展了不同厚度的镨 (Lu) 样品中子俘获反应实验测量, 深入研究了样品厚度对截面数据的影响, 为今后同类实验中选择合适的样品厚度提供参考依据.

## 2 实验测量

### 2.1 中国散裂中子源

中国散裂中子源 (CSNS) 于 2018 年建成, 是我国“十一五”期间重点建设的大科学装置, 属于世界四大脉冲散裂中子源之一<sup>[9]</sup>. CSNS 加速器具有双束团和单束团两种脉冲模式, 质子束流功率为 100 kW, 能量为 1.6 GeV, 平均流强为 64 uA, 脉冲重复频率为 25 Hz, 脉冲宽度为 41 ns, 中子产额可高达  $2.0 \times 10^{16} \text{ s}^{-1}$ . 反角白光束线 (Back-n) 是 CSNS 的重要实验平台之一, 主要用于中子核数据实验测量工作. 反角白光束线位于 CSNS 质子束流反角 (180°) 方向, 束线全长 80 m, 共有两个实验终端, 分别在距离散裂靶约 55 m (实验一厅) 和 76 m (实验二厅) 处. 为降低实验二厅的本底, 在通道与二厅的连接处安装有 1 m 厚的聚乙烯、铅等材质制作成的屏蔽门. 目前 CSNS Back-n 能够提供从

热中子到 200 MeV 的连续中子束流, 满足了我国开展包含共振能区和快区的中子俘获反应实验研究的迫切需求<sup>[10]</sup>.

### 2.2 实验样品

本实验选择共振能区俘获截面较高的天然镨 (<sup>nat</sup>Lu) 为待测样品, 其两个稳定同位素分别为 <sup>175</sup>Lu (97.41%) 和 <sup>176</sup>Lu (2.59%). <sup>175</sup>Lu 是重要的指示剂核素, <sup>177</sup>Lu 是医用治疗放射性核素, Lu 作为最后一个稀土金属元素在核安全、核装置设计、聚变反应堆第一壁材料改性等方面具有广泛的应用价值.

中国原子能科学研究院提供了厚度分别为 1.06 和 0.207 mm 的两个自撑金属 <sup>nat</sup>Lu 样品, 纯度为 99% (含 1% 的 <sup>181</sup>Ta). 选取的标准样品为 0.1 mm 厚 Au, 评估本底样品分别为 0.53 mm 厚 <sup>nat</sup>Pb、0.4 mm 厚 <sup>59</sup>Co 和 <sup>nat</sup>Ag. 实验样品具体信息如表 1 所列.

表 1 实验样品信息  
Table 1. Sample information.

靶	厚度/mm	直径/mm	质量/mg	面密度/(atom·b <sup>-1</sup> )
<sup>nat</sup> Lu	1.06	30	7373.11	$3.58820 \times 10^{-3}$
<sup>nat</sup> Lu	0.207	30	1439.84	$7.00715 \times 10^{-4}$
<sup>197</sup> Au	0.1	30	1357.17	$5.86721 \times 10^{-4}$
<sup>nat</sup> Pb	0.53	30	4249.75	$1.74678 \times 10^{-3}$
<sup>59</sup> Co	0.4	80	17894.51	$3.63240 \times 10^{-3}$
<sup>nat</sup> Ag	0.4	80	21091.40	$2.34173 \times 10^{-3}$

### 2.3 C<sub>6</sub>D<sub>6</sub> 探测系统

Eljen Technology 公司生产的一款液体闪烁体 EJ315, 其主要成份为含碳和氬元素的材料, 密度为 0.95 g/cm<sup>3</sup>. EJ315 闪烁体因具有较快的时间响应和低中子灵敏度等优点, 广泛应用于伴有较强中子本底的 $\gamma$ 射线探测实验. CSNS Back-n C<sub>6</sub>D<sub>6</sub> 探测系统的探测器由 4 个 EJ315 闪烁体耦合 ET9390KB 光电倍增管组成<sup>[11]</sup>. 4 个探测器分别固定在铝型材支架的 4 个顶角, 探测器的中心轴与中子束流方向均成 125° 夹角. 支架底部中心位置装有空心铝管样品架, 探测器表面圆心距实验样品中心的距离为 144 mm. C<sub>6</sub>D<sub>6</sub> 探测系统采用全波形数字化采集数据获取方法, 实时记录全部相关物理量, 可按照物理目标需求进行逐事件的离线数据分析. 利用基于欧洲核子研究中心 (CERN) 开发的 ROOT 软件包完成了本实验离线数据处理工作.

### 3 数据处理

#### 3.1 探测系统能量刻度

有机液体闪烁体对探测粒子的能量响应严重依赖粒子的电离本领, 常用标准伽玛射线源对探测器进行能量刻度. 文献 [12, 13] 中介绍了多种能量刻度方法. 其中, 最典型的方法是直接用康普顿峰位 (或半高宽) 来确定康普顿边缘位置进行刻度. 蒙特卡罗方法被认为能够更准确、更方便地确定康普顿边缘位置, 从而进行能量刻度.

采用蒙特卡罗方法对  $C_6D_6$  探测器系统进行能量刻度. 首先, 利用  $^{60}Co$  和  $^{137}Cs$  两个标准伽玛源在实验上测量光输出谱. 其次, 利用蒙特卡罗程序 Geant4 模拟得到光输出谱并对其进行高斯展宽. 最后, 比较实验光输出谱与模拟谱, 联系模拟谱的最大康普顿电子能量所对应的实验谱道数得到能量刻度系数, 达到探测系统能量刻度目的. 图 1 和图 2 分别给出了  $C_6D_6$  探测器系统光输出谱比较和能量刻度结果.

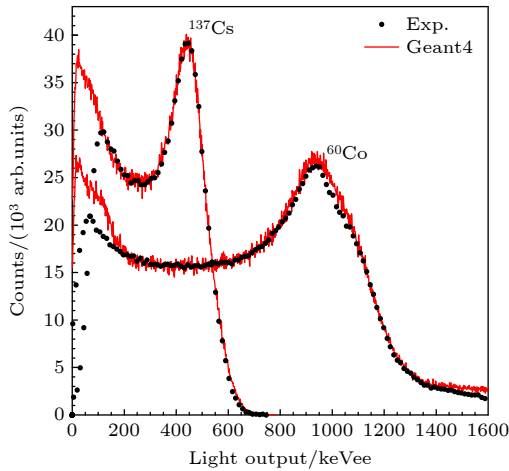


图 1  $C_6D_6$  探测器实验光输出谱与模拟谱的比较  
Fig. 1. Comparison of  $C_6D_6$  detector light output and Geant4 simulation results.

#### 3.2 脉冲高度权重函数

脉冲高度权重技术 [14] (PHWT) 是利用  $C_6D_6$  探测系统研究  $(n, \gamma)$  反应截面的一个关键工作, 其作用是使探测效率  $\varepsilon_\gamma$  与入射  $\gamma$  射线能量  $E_\gamma$  成正比, 如 (1) 式所示:

$$\varepsilon_\gamma = \sum_{i=1}^n WF_i R_i^\gamma = \alpha E_\gamma, \quad (1)$$

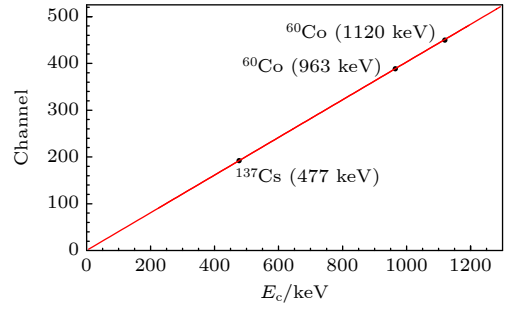


图 2  $C_6D_6$  探测器的能量刻度结果  
Fig. 2. Energy calibration of  $C_6D_6$  detector.

其中,  $WF$  和  $R^\gamma$  分别为权重函数和光响应函数,  $\alpha$  为常数. 权重函数可近似为 4 阶多项:

$$WF = \sum_{k=0}^4 \alpha_k E_i^k. \quad (2)$$

为获得精确的权重函数  $WF$ , 利用 Geant4 蒙特卡罗程序模拟得到了 27 组单能  $\gamma$  射线光输出谱. 单能  $\gamma$  射线从样品上均匀分布发射到达探测器并损失能量, 经过考虑光响应函数和高斯能量展宽, 最终记录准确的光输出谱. 把 (2) 式代入 (1) 式, 利用 ROOT 软件包中的 MINUIT 程序拟合得到系数  $\alpha_k$ . 图 3 给出了 0.1 mm 厚 Au 靶的光输出谱 (图 3(a))、权重函数 (图 3(b))、原始探测效率 (图 3(c)) 和权重后的探测效率 (图 3(d)). 由图 3(d) 可知, 权重后的探测效率与入射  $\gamma$  射线能量线性关系非常好.

#### 3.3 实验本底

实验本底 [15] 主要是由中子和  $\gamma$  射线引起的本底, 包括束流、样品、探测系统和环境相关的本底. 实验本底也可分为时间相关和无关的本底, 其中时间相关的本底包括: 1. 中子在靶内产生的弹性散射, 散射中子被周围材料俘获所产生的本底; 2. 束内  $\gamma$  射线产生的本底; 3. 中子在周围环境中被俘获产生的本底; 4. 中子在周围环境中产生散射, 散射中子又被俘获产生的本底; 5. 环境活化产生的本底.  $^{nat}Pb$  靶测量可确定时间相关的本底成份 1 和 2. 空靶测量可扣除时间无关的本底和时间相关的本底成份 3, 4 和 5. 总本底可写成:

$$B(E_n) = f_e B_e(E_n) + f_n B_n(E_n) + f_\gamma B_\gamma(E_n), \quad (3)$$

其中,  $B_e(E_n)$ ,  $B_n(E_n)$  和  $B_\gamma(E_n)$  分别表示空靶、散射中子和束内  $\gamma$  射线本底,  $f_e$ ,  $f_n$  和  $f_\gamma$  是对应的归一化系数.

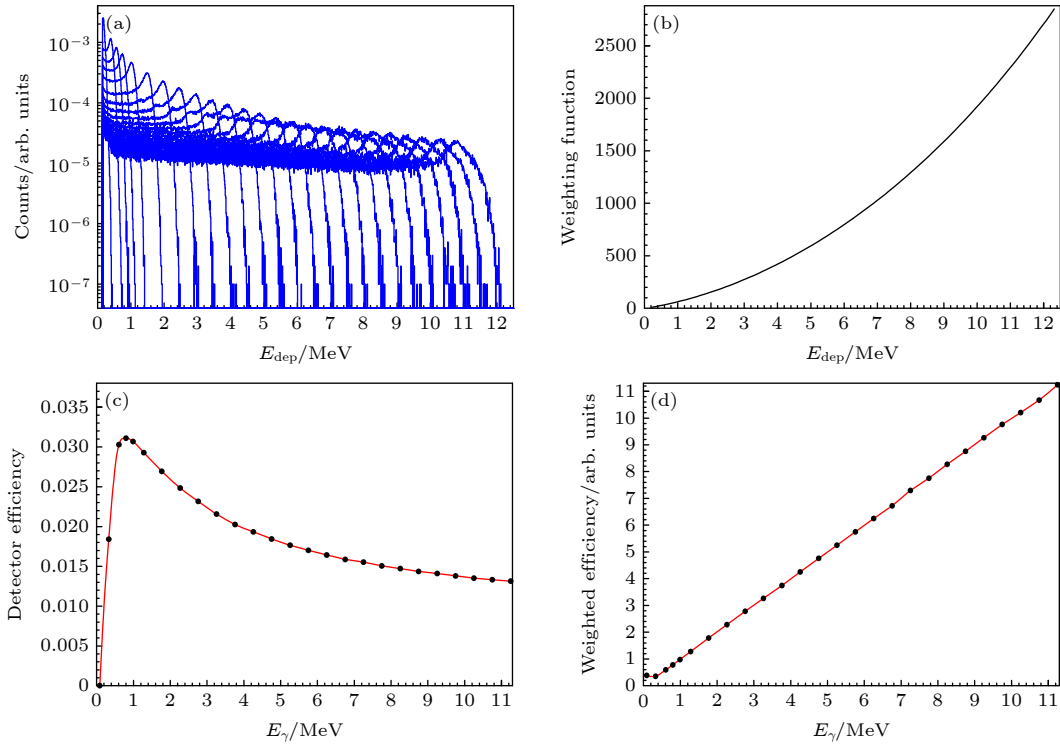


图 3 (a)  $\gamma$  光输出谱; (b) 权重函数; (c) 原始探测效率曲线; (d) 权重后的探测效率曲线

Fig. 3. (a) Light output spectra; (b) weight function; (c) original detection efficiency; (d) weighted detection efficiency.

图 4 给出了 Au 靶和空靶的权重计数谱对比. 实验中在第一个准直器前面放置 1 mm 厚镉 (Cd) 吸收片, 用于去掉源中子能谱中小于 0.3 eV 能区中子<sup>[16]</sup>. 因此, 图 4 给出的空靶和 Au 靶计数谱中 0.3 eV 以下能区属于活化本底. 空靶实验测量被安排在样品测量后, 导致空靶活化本底计数较高. 通过将空靶归一至小于 0.3 eV 能区 Au 靶的权重计数谱就可确定 (3) 式中的  $f_e$  因子.

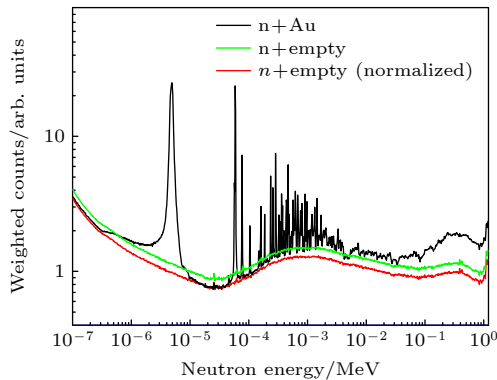


图 4 权重计数谱对比, 黑线、绿线和红线分别表示 Au 靶、空靶和空靶归一到小于 0.3 eV 能区 Au 靶的权重计数谱  
Fig. 4. Comparisons of weighted counts spectrum. Black, green and red lines indicate the spectrum of Au target, empty target and normalized empty target as Au target below 0.3 eV energy region, respectively.

根据散射中子形状与中子速度成反比关系, 利用公式  $B_n(E_n) = a/\sqrt{E_n}$  拟合 Pb 靶低能计数谱确定散射中子贡献 (如图 5(a) 所示).  $\gamma$  本底形状是从 Pb 靶计数谱中扣除散射中子贡献后的能谱形状来估算, 并可用 (4) 式进行拟合<sup>[17]</sup>, 见图 5(a) 黑色实线.

$$B_\gamma(E_n) = b \times e^{\frac{-c}{\sqrt{E_n}}} + d \times e^{-e \times \sqrt{E_n}} + f. \quad (4)$$

为确定束内  $\gamma$  和散射中子归一化因子  $f_n$  和  $f_\gamma$ , 使用黑色共振法测量了 <sup>nat</sup>Lu 靶加 Co 和 Ag 吸收片的计数谱, 如图 5(b) 所示. 将 (4) 式归一至 5 eV (Ag 吸收能点) 和 132 eV (Co 吸收能点) 的吸收谷确定了  $f_n = f_\gamma = 0.05$ .

### 3.4 俘获产额

中子俘获产额  $Y(E_n)$  可用 (5) 式进行理论计算<sup>[11]</sup>, 其中  $N$  为样品面密度,  $\sigma_t(E_n)$  为反应总截面,  $\sigma_\gamma(E_n)$  为俘获截面. 当样品很薄 ( $N\sigma_t(E_n) \ll 1$ ) 时, 中子俘获截面近似于俘获产额, 即  $Y = N\sigma_\gamma$ .

$$Y(E_n) = \left(1 - e^{-N\sigma_t(E_n)}\right) \frac{\sigma_\gamma(E_n)}{\sigma_t(E_n)}. \quad (5)$$

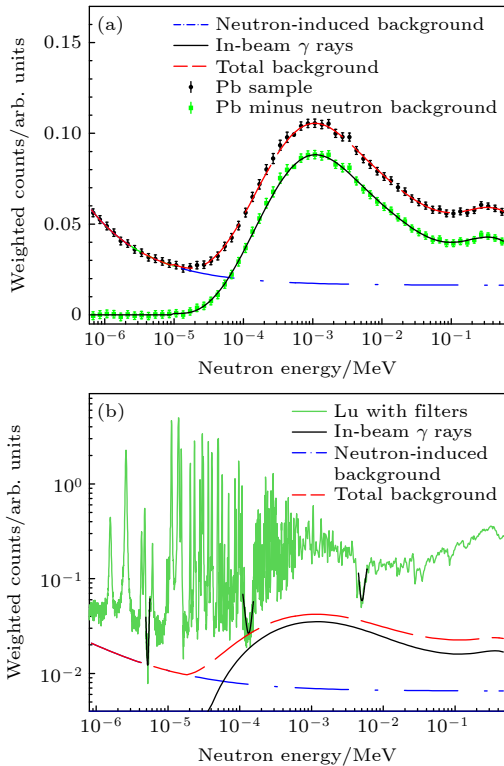


图 5 (a) 本底形状分析; (b)  $^{nat}\text{Lu}$  靶加吸收片的权重计数谱  
Fig. 5. (a) Background shape analysis; (b) weighted counting spectrum of  $^{nat}\text{Lu}$  with filters.

本实验测量研究中, 对于中子能量为  $E_n$  的可分辨共振区实验俘获产额  $Y_{\text{exp}}$  表示为

$$Y_{\text{exp}}(E_n) = \frac{1}{f_{\text{Au}}} \frac{N^w(E_n)}{\Phi(E_n)}, \quad (6)$$

其中,  $f_{\text{Au}}$  为通过 Au 靶 4.9 eV 共振峰的俘获产额确定的归一化因子,  $N^w(E_n)$  为权重后的净计数率 ( $N^w(E_n) = C^w(E_n) - B^w(E_n)$ ,  $C^w(E_n)$  和  $B^w(E_n)$  分别表示样品和本底权重计数谱),  $\Phi(E_n)$  表示入射到样品上的中子注量率<sup>[18,19]</sup>. 通过以上权重函数和本底分析, 并利用 (6) 式得出  $^{nat}\text{Lu}$  靶的中子俘获产额.

## 4 结果与讨论

共振反应实验研究中常利用  $R$  矩阵理论分析产额分布获得共振参数导出截面. 用于研究中子俘获反应的  $R$  矩阵理论分析程序主要有 SAMMY 和 REFIT 等<sup>[20]</sup>. 本文选用 SAMMY 程序进行实验产额数据拟合分析, 选取 ENDF/B-VIII.0 评价数据为初始值, 并考虑实验误差、多普勒展宽、分辨率展宽和多重散射等多方面修正<sup>[21,22]</sup>.

不同厚度  $^{nat}\text{Lu}$  靶的中子俘获产额和 SAMMY

拟合结果如图 6 所示, 黑色实心点和蓝色空心点分别表示 1.06 和 0.207 mm 厚的结果, 从图 6 可知厚靶产额相比薄靶多, 而且多个峰位处出现饱和现象.

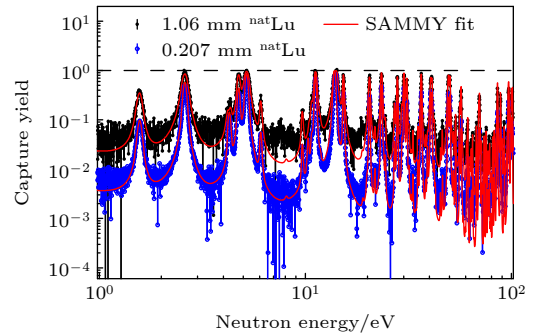


图 6 不同厚度  $^{nat}\text{Lu}$  靶的中子俘获产额比较和 SAMMY 拟合结果

Fig. 6. Comparison of capture yield with SAMMY fits of  $^{nat}\text{Lu}$  targets with different thicknesses.

本文用残差来检验实验数据和 SAMMY 程序拟合结果之间的可靠性. 图 7 给出了 1.25—1.85 eV 能量范围内不同厚度  $^{nat}\text{Lu}$  靶中子俘获产额分布, 其中, 黑色实心点为实验数据、红色实线为 SAMMY 拟合结果、绿色实线为 ENDF/B-VIII.0 评价数据的 SAMMY 计算, 下方小图为对应的残差. 从图 7 俘获产额谱和残差分析可知, 薄靶实验数据能够很好地再现 ENDF/B-VIII.0 评价数据库, 厚靶由于测量时间短, 统计误差较大, SAMMY 拟合的结果并不是很好.

图 8 为 1.85—6.5 eV 范围内不同厚度  $^{nat}\text{Lu}$  靶中子俘获产额分布.  $^{nat}\text{Lu}$  靶中 4.3 eV 共振峰主要是  $^{181}\text{Ta}$  (4.28 eV) 和  $^{176}\text{Lu}$  (4.31 eV) 贡献, 其中  $^{181}\text{Ta}$  占主要部分. 从图 8(b) 中厚靶的实验结果上不能测到  $^{181}\text{Ta}$  的共振峰, 但是可以观察到共振结构, 主要是由共振能量间隔太小、共振峰平台叠加所致. 同时厚样品会增加中子在样品中的散射次数, 减少中子的平均自由程, 使俘获的能量产生变化. 在薄靶的实验结果中可以观察到明显的  $^{181}\text{Ta}$  的共振峰, 这与评价数据是相符合的.

为了进一步检验本实验测量的准确性, 定义了共振因子  $R_k$ :

$$R_k = g_j \Gamma_n \Gamma_\gamma / \Gamma, \quad (7)$$

其中  $g_j$  为自旋统计因子,  $\Gamma_n$  为中子宽度,  $\Gamma_\gamma$  为  $\gamma$  宽度,  $\Gamma$  为总辐射宽度 ( $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma$ ). 表 2 列出 1.25—6.5 eV 范围内 6 个共振峰的共振因子, 并与 ENDF/B-VIII.0 数据库及 Noguere 等<sup>[23]</sup> 的实验结果进行

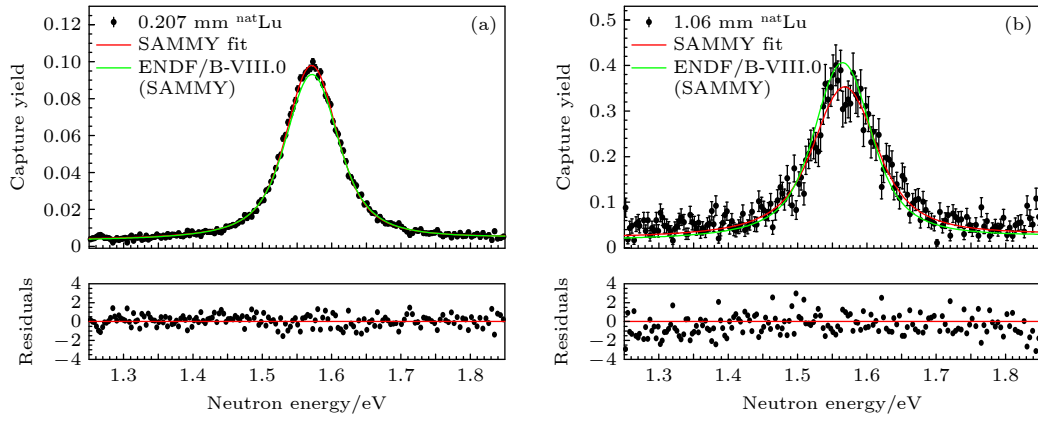


图 7 1.25—1.85 eV 范围内  $^{nat}\text{Lu}$  中子俘获产额分布, 其中, 黑色实心点为实验数据、红色实线为 SAMMY 拟合结果、绿色实线为 ENDF/B-VIII.0 评价数据的 SAMMY 计算. 图 (a) 和 (b) 分别为 0.207 和 1.06 mm 厚的  $^{nat}\text{Lu}$  结果

Fig. 7. Neutron capture yield of  $^{nat}\text{Lu}$ . Black solid circles indicate the experimental data, red and green lines indicate SAMMY fit of experimental data and SAMMY calculations of ENDF/B-VIII.0 evaluation data from 1.25 eV to 1.85 eV. Panel (a) and panel (b) show 0.207 and 1.06 mm thickness of  $^{nat}\text{Lu}$ , respectively.

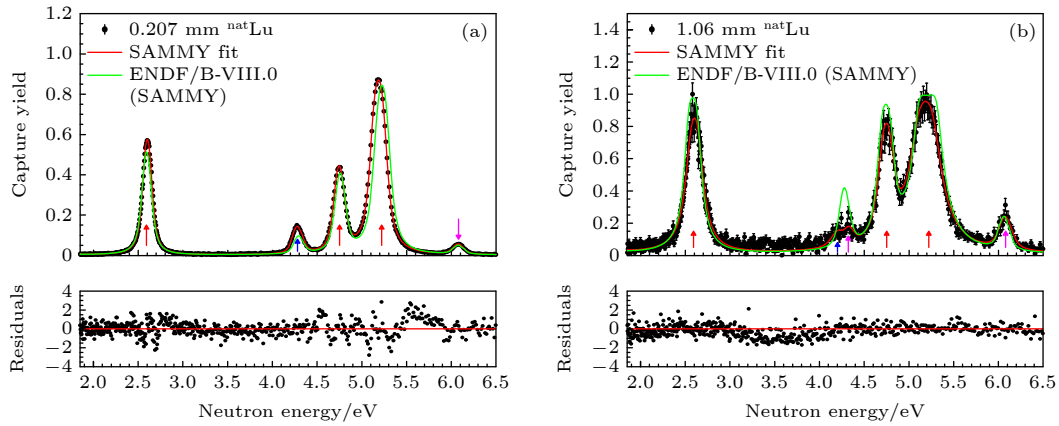


图 8 1.85—6.5 eV 范围内  $^{nat}\text{Lu}$  中子俘获产额分布, 其中, 黑色实心点为实验数据、红色实线为 SAMMY 拟合结果、绿色实线为 ENDF/B-VIII.0 评价数据的 SAMMY 计算. 图 (a) 和 (b) 分别为 0.207 和 1.06 mm 厚的  $^{nat}\text{Lu}$  结果. 红色、粉色和蓝色箭头分别表示  $^{175}\text{Lu}$ ,  $^{176}\text{Lu}$  和  $^{181}\text{Ta}$  的共振能量

Fig. 8. Neutron capture yield of  $^{nat}\text{Lu}$ . Black solid circles indicate the experimental data, red and green lines indicate SAMMY fit of experimental data and SAMMY calculations of ENDF/B-VIII.0 evaluation data from 1.85 eV to 6.5 eV. Panel (a) and panel (b) show 0.207 and 1.06 mm thickness of  $^{nat}\text{Lu}$ , respectively. Red, pink, and blue arrows indicate the energies of the  $^{175}\text{Lu}$ ,  $^{176}\text{Lu}$ , and  $^{181}\text{Ta}$  resonances, respectively.

表 2 本实验结果与 ENDF/B-VIII.0 数据库及 Noguere 等 [23] 的共振因子对比

Table 2. Comparisons of resonance kernels of present experiment, ENDF/B-VIII.0 libraries and Noguere et al. [23].

$E_R/\text{eV}$	Element	$I$	$J$	$g$	ENDF/B-VIII.0 $R_k$	$^{nat}\text{Lu}$ -0.207 mm $R_k$	$^{nat}\text{Lu}$ -1.06 mm $R_k$	Noguere-2019 [23] $R_k$
1.56	$^{176}\text{Lu}$	7.0	7.5	0.53	0.252	$0.257 \pm 0.005$	$0.242 \pm 0.002$	—
2.59	$^{175}\text{Lu}$	3.5	4.0	0.56	0.100	$0.111 \pm 0.004$	$0.073 \pm 0.006$	$0.117 \pm 0.005$
4.28	$^{181}\text{Ta}$	3.5	4.0	0.56	2.034	$2.821 \pm 0.004$	$0.647 \pm 0.003$	—
4.75	$^{175}\text{Lu}$	3.5	4.0	0.56	0.145	$0.167 \pm 0.005$	$0.104 \pm 0.002$	$0.167 \pm 0.006$
5.22	$^{175}\text{Lu}$	3.5	3.0	0.44	0.690	$0.730 \pm 0.004$	$0.735 \pm 0.007$	$0.732 \pm 0.017$
6.13	$^{176}\text{Lu}$	7.0	7.5	0.53	0.709	$0.792 \pm 0.012$	$0.807 \pm 0.016$	—

了比较. 比较结果发现, 厚靶的共振因子与 ENDF/B-VIII.0 数据库的偏差较大, 薄靶的共振因子与 Noguere 等 [23] 和 ENDF/B-VIII.0 数据库的结果

符合较好. 在 4.28 和 4.75 eV 中子能量的共振因子偏差很大. 这些分歧可能来自于中子和  $\gamma$  射线在较厚样品中的多次散射和自吸收效应等问题.

将 100 eV 范围内提取出不同厚度  $^{nat}\text{Lu}$  的共振因子  $R_k$  与 ENDF/B-VIII.0 数据库的共振因子  $R_k$  进行对比. 在 0.6—1.4 范围内进行高斯拟合, 其均值  $\mu$  表示测量数据与数据库之间的准确性, 方差  $\sigma$  表示数据的离散程度, 具体结果如图 9 所示. 可以看出薄靶的准确性较好, 其方差也比厚靶小.

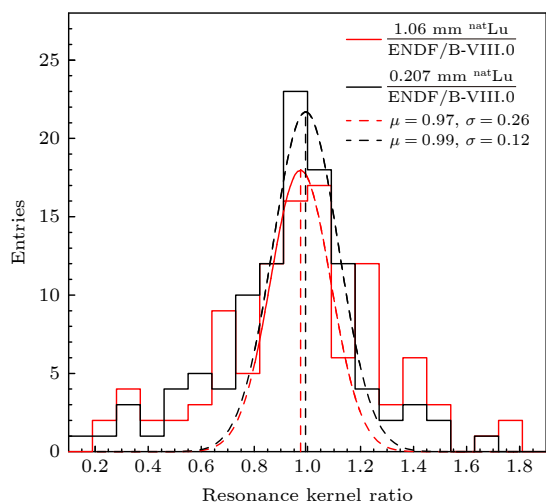


图 9 不同厚度  $^{nat}\text{Lu}$  靶的共振因子比例及其高斯函数拟合结果

Fig. 9. Resonance kernel ratio and its gaussian function fitting of  $^{nat}\text{Lu}$  targets with different thicknesses.

## 5 总结

通过比较不同厚度的  $^{nat}\text{Lu}$  靶 ( $n, \gamma$ ) 反应实验结果发现, 厚靶在大部分强共振峰位置的产额均出现了饱和现象, 薄靶则没有. 厚靶因其自屏蔽效应等问题, 共振能量间隔较小的位置不能明显地给出共振结构, 并且共振曲线也出现了扭曲现象. 利用多级  $R$  矩阵 SAMMY 分析程序从实验俘获产额中提取了共振参数. 对比了实验与 ENDF/B-VIII.0 数据库的共振因子, 结果发现较薄  $^{nat}\text{Lu}$  样品实验结果能够很好地再现 ENDF/B-VIII.0 评价库和文献数据. 鉴于本实验结果, 建议今后同类实验研究中尽量选择较薄的样品.

## 参考文献

- [1] Ge Z G, Chen Y J 2015 *Chin. Sci. Bull.* **60** 3087 (in Chinese) [葛智刚, 陈永静 2015 *科学通报* **60** 3087]
- [2] Ruan X C 2020 *Scientia Sinica Physica, Mechanica & Astronomica.* **55** 5 (in Chinese) [阮锡超 2020 *中国科学: 物理学 力学 天文学* **55** 5]
- [3] Liu S L, Ge Z G, Ruan X C, Chen Y J 2020 *Atomic Energy Sci. Tech.* **54** Suppl (in Chinese) [刘世龙, 葛智刚, 阮锡超, 陈永静 2020 *原子能科学技术* **54** Suppl]
- [4] Chen G C, Cao W T, Yu B S, Tang G Y, Shi Z M, Tao X 2012 *Chin. Phys. C* **36** 9
- [5] Chadwick M B, Herman M, Obložinsk P, et al. 2011 *Nucl. Data Sheets* **112** 2887
- [6] Barry D P, Leinweber G, Block R C, et al. 2013 *Nucl. Sci. Eng.* **174** 188
- [7] Plompen A, Cabellos O, Jean C, et al. 2020 *Eur. Phys. J. A* **56** 7
- [8] Ignatyuk A V, Fursov B I 2007 *Proc. Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology* Nice, France, April 22–27, 2007 vol 2, p759
- [9] Tang J Y, Liu R, Zhang G H, et al. 2021 *Chin. Phys. C* **45** 062001
- [10] Tang J Y, An Q, Bai J B, et al. 2021 *Nucl. Sci. Tech.* **32** 11
- [11] Li X X, Liu L X, Jiang W, et al. 2020 *J. Nucl. Tech.* **43** 080501 (in Chinese) [李鑫祥, 刘龙祥, 蒋伟等 2020 *核技术* **43** 080501]
- [12] Zhang S, Chen Z Q, Han R, Liu X Q, Wada R, Lin W P, Jin Z X, Xi Y Y, Liu J L, Shi F D 2013 *Chin. Phys. C* **37** 126003
- [13] Yan J, Liu R, Li C, et al. 2010 *Chin. Phys. C* **34** 993
- [14] Hu X R, Fan G T, Jiang W et al. 2021 *Nucl. Sci. Tech.* **32** 101
- [15] Ren J, Ruan X C, Chen Y H et al. 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 172901 (in Chinese) [任杰, 阮锡超, 陈永浩等 2020 *物理学报* **69** 172901]
- [16] Ren J, Ruan X C, Jiang W, et al. 2021 *Nucl. Instrum. Methods A* **985** 164703
- [17] Lederer C, Colonna N, Domingo-Pardo C, et al. 2011 *Phys. Rev. C* **83** 034608
- [18] Borella A, Aerts G, Günsing F, et al. 2007 *Nucl. Instrum. Methods A* **577** 626
- [19] 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]
- [20] Larson N M *Oak Ridge National Laboratory Report* No. ORNL/TM-9179/R6
- [21] Jiang B, Han J L, Jiang W, et al. 2021 *Nucl. Instrum. Methods A* **1013** 165677
- [22] Li X X, Liu L X, Jiang W, et al. 2021 *Phys. Rev. C* **104** 054302
- [23] Noguere G B, Heyse O J, Ebran A, Roig O 2019 *Phys. Rev. C* **100** 065806

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

Wang De-Xin<sup>1)2)</sup> Zhang Su-Ya-La-Tu<sup>1)2)†</sup> Jiang Wei<sup>3)4)</sup> Ren Jie<sup>5)</sup>  
 Wang Jin-Cheng<sup>1)2)5)</sup> Tang Jing-Yu<sup>3)4)</sup> Ruan Xi-Chao<sup>5)</sup> Wang Hong-Wei<sup>6)</sup>  
 Chen Zhi-Qiang<sup>7)</sup> Huang Mei-Rong<sup>1)2)</sup> Tang Xin<sup>2)</sup> Hu Xin-Rong<sup>6)</sup>  
 Li Xin-Xiang<sup>6)</sup> Liu Long-Xiang<sup>6)</sup> Liu Bing-Yan<sup>7)</sup> Sun Hui<sup>7)</sup>  
 Zhang Yue<sup>4)</sup> Hao Zi-Rui<sup>6)</sup> Song Na<sup>1)2)</sup> Li Xue<sup>1)2)</sup>  
 Niu Dan-Dan<sup>1)2)</sup> Li Guo<sup>1)2)</sup> Meng Gu-Fu<sup>1)2)</sup>

1) (*College of Mathematics and Physics, Inner Mongolia Minzu University, Tongliao 028000, China*)

2) (*Institute of Nuclear Physics, Inner Mongolia Minzu University, Tongliao 028000, China*)

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

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

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

6) (*Shanghai Institute of Applied Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China*)

7) (*Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China*)

( Received 4 November 2021; revised manuscript received 3 December 2021 )

## Abstract

The  $\text{C}_6\text{D}_6$  detection system coupling with the pulse height weighting technique is widely used for experimentally measuring the neutron capture cross section. The thickness of sample used in the experiment directly affects the neutron beam time and the reliability of the experimental data. In the present work, we compare the lutetium (Lu) neutron capture reaction cross sections among the samples with different thickness, obtained by the  $\text{C}_6\text{D}_6$  detection system of the back-streaming white neutron beam line at China spallation Neutron Source (CSNS back-n). The light response of the detection system is simulated with the consideration of the sample thickness by GEANT4 Monte Carlo simulation code. The 4<sup>th</sup> order polynomial pulse weight functions for different samples are determined by using the above light response function. In the experiment, the high precision capture yield distributions in the resonance energy region are obtained by measuring the longer flight distance and background. The experimental resonance parameters are deduced by analyzing the capture yield distribution with the R-matrix theory. The comparisons of the results of capture yield and the resonance parameters between the two groups show that the resonance curve of 1.06mm  $^{nat}\text{Lu}$  sample changes due to its thickness effect, and there is a large difference between the experimental resonance parameters and ENDF/B-VIII.0 database. However, the experimental results of 0.207mm  $^{nat}\text{Lu}$  sample can well accord with the ENDF/B-VIII.0 data.

**Keywords:** neutron capture cross section, china spallation neutron source, resonance parameter analysis

**PACS:** 29.25.Dz, 02.70.Uu, 52.70.La, 01.52.+r

**DOI:** 10.7498/aps.71.20212051

\* Project supported by the Natural Science Foundation of Inner Mongolia, China (Grant Nos. 2019JQ01, 2018MS01009) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. U2032146, 11865010, 11765014, 11605097).

† Corresponding author. E-mail: [zsylt@imun.edu.cn](mailto:zsylt@imun.edu.cn)