



中子诱发 $^{232}\text{Th}$ 裂变初始碎片质量及动能分布Monte-Carlo研究

刘昌奇 霍东英 韩超 吴康 刘兴宇 杨旭 白晓厚 王俊润 张宇 姚泽恩 韦峥

Monte-Carlo study of pre-neutron emission mass and energy for neutron-induced  $^{232}\text{Th}$  fission

Liu Chang-Qi Huo Dong-Ying Han Chao Wu Kang Liu Xing-Yu Yang Xu Bai Xiao-Hou Wang Jun-Run Zhang Yu Yao Ze-En Wei Zheng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 012501 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20211333

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211333>

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

# 中子诱发 $^{232}\text{Th}$ 裂变初始碎片质量及动能分布 Monte-Carlo 研究\*

刘昌奇<sup>1)</sup> 霍东英<sup>1)</sup> 韩超<sup>1)</sup> 吴康<sup>1)</sup> 刘兴宇<sup>1)</sup> 杨旭<sup>1)</sup> 白晓厚<sup>1)</sup>  
王俊润<sup>1)2)</sup> 张宇<sup>1)2)</sup> 姚泽恩<sup>1)2)</sup> 韦峥<sup>1)2)†</sup>

1) (兰州大学核科学与技术学院, 兰州 730000)

2) (兰州大学, 中子应用技术教育部工程研究中心, 兰州 730000)

(2021 年 7 月 19 日收到; 2021 年 8 月 30 日收到修改稿)

随着第四代反应堆以及先进核能利用系统的发展, 对中子核数据提出了高精度、多核素、宽能区的新要求. 目前, 中国核数据评价库 (CENDL 库) 中相关核裂变的数据较缺失, 不足以满足当前核能发展的需求. 因此, 建立面向中子核数据需求的可靠计算方法和工具变得极为重要. 本文基于 Monte-Carlo 方法建立了裂变碎片质量动能计算模型, 研究了中低能中子诱发  $^{232}\text{Th}(n, f)$  反应发射中子前裂变碎片的分布特性. 对于裂变碎片质量分布, 本模型计算结果与实验值最大偏差约 1%, 与 GEF, TALYS 程序计算结果 (与实验值最大偏差约 2%) 相比具有一定优势. 对于发射中子前裂变碎片动能分布, 本模型计算结果与实验数据一致. 结果表明, 所发展的计算模型能够较好地预测  $^{232}\text{Th}(n, f)$  反应发射中子前裂变碎片数据, 为中子诱发铀系核裂变反应计算提供一种新思路.

**关键词:** 发射中子前裂变碎片, 质量分布, 总动能分布, 蒙特卡罗方法

**PACS:** 25.85.Ec, 28.41.Ak, 24.10.Lx

**DOI:** 10.7498/aps.71.20211333

## 1 引言

对中子诱发铀系核裂变反应进行系统、深入的实验和理论研究, 既是核能利用及发展的重要途径, 又是理解核反应理论机制的重要手段<sup>[1,2]</sup>. 近年来, 随着第四代反应堆以及先进核能利用系统的发展, 核裂变数据测量、计算以及裂变机制理论研究已成为国际核物理研究的新热点<sup>[3-7]</sup>. 钍基熔盐堆核能系统 (TMSR) 作为我国未来先进核能利用发展的重要科学装置, 具有高固有安全性、核废料少、防扩散性能和经济性更好等特点, 在核领域引

起了广泛关注<sup>[8,9]</sup>. 在反应堆设计中, 堆内裂变产物的积累会造成中子经济性降低<sup>[10]</sup>. 为了维持较高 Th/U 燃料循环增值比, 需要一定速率的熔盐后处理以提取镧系元素等裂变产物 (Nd, Sm, Eu, Gd, Zr 等). 中子裂变核数据作为钍基熔盐堆换料、裂变毒物处理等物理设计的基石, 对 Th/U 燃料循环的核能开发利用具有重要意义. 目前, 中低能中子诱发  $^{232}\text{Th}(n, f)$  反应实验数据较少<sup>[11-15]</sup>, 各组数据存在较大分歧, 数据不确定度较大. 对于发射中子前碎片质量分布数据, 国际原子能机构发布的 EXFOR 库仅提供两组实验数据<sup>[14,15]</sup>, 无法满足当前核技术发展与理论研究的需求<sup>[16]</sup>. 因此, 建立面

\* 国家自然科学基金委员会-中国工程物理研究院联合基金 (批准号: U1830102)、国家自然科学基金 (批准号: 12075105, 11875155, 11705071)、国家自然科学基金委员会-中国核工业集团有限公司核技术创新联合基金 (批准号: U1867213)、中央高校基本科研业务费专项资金 (批准号: lzujbky-2021-kb09) 和甘肃省引导科技创新发展专项资金 (批准号: 2018ZX-07) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: weizheng@lzu.edu.cn

向中子核数据需求的可靠计算方法与工具极为重要.

国际上通用的中子诱发锕系核素裂变反应计算程序包括 GEF<sup>[17]</sup> 和 TALYS<sup>[18]</sup>. 其中, GEF 模型考虑了大量裂变相关物理规律和经验公式<sup>[17,19]</sup>, 通过对裂变反应实验数据拟合, 从经验数据系统分析的角度确定了 GEF 模型参数 (大约 50 个参数). 这些参数经系统调整后能够较好地适用于大多数核裂变体系的计算. TALYS 计算程序采用 Brosa 物理模型<sup>[20,21]</sup>, 该模型主要分为两部分: 1) 基于多维位能曲面分布及对应搜索算法得到对称裂变道和非对称裂变道的裂变路径和断前形状; 2) 采用无规颈断裂模型计算得到碎片质量分布和总动能分布等物理量. 该模型认为裂变过程中可存在多种裂变模式 (一般为 3 种裂变模式), 分别是对称超长 (SL)、非对称标准 I (S1) 以及非对称标准 II (S2)<sup>[22]</sup>, 其中, S1 和 S2 分别对应  $N=82$  球形中子壳和  $N=88$  变形中子壳情况. 每一条裂变通道对应不同裂变路径、裂变位垒和断前形状. 在裂变断前形状确定基础上, 采用无规颈断裂模型计算得到的质量分布为 3 个裂变模式权重之和, 权重大小与裂变位垒有关.

相较于上述唯象模型, 本文重点研究发射中子前、后裂变碎片状态及物理过程. 利用 Monte-Carlo 输运工具 Geant4<sup>[23]</sup> 计算发射中子后裂变碎片信息, 并结合所建立的双动能计算模型<sup>[24–26]</sup> 推导得到发射中子前裂变碎片质量、动能分布, 避免了大量经验公式拟合及参数调节. 另外, Geant4 官方物理模型存在一定局限性——仅适用于裂变后可观测物理量 (发射中子后状态) 计算, 无法提供发射中子前裂变信息, 限制了裂变后物理计算的完整性. 为了消除该局限性, 本文引入双动能法, 实现了发射中子前裂变碎片质量、动能的计算, 建立了面向中子核数据需求的计算模型, 为中子诱发锕系核裂变反应计算提供一种新思路.

## 2 计算模型

### 2.1 发射中子后裂变碎片计算模型

基于双动能法原理, 发射中子前裂变碎片分布特性可根据发射中子后动能信息计算得到. 本文通过构建适用于双动能法的 Geant4 模型 (物理模型与几何模型), 首先实现了发射中子后裂变碎片物理量的计算. 其中, Geant4 模型所采用的数据库为 G4NDL 中子数据库 (根据 ENDF/B-VII.1 评价

核数据库制作而成)<sup>[27]</sup>. 发射中子后裂变碎片分布特性由 Geant4 内置物理模型——G4ParaFission-Model 模型控制<sup>[28–32]</sup>. 图 1 为建立的 Geant4 几何模型示意图. 红色箭头代表中子入射方向, 灰色部分为厚度为 300 nm、直径为 12 mm 的  $^{232}\text{ThO}_2$  裂变材料, 黄色部分代表厚度为 500 nm、直径为 12 mm 的高分子聚合物 Polyethylene Terephthalate (PET) 衬底材料. 中子轰击裂变靶发生裂变反应, 所产生的一对互补碎片 (图中  $\text{FF}_1$  和  $\text{FF}_2$  表示) 离开裂变初始点分别向相反方向飞行. 由于裂变靶存在一定厚度, 部分裂变碎片可能损失在靶中造成裂变事件丢失, 因此需采用事件符合方法记录每次裂变穿出裂变靶的互补碎片信息. 图 2 为 10 MeV 中子诱发  $^{232}\text{Th}(n, f)$  裂变反应发射中子后裂变碎片初始动能  $E^{\text{post}}$  与碎片出射方向相对中子入射方向夹角的余弦值  $\cos\theta$  的二维分布计算结果. 可以看出, 在能量 70 与 100 MeV 附近存在两个明显峰, 分别对应重、轻裂变碎片动能峰位, 且重峰峰值要略低于轻峰, 与理论、实验预期结果趋势一致<sup>[33,34]</sup>. 该结果将作为发射中子前裂变碎片计算模型的输入参数, 详细讨论在 2.3 节.

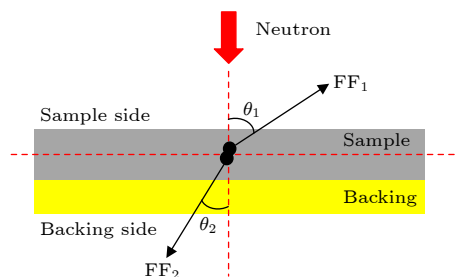


图 1 Geant4 几何模型示意图. 灰色区域代表锕系核素样品 (Sample), 黄色区域代表衬底 (Backing). 面向入射中子一侧为样品侧 (Sample side), 远离入射中子一侧为衬底侧 (Backing side).  $\text{FF}_1$  和  $\text{FF}_2$  分别代表一对互补裂变碎片, 并且它们穿出靶的角度分别为  $\theta_1$  和  $\theta_2$ .

Fig. 1. Schematic illustration of the Geant4 geometric model. The gray layer is the fissile sample of the actinide target, while the yellow one is the backing support for the sample. The sample side faced the impinging neutrons.  $\text{FF}_1$  and  $\text{FF}_2$  respectively denote the fragments emitted from the different sides.  $\theta_1$  and  $\theta_2$  are the angles of the fragment axis relative to the axial direction of the incoming neutron.

随着裂变体系激发能增大, 裂变反应的非对称裂变模型向对称裂变模式过渡, 对称裂变增加、非对称裂变减少, 从而影响裂变碎片动能分布. Geant4 物理模型能够较好地描述该过程<sup>[30–32]</sup>. 图 3 给出了入射中子能量 (表示为  $E_n$ ) 为 3, 6, 10 MeV 时,

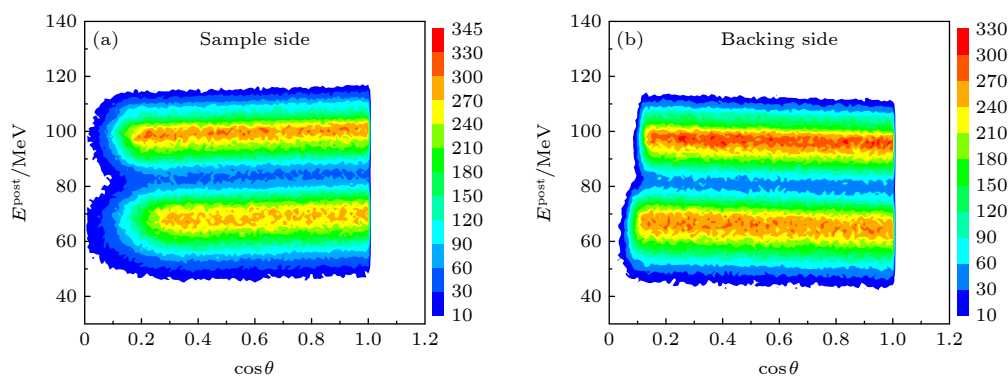


图2 发射中子后裂变碎片初始动能  $E_{\text{post}}$  与碎片出射方向相对中子入射方向夹角的余弦值  $\cos \theta$  的关系 (a) 碎片从样品侧射出时计算结果; (b) 碎片从衬底侧射出时计算结果

Fig. 2.  $\cos \theta$  versus post-neutron emission kinetic energy  $E_{\text{post}}$  distribution: (a) The case of the fission fragments from sample side; (b) in the case of the fission fragments from backing side.

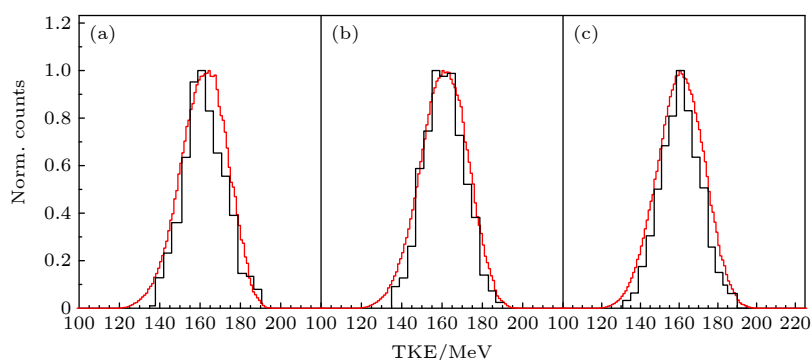


图3  $^{232}\text{Th}(n, f)$  反应发射中子后 TKE 分布 (a) 中子能量为 3 MeV; (b) 中子能量为 6 MeV; (c) 中子能量为 10 MeV. 黑线为实验数据<sup>[13]</sup>; 红线为本文计算数据

Fig. 3. Post-neutron emission TKE distribution for  $^{232}\text{Th}(n, f)$  reaction: (a)  $E_n = 3$  MeV; (b)  $E_n = 6$  MeV; (c)  $E_n = 10$  MeV. The black line denotes experimental data<sup>[13]</sup>. The red line denotes the calculated result from this work.

$^{232}\text{Th}(n, f)$  反应发射中子后裂变碎片总动能 TKE 分布, 黑线为实验数据<sup>[13]</sup>, 红线为计算数据, 纵坐标 Norm. Counts 代表归一化计数. 可以看出, TKE 在 120—200 MeV 能量区间内呈准高斯型分布, 其最可几动能为 160 MeV 左右, 与实验结果基本一致. 另外, 图 4 给出了发射中子后裂变碎片平均总动能 (表示为  $\overline{\text{TKE}}_{\text{post}}$ ) 随入射中子能量的变化规律. 比较发现, 计算结果与近期两组实验数据<sup>[13,35]</sup> 符合较好, 进一步验证了 Geant4 物理模型及其数据库的可靠性.

## 2.2 中子多重性分布计算模型

在裂变过程中, 处于激发态的初级裂变碎片会在极短时间内 ( $<10^{-14}$  s) 释放瞬发中子而退激. 裂变所释放的瞬发中子数目  $\nu$  呈规律性统计分布, 称之为中子多重性分布<sup>[20,38,39]</sup>. 其中, 平均裂变瞬发中子数与裂变碎片质量数间的物理关系  $\bar{\nu}(m)$  引起

国内外广泛关注<sup>[40–42]</sup>, 它反映了不同质量初始碎片的激发能大小, 为核裂变机制研究提供重要信息.

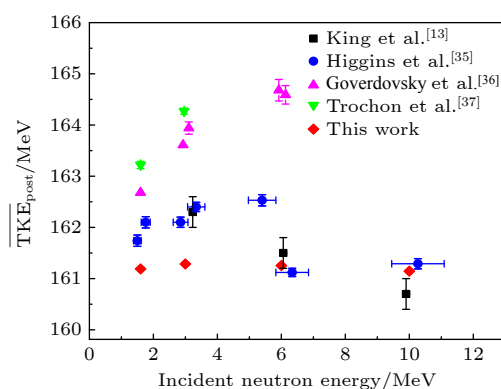


图4  $^{232}\text{Th}(n, f)$  反应发射中子后平均总动能  $\overline{\text{TKE}}_{\text{post}}$  随入射中子能量的变化情况. 红点为本文计算数据, 其他颜色点为实验数据<sup>[13,35–37]</sup>

Fig. 4. Relationship between the incident neutron energy and  $\overline{\text{TKE}}_{\text{post}}$  for  $^{232}\text{Th}(n, f)$  reaction. The red dots denote the calculated results from this work. The dots with other colors denote the experimental data<sup>[13,35–37]</sup>.

由于中子多重性理论模型的复杂性, 尤其是对于不同裂变体系,  $\bar{\nu}(m)$  分布随入射中子能量的变化规律不同 [42,43], 至今很少有理论模型能够系统地、准确地描述中子多重性分布特性. GEF 程序在计算中低能中子多重性分布上具有一定优势 [19], 因此, 本文采用 GEF 程序  $\bar{\nu}(m)$  分布计算结果作为发射中子前裂变碎片分布特性计算模型的输入参数. 图 5 给出不同入射中子能量下  $^{232}\text{Th}(n, f)$  反应  $\bar{\nu}(m)$  分布的计算结果. 可以看出, 该分布呈锯齿状, 并且随着入射中子能量增大平均中子数  $\bar{\nu}$  明显增多. 另外, 对于质量数小于 110 的轻碎片, 激发能变化平均中子数基本不变,  $\bar{\nu}$  贡献主要来自于重碎片, 说明对于  $^{233}\text{Th}$  裂变体系, 随入射中子能量增大, 多余激发能几乎全部传递给重碎片, 对于  $^{238}\text{Np}$  等裂变体系也有类似规律 [42].

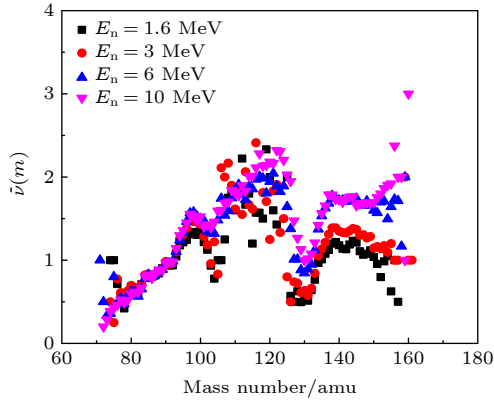


图 5 不同入射中子能量下,  $^{232}\text{Th}(n, f)$  反应中子多重性  $\bar{\nu}(m)$  的计算结果

Fig. 5. Calculation of neutron multiplicity distribution  $\bar{\nu}(m)$  for  $^{232}\text{Th}(n, f)$  reaction with the different incident neutron energies.

### 2.3 发射中子前裂变碎片分布特性计算模型

根据双动能法计算模型, 发射中子前裂变碎片质量 ( $m^{\text{pre}}$ ) 可由裂变产物的能量 ( $E^{\text{post}}$ )、角度 ( $\cos \theta$ ) 以及中子多重性  $\bar{\nu}(m)$  信息计算得到, 具体过程如图 6 所示. 迭代初始假设条件为互补初始碎片质量数相同:

$$m_1^{\text{pre}} = m_2^{\text{pre}} = m_{\text{CN}}/2, \quad (1)$$

其中,  $m_1^{\text{pre}}$  和  $m_2^{\text{pre}}$  代表一对互补初始碎片的质量数,  $m_{\text{CN}}$  代表复合核质量数. 另外, 引入中子多重性分布计算结果, 发射中子后碎片质量  $m_i^{\text{post}}$  可表示为

$$m_i^{\text{post}} = m_i^{\text{pre}} - \bar{\nu}(E_n, m_i^{\text{pre}}) \quad (i = 1, 2), \quad (2)$$

其中,  $\bar{\nu}(E_n, m_i^{\text{pre}})$  代表不同入射中子能量情况下中子多重性分布, 由 GEF 程序计算得到. 下标  $i$  表示碎片出射方向, 其中  $i = 1$  对应样品侧,  $i = 2$  代表衬底侧. 在初始裂变碎片退激 (蒸发中子) 过程中, 一般认为蒸发中子前后碎片速度大小不变:

$$E_i^{\text{pre,lab}} = \frac{m_i^{\text{pre}}}{m_i^{\text{post}}} \cdot E_i^{\text{post,lab}} \quad (i = 1, 2), \quad (3)$$

根据实验室系与质心系关系, 修正得到:

$$E_i^{\text{pre,cm}} = E_i^{\text{pre,lab}} \pm \frac{2\sqrt{m_i^{\text{pre}} \cdot m_n \cdot E_i^{\text{pre,lab}} E_n}}{m_{\text{CN}}} \cdot \cos \theta_i^{\text{lab}} + \frac{m_i^{\text{pre}} \cdot m_n \cdot E_n}{m_{\text{CN}}^2} \quad (i = 1, 2), \quad (4)$$

其中,  $E_i^{\text{post,lab}}$  为实验系下发射中子后裂变碎片动能,  $\cos \theta_i^{\text{lab}}$  为实验系下碎片出射角余弦值.  $m_n$  为中子质量;  $E_n$  为入射中子能量. (4) 式中正负号反映了裂变碎片穿出方向. 实验系下, 入射中子会对衬底侧出射裂变碎片动能产生积极贡献, 因此需要减

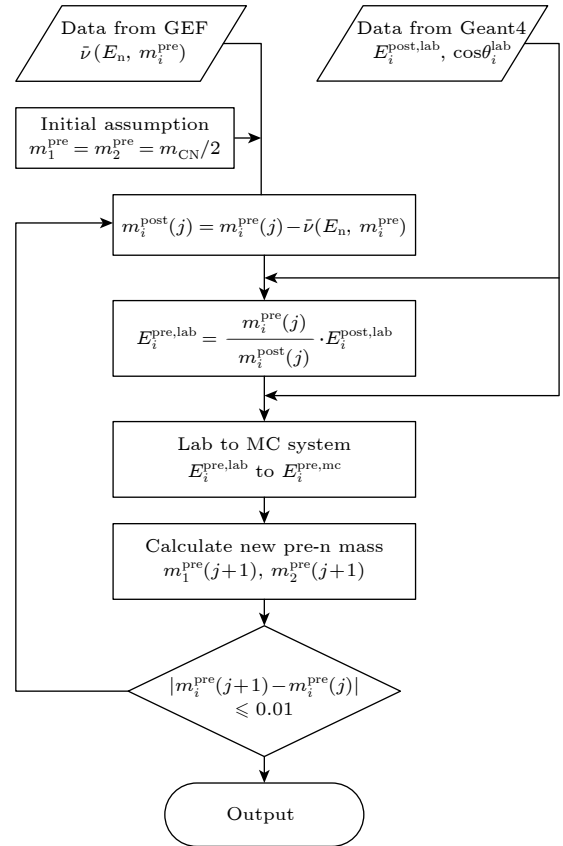


图 6 发射中子前裂变碎片质量、总动能分布计算流程图

Fig. 6. Program flow chart for the calculation of the pre-neutron fission fragment mass and TKE distribution.



去该部分贡献, 故为负号. 反之, 对于样品侧出射裂变碎片, 符号为正号. 每次迭代后发射中子前裂变碎片质量可表示为

$$m_1^{\text{pre}} = m_{\text{CN}} \cdot \frac{E_2^{\text{pre,cm}}}{E_1^{\text{pre,cm}} + E_2^{\text{pre,cm}}}, \quad (5)$$

$$m_2^{\text{pre}} = m_{\text{CN}} \cdot \frac{E_1^{\text{pre,cm}}}{E_1^{\text{pre,cm}} + E_2^{\text{pre,cm}}}. \quad (6)$$

根据 (2) 式—(6) 式, 每次迭代计算得到的结果  $m_i^{\text{pre}}(j+1)$  与上一次迭代结果  $m_i^{\text{pre}}(j)$  进行比较 ( $j$  代表迭代次数), 直至满足条件  $|m_i^{\text{pre}}(j+1) - m_i^{\text{pre}}(j)| \leq 0.01$  时循环停止, 并输出碎片质量、动能计算结果.

### 3 结果及讨论

对于中低能中子诱发铀系核素裂变反应, 当改变裂变体系激发能, 质量分布呈现规律性变化. 根据所建立的发射中子前裂变碎片分布特性计算模型, 计算了不同入射中子能量  $^{232}\text{Th}(n, f)$  反应发射

中子前裂变碎片质量分布, 结果如图 7 所示. 可以看出, 随着入射中子能量增大, 质量分布呈现峰产额降低、谷产额增高的变化趋势. 这是因为激发能增大引起壳效应减弱, 非对称裂变向对称裂变过渡, 从而导致非对称裂变贡献减小, 对称裂变贡献增加. 另外, 图 8 给出了质量分布计算值与实验值的偏差分析结果  $\text{Yield}_{\text{cal}} - \text{Yield}_{\text{exp}}$ . 数据表明, 本工作与实验值最大偏差约 1%, GEF 计算数据与实验值最大偏差约 2%, TALYS 计算数据与实验值最大偏差约 2%. 因此, 该计算模型能够较好反映  $^{232}\text{Th}(n, f)$  反应发射中子前裂变碎片质量分布及其物理规律, 与 GEF 和 TALYS 程序相比具有一定优势.

发射中子前碎片动能分布作为裂变过程中重要的物理量之一, 与裂变断点构形以及鞍点至断点的动力学过程有关, 其分布特性的研究有助于理解核裂变过程中激发能及动能的分配情况, 为核裂变机制理论研究提供数据支撑. 图 9 为不同入射中子

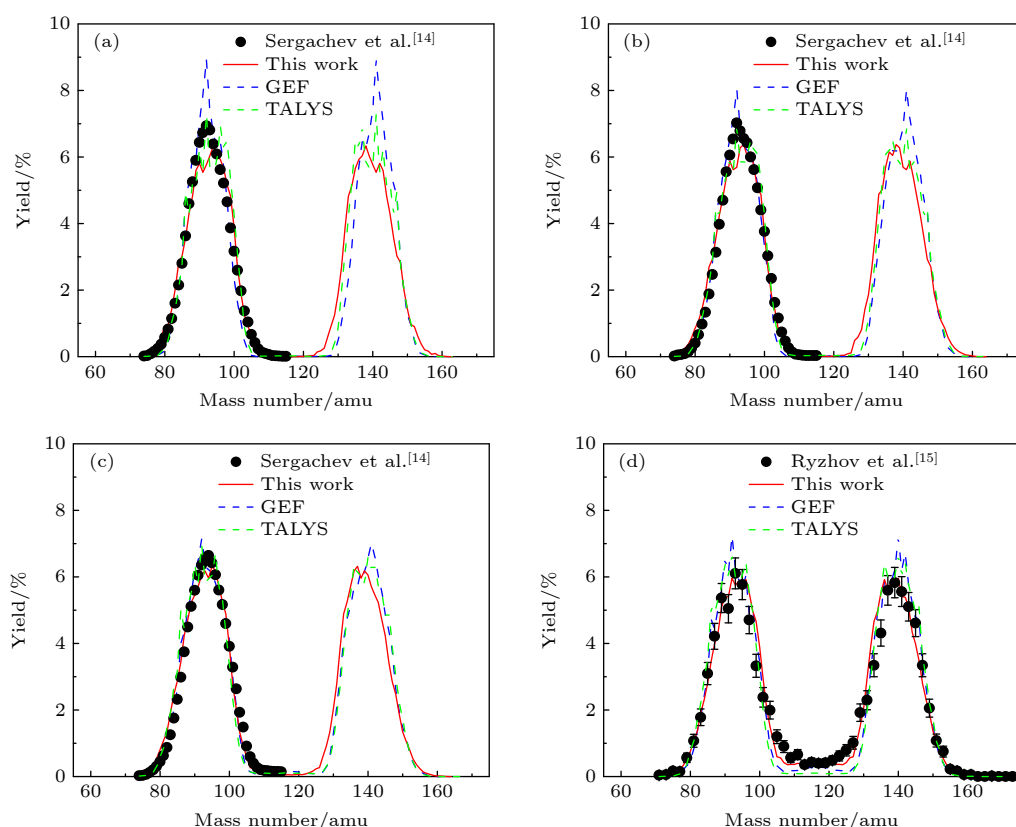


图 7  $^{232}\text{Th}(n, f)$  反应发射中子前裂变碎片质量分布 (a) 中子能量为 1.6 MeV; (b) 中子能量为 3 MeV; (c) 中子能量为 6 MeV; (d) 中子能量为 10 MeV. 黑色实心点代表实验结果<sup>[14,15]</sup>, 红线为本工作结果, 蓝线为 GEF 结果, 绿线为 TALYS 结果

Fig. 7. Calculation of the pre-neutron mass distribution for  $^{232}\text{Th}(n, f)$  reaction: (a)  $E_n = 1.6$  MeV; (b)  $E_n = 3$  MeV; (c)  $E_n = 6$  MeV; (d)  $E_n = 10$  MeV. The black dots line is experimental data<sup>[14,15]</sup>. The red line is the calculated data from this work, while the blue one is from the GEF code and the green one is from the TALYS code.

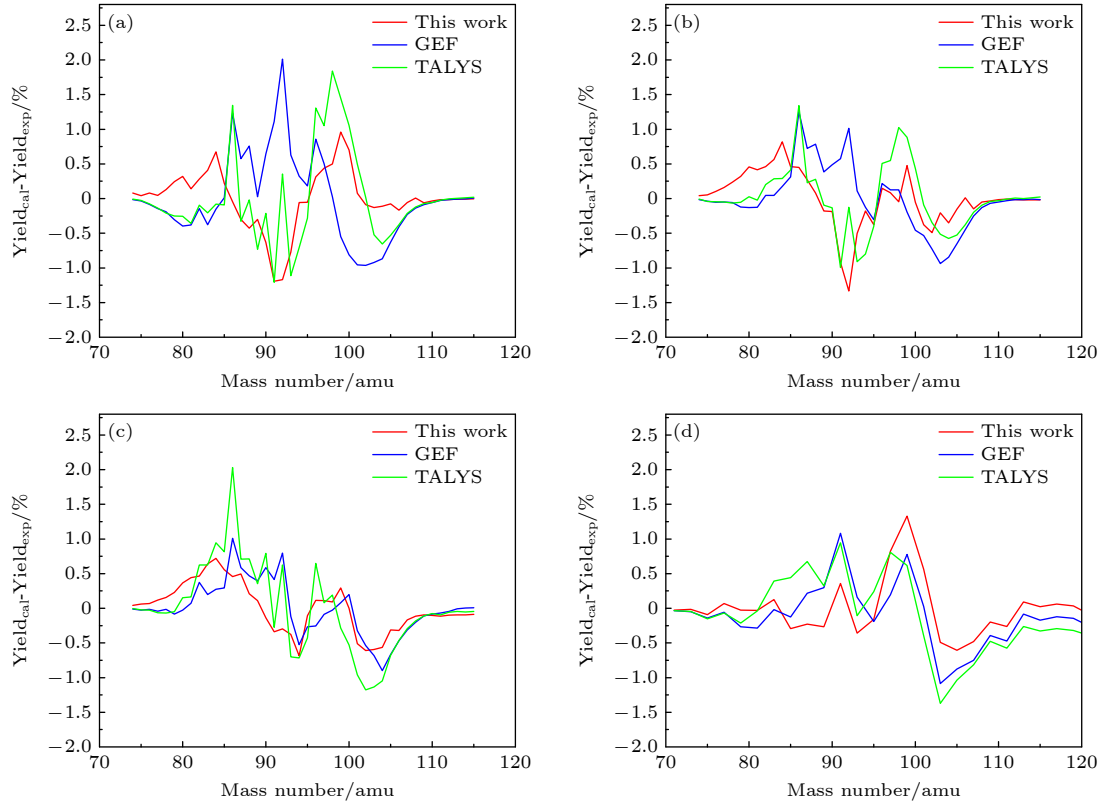


图 8  $^{232}\text{Th}(n, f)$  反应质量分布计算与实验结果偏差分析 (a) 中子能量为 1.6 MeV; (b) 中子能量为 3 MeV; (c) 中子能量为 6 MeV; (d) 中子能量为 10 MeV. 红线为本工作结果, 蓝线为 GEF 结果, 绿线为 TALYS 结果

Fig. 8. Difference of the mass distribution between calculation and experimental data for  $^{232}\text{Th}(n, f)$  reaction: (a)  $E_n = 1.6$  MeV; (b)  $E_n = 3$  MeV; (c)  $E_n = 6$  MeV; (d)  $E_n = 10$  MeV. The red line is the calculated data from this work, while the blue one is from the GEF code and the green one is from the TALYS code.

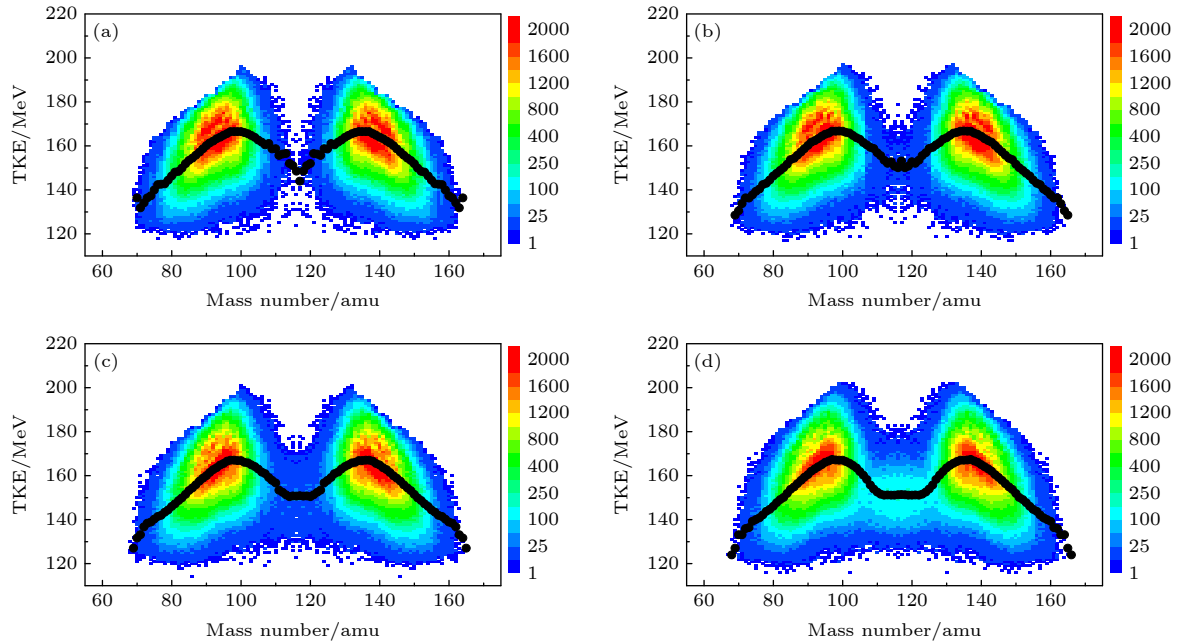


图 9 发射中子裂变碎片质量-TKE 的二维分布 (a) 中子能量为 1.6 MeV; (b) 中子能量为 3 MeV; (c) 中子能量为 6 MeV; (d) 中子能量为 10 MeV. 黑点表示碎片质量与平均总动能  $\overline{\text{TKE}}_{\text{pre}}(m^{\text{pre}})$  关系. 图例中颜色标度反映了事件数目

Fig. 9. Two-dimension distribution of pre-neutron mass versus TKE: (a)  $E_n = 1.6$  MeV; (b)  $E_n = 3$  MeV; (c)  $E_n = 6$  MeV; (d)  $E_n = 10$  MeV. The black dots denote  $\overline{\text{TKE}}_{\text{pre}}(m^{\text{pre}})$ , the relationship between pre-neutron mass and average TKE. The color scale refers to the number of events.

能量  $^{232}\text{Th}(n, f)$  反应发射中子前裂变碎片质量-TKE 二维分布计算结果. 可以看出, 随着裂变体系激发能的增加, 对称裂变区域产额 (质量数 115 附近) 明显增多, 非对称裂变向对称裂变过渡, 与图 7 结论一致. 图 9 中的黑线为裂变碎片质量与平均总动能  $\overline{\text{TKE}}_{\text{pre}}(m^{\text{pre}})$  关系. 可以发现, 当质量数在 132 附近时,  $\overline{\text{TKE}}_{\text{pre}}(m^{\text{pre}})$  达到最大值. 受原子核壳结构影响, 此时断前形状可能由一个双幻核球形重碎片 ( $^{132}\text{Sn}$ ) 和一个中等形变的轻碎片组成, 断裂时碎片中心距离较近, 从而库仑能较大,  $\overline{\text{TKE}}_{\text{pre}}(m^{\text{pre}})$  较大. 另外, 图 10 给出了不同入射中子能量裂变碎片平均总动能  $\overline{\text{TKE}}_{\text{pre}}$  的计算结果与实验数据. 比较发现, 计算结果与实验数据符合较好, 因此, 该模型能够较好地评价计算中低能中子诱发  $^{232}\text{Th}(n, f)$  反应发射中子前裂变碎片质量分布、动能分布数据及其物理规律.

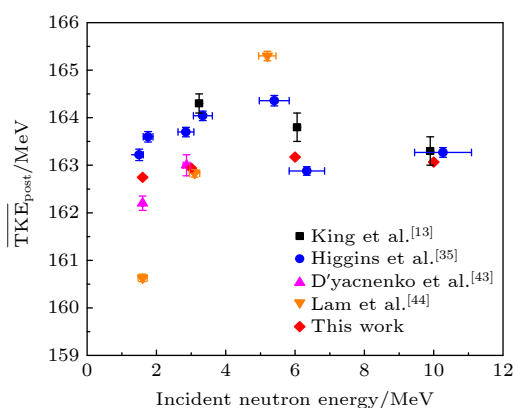


图 10  $^{232}\text{Th}(n, f)$  反应发射中子前平均总动能  $\overline{\text{TKE}}_{\text{pre}}$  随入射中子能量变化情况. 红点为本文计算数据, 其他颜色点为实验数据 [13,35,43,44]

Fig. 10. Relationship between the incident neutron energy and  $\overline{\text{TKE}}_{\text{pre}}$  for  $^{232}\text{Th}(n, f)$  reaction. The red dots denote the calculated results from this work. The dots with other colors denote the experimental data [13,35,43,44].

## 4 结 论

本文基于 Monte-Carlo 方法建立了研究发射中子前裂变碎片分布特性的计算模型. 其中, 模型参数包括基于 Geant4 物理模型计算的发射中子后裂变碎片动能-角度关联分布以及基于 GEF 模型计算的中子多重性  $\bar{\nu}(m)$  分布. 根据该模型研究了 1.6, 3.0, 6.0, 10.0 MeV 中子诱发  $^{232}\text{Th}(n, f)$  反应的发射中子前裂变碎片质量分布. 结果表明, 质量

分布计算结果与实验结果最大偏差约 1%. 此外, 发射中子前裂变碎片动能分布计算数据与实验结果一致性较好. 综上分析, 该模型能够较好地评价计算中低能中子诱发  $^{232}\text{Th}(n, f)$  反应发射中子前裂变碎片质量分布、动能分布数据及其物理规律, 并对不同裂变激发能情况下分布结果具有较好预测性, 为中子诱发典型锕系核裂变核数据实验测量和数据评价提供了新方法, 为第四代反应堆和先进核能利用系统的物理设计提供了数据支撑.

相比于大多数唯象模型, 本工作着重于研究发射中子前、后裂变碎片状态及其物理过程, 避免了大量的经验公式拟合与参数调节. 另外, Geant4 物理模型仅适用于裂变后可观测物理量 (发射中子后状态) 的计算, 并不能提供发射中子前的裂变信息. 通过引入计算模型弥补了该缺陷, 实现了裂变后物理计算的完整性.

由于中子多重性理论模型的复杂性及实验数据不足, 至今很少有模型能够系统、准确地描述  $\bar{\nu}(m)$  分布随激发能的变化规律. 因此, 本文采用 GEF 程序计算  $\bar{\nu}(m)$  分布作为模型输入参数, 从而导致计算结果依赖于 GEF 计算数据. 下一阶段, 将重点研究不同裂变体系中子多重性  $\bar{\nu}(m)$  随入射中子能量的变化规律, 形成一个更加独立的计算系统.

## 参考文献

- [1] Talou P, Becker B, Kawano T, Chadwick M B, Danon Y 2011 *Phys. Rev. C* **83** 1509
- [2] Zhang J S 2003 *Mod. Phys.* **01** 24 (in Chinese) [张竞上 2003 现代物理知识 **01** 24]
- [3] Forrest R A 2011 *Energy Procedia* **7** 540
- [4] Möller P, Sierk A J 2003 *Nature* **422** 485
- [5] Al-Adili A, Hamsch F J, Pomp S, Oberstedt S, Vidali M 2016 *Phys. Rev. C* **93** 34603
- [6] Salvador-Castineira P, Brys T, Eykens R, Hamsch F-J, Göök A, Moens A, Oberstedt S, Sibbens G, Vanleeuw D, Vidali M 2015 *Phys. Rev. C* **92** 014620
- [7] Meierbachtol K, Tovesson F, Duke D L, Geppert-Kleinrath V, Manning B, Meharchand R, Mosby S, Shields D 2016 *Phys. Rev. C* **94** 034611
- [8] Cai X Z, Dai Z M, Xu H J 2016 *Physics* **45** 578 (in Chinese) [蔡翔舟, 戴志敏, 徐洪杰 2016 物理 **45** 578]
- [9] Crasta R, Naik H, Suryanarayana S V, Shivashankar B S, Mulik V K, Prajapati P M, Sanjeev G, Sharma S C, Bhagwat P V, Mohanty A K, Ganesan S, Goswami A 2012 *Ann. Nucl. Energy* **47** 160
- [10] Li G C 2017 *Ph. D. Dissertation* (Shanghai: Shanghai Institute of Applied Physics, Chinese Academy of Sciences) (in Chinese) [李光超 2017 博士学位论文 (上海: 中国科学院上海应用物理研究所)]
- [11] Trochon J, Yehia H A, Brisard F, Pranal Y 1979 *Nucl. Phys.*



A 318 63

- [12] Naik H, Mukherji S, Suryanarayana S V, Jagadeesan K C, Thakare S V, Sharma S C 2016 *Nucl. Phys. A* **952** 100
- [13] King J, Yanez R, Loveland W, Barrett J S, Oscar B, Fotiades N, Tovesson F, Lee H Y 2017 *Eur. Phys. J. A* **53** 238
- [14] Sergachev A I, Vorob'Eva V G, Kuz'Minov B D, Mikhailov V B, Tarasko M Z 1968 *Yadern. Fiz.* **7** 778
- [15] Ryzhov I V, Yavshits S G, Tutin G A, Kovalev N V, Saulski A V, Kudryashev N A 2011 *Phys. Rev. C* **83** 054603
- [16] 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]
- [17] Schmidt K H, Jurado B, Amouroux C 2016 *Nucl. Data Sheets* **131** 107
- [18] Koning A J, Hilaire S, Duijvestijn M C 2007 *Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology* Nice, France, April 22–27, 2007 pp1–214
- [19] Hao Y W, Dong G X, Wang X B 2019 *Scientia Sinica Physica, Mechanica & Astronomica* **49** 122001 (in Chinese) [郝艺伟, 董国香, 王小保 2019 中国科学: 物理学 力学 天文学 **49** 122001]
- [20] Brosa U 1985 *Phys. Rev. C* **32** 1438
- [21] Brosa U, Grossmann S, Muller A, Becker E 1989 *Nucl. Phys. A* **502** 423c
- [22] Hamsch F J, Vivès F, Siegler P, Oberstedt S 2000 *Nucl. Phys. A* **679** 3
- [23] Agostinelli S, Allison J, Amako K, et al. 2003 *Nucl. Instrum. Methods A* **506** 250
- [24] Mosby S, Tovesson F, Couture A, Duke D L, et al. 2014 *Nucl. Instrum. Methods A* **757** 75
- [25] Vivès F, Hamsch F J, Bax H, Oberstedt S 2000 *Nucl. Phys. A* **662** 63
- [26] Zeynalova O V, Zeynalov S, Hamsch F J, Oberstedt S, Fabry I 2010 *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **74** 800
- [27] Chadwick M B, Herman M, Obložinský P, et al. 2011 *Nucl. Data Sheets* **112** 2887
- [28] Liu C Q, Hu Z M, Hu Z J, et al. 2021 *J. Instrum.* **16** P07038
- [29] Wang D, Zhang C, Zhang J H 2015 *Radiat. Meas.* **73** 46
- [30] Liu C Q, Wei Z, Han C, et al. 2019 *Chin. Phys. C* **43** 064001
- [31] Wei Z, Yao Z E, Lan C L, et al. 2015 *J. Radioanal. Nucl. Chem.* **305** 455
- [32] Lan C L, Peng M, Zhang Y, Wei Z, Yao Z E, Xie B L 2017 *Nucl. Sci. Technol.* **28** 8
- [33] Duke D L, Tovesson F, Laptev A B, Mosby S 2016 *Phys. Rev. C* **94** 054604
- [34] Al-Adili A, Hamsch F J, Oberstedt S, Pomp S, Zeynalov S H 2010 *Nucl. Instrum. Methods A* **624** 684
- [35] Higgins D, Greife U, Tovesson F, Manning B, Mayorov D, Mosby S, Schmitt K 2020 *Phys. Rev. C* **101** 014601
- [36] Goverdovsky A A, Kuzminov B D, Mitrofanov V F, Sergachev A I 1997 *Phys. At. Nucl.* **60** 1787
- [37] Trochon J, Yehia H A, Brisard F, Pranal Y 1979 *Nuclear Physics A* **318** 63
- [38] Stanley L, Whetstone J 1958 *Phys. Rev.* **114** 581
- [39] Albertsson M, Carlsson B G, Døssing T, Möller P, Randrup J, Åberg S 2021 *Phys. Rev. C* **103** 014609
- [40] Chen Y J, Liu T J 2011 *Chin. Phys. C* **35** 344
- [41] Göök A, Hamscha F J, Oberstedt S, Vidalia M 2015 *Physics Procedia* **64** 190
- [42] Schmidt K H, Jurado B 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 242501
- [43] Dyachenko N P, Kuzminov B D, Mitrofanov V F, Sergachev A I 1977 *Yadern. Fiz.* **26** 691
- [44] Lam S T, Yu L L, Fielding H W, Dawson W K, Neilson G C 1983 *Phys. Rev. C* **28** 1212

# Monte-Carlo study of pre-neutron emission mass and energy for neutron-induced $^{232}\text{Th}$ fission\*

Liu Chang-Qi<sup>1)</sup>   Huo Dong-Ying<sup>1)</sup>   Han Chao<sup>1)</sup>   Wu Kang<sup>1)</sup>  
 Liu Xing-Yu<sup>1)</sup>   Yang Xu<sup>1)</sup>   Bai Xiao-Hou<sup>1)</sup>   Wang Jun-Run<sup>1)2)</sup>  
 Zhang Yu<sup>1)2)</sup>   Yao Ze-En<sup>1)2)</sup>   Wei Zheng<sup>1)2)†</sup>

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

2) (*Engineering Research Center for Neutron Application, Ministry of Education, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China*)

( Received 19 July 2021; revised manuscript received 30 August 2021 )

## Abstract

The development of fourth-generation reactors and advanced nuclear energy systems require high-precision, multi-nuclide, and wide-energy-area neutron nuclear data. However, the current nuclear energy-related nuclear fission data in the China Nuclear Data Evaluation Library (CENDL library) are incomplete and cannot meet the current need. It is extremely important to establish the reliable calculation methods and tools for the neutron nuclear data. Based on the Monte-Carlo method, a model for calculating the pre-neutron fission fragment is established in this work. The mass and kinetic energy distribution of  $^{232}\text{Th}(\text{n},\text{f})$  reaction at the medium- and low- incident neutron energy are studied. The calculations of the mass distribution with the different values of incident energy are compared with the experimental results. The maximum deviation of this work from the experimental data is  $\sim 1\%$ , which is advantageous compared with the GEF and TALYS code (maximum deviation from the experimental value is  $\sim 2\%$ ). The calculation of the pre-neutron fission fragment kinetic energy also shows good agreement with experimental result. The results indicate that this model can well describe and predict the characteristics of pre-neutron fission fragment for  $^{232}\text{Th}(\text{n},\text{f})$  reaction at the medium- and low- incident neutron energy. It also provides a new idea for calculating the neutron-induced actinide fission reactions.

**Keywords:** pre-neutron emission fission fragments, mass distribution, total kinetic energy distribution, Monte-Carlo method

**PACS:** 25.85.+e, 28.41.+e, 24.10.+e

**DOI:** 10.7498/aps.71.20211333

\* Project supported by the Joint Fund of the National Natural Science Foundation of China and the China Academy of Engineering Physics (Grant No. U1830102), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12075105, 11875155, 11705071), the Joint Fund of the National Natural Science Foundation of China and the Nuclear Technology Innovation Fund of China National Nuclear Corporation (Grant No. U1867213), the Fundamental Research Fund for the Central Universities, China (Grant No. lzujbky-2021-kb09), and the DSTI Foundation of Gansu Province, China (Grant No. 2018ZX-07).

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