

核物理主题数据: 实验、理论与应用专题

# 原子核质量不确定性对 $\beta$ 衰变半衰期和 中子俘获率的影响\*

武庆<sup>1)</sup> 牛中明<sup>1)†</sup> 梁豪兆<sup>2)</sup>

1) (安徽大学物理学院, 合肥 230601)

2) (东京大学物理系, 东京 113-0033, 日本)

(2025 年 9 月 2 日收到; 2025 年 9 月 30 日收到修改稿)

原子核质量、 $\beta$  衰变半衰期以及中子俘获率是快中子俘获过程 ( $r$ -过程) 模拟中必不可少的核物理输入量, 且核质量还影响着  $\beta$  衰变半衰期和中子俘获率的预测. 然而,  $r$ -过程模拟涉及的许多丰中子核的质量仍然依靠理论模型的预言, 并且不同模型预言结果存在显著差异. 本文选取了 10 种原子核质量模型, 其中涵盖了宏观、微观、宏观-微观模型以及结合机器学习方法的质量模型, 系统研究核质量不确定性对  $\beta$  衰变半衰期和中子俘获率的影响. 基于不同的质量表, 分别采用  $\beta$  衰变半衰期半经验公式和 TALYS 程序, 计算了相应原子核的  $\beta$  衰变半衰期和中子俘获率, 为  $r$ -过程模拟提供了较为自洽的核物理输入. 研究发现, 丰中子区域不同质量模型的质量预言不确定性可达 10 MeV. 质量不确定性对丰中子核素  $\beta$  衰变半衰期的预言产生的差异基本在 0.6 个数量级以内. 而对中子俘获率的影响更为显著, 当天体环境温度为  $T = 10^9$  K 时, 近中子滴线核区的中子俘获率平均不确定性为 2—3 个数量级, 部分核素的最大与最小预言值差距甚至超过 10 个数量级. 向丰中子区域外推时, 原子核的中子俘获反应能  $Q_{(n,\gamma)}$  直接影响着中子俘获率的变化趋势, 并且在丰中子区域中子俘获率对  $Q_{(n,\gamma)}$  的不确定性非常敏感. 此外, 天体环境温度升高可降低质量不确定性对远离稳定线的原子核中子俘获率预言的影响. 本研究基于 10 种不同质量模型计算了  $\beta$  衰变半衰期和中子俘获率, 为  $r$ -过程模拟提供了更多自洽的核物理输入. 本文数据集可在 <https://www.doi.org/10.57760/sciencedb.j00213.00222> 中访问获取.

**关键词:** 快中子俘获过程, 原子核质量,  $\beta$  衰变半衰期, 中子俘获率**DOI:** 10.7498/aps.75.20251195**CSTR:** 32037.14.aps.75.20251195

## 1 引言

宇宙中重元素的起源一直是核物理与天体物理研究的热点问题之一. 早在 20 世纪五十年代, 就提出宇宙中约一半超铁元素是由快中子俘获过程 ( $r$ -过程) 产生, 即种子核通过连续的中子俘获产生不稳定原子核, 进而发生  $\beta$  衰变产生更重的元素, 此外  $r$ -过程也是唯一一个能够产生超铀元素的核合成过程<sup>[1]</sup>. 然而, 从铁到铀重元素的起源至今

仍被视为当今物理学的十一大待解谜题之一, 其中涉及核物理以及天体物理领域诸多的谜团<sup>[2-4]</sup>. 在天体物理方面,  $r$ -过程发生在高温高中子数密度的环境中. 近年来, 对 GW170817 引力波事件伴随的 GRB170817 千新星观测, 证实了中子星并合产生的抛射物是  $r$ -过程的发生场所之一<sup>[5,6]</sup>. 然而, 双中子星通常需要数十亿年才会发生并合, 这一时间尺度过长, 难以解释早期宇宙贫金属星中观测到的  $r$ -过程元素, 存在“时间滞后”问题<sup>[7]</sup>. 此外, 已提出的可能发生  $r$ -过程的天体场所还包括黑洞中子星

\* 安徽省高等学校自然科学研究重点项目 (批准号: 2023AH050095) 和国家自然科学基金 (批准号: 12375109, 11875070, 11935001) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: [znmniu@ahu.edu.cn](mailto:znmniu@ahu.edu.cn)

并合<sup>[8]</sup>、核心坍缩超新星产生的中微子驱动风<sup>[9-11]</sup>以及磁流体动力学喷流<sup>[12]</sup>等,但这些候选场所也都存在各自的局限性.因此,目前对于 r-过程的发生场所仍然存在许多争议<sup>[8,13]</sup>.除了天体场所的不确定性之外,在 r-过程模拟中还需要数千个丰中子原子核的核性质以及各种核反应数据,而受目前实验技术设施所限,在可预见的未来仍无法对 r-过程模拟所涉及的全部原子核性质与核反应率实现精确测量.因此, r-过程模拟只能依靠各理论模型的预言.然而,各种理论模型的预言结果之间往往存在着较大的差异,这进一步加剧了 r-过程模拟的不确定性<sup>[14-17]</sup>.

在 r-过程的模拟中涉及各种核衰变和核反应数据,如原子核  $\alpha$  衰变和  $\beta$  衰变、中子核反应、光核反应等.其中,  $\beta$  衰变半衰期与中子俘获率是 r-过程的动态模拟必不可少的核物理输入量.近年来,原子核  $\beta$  衰变半衰期的测量进展较快,甚至已经接近  $N = 82$  附近的 r-过程路径<sup>[18]</sup>,然而对于  $N = 126$  附近的核素  $\beta$  衰变半衰期仍然缺乏实验数据,而这直接影响着对太阳系 r-过程丰度中  $A \approx 195$  丰度峰附近结构的理解<sup>[19]</sup>,因此,发展具有可靠外推能力的  $\beta$  衰变半衰期理论模型对 r-过程的研究至关重要.目前  $\beta$  衰变半衰期理论模型主要包括经验公式<sup>[20-22]</sup>、gross 理论<sup>[23-25]</sup>、壳模型<sup>[26-29]</sup>、准粒子无规相位近似 (quasiparticle random phase approximation, QRPA) 方法<sup>[30-33]</sup>.近年来,考虑准粒子振动耦合效应的 QRPA 模型,通过包含更高阶的多体关联效应,显著改善了 QRPA 模型对幻数原子核和超流原子核的 Gamow-Teller 共振和  $\beta$  衰变寿命的描述<sup>[34,35]</sup>.此外,许多机器学习方法也被应用至  $\beta$  衰变半衰期的研究<sup>[36-38]</sup>.其中,壳模型由于组态空间的限制,只能被用来计算轻核以及幻数附近的原子核的  $\beta$  衰变半衰期,目前无法对 r-过程涉及的所有丰中子原子核的半衰期进行系统计算.除壳模型外,各理论模型可以进行大规模的  $\beta$  衰变半衰期计算,进而用于 r-过程的模拟当中<sup>[16,39,40]</sup>.相对于  $\beta$  衰变半衰期,由于 r-过程涉及的反应能量比较低,实验上对中子俘获率的测量更为困难,相应的实验数据也很少.目前,能够进行中子俘获率测量的原子核主要集中在  $\beta$  稳定线附近,大量丰中子核素的中子俘获率只能依靠理论的预言.当前,中子俘获率主要采用 Hauser-Feshbach 统计模型计算得到<sup>[41]</sup>,基于该模型,人们发展了一

系列开源程序,例如 TALYS<sup>[42]</sup> 和 NON-SMOKER 程序<sup>[43]</sup>等,已被广泛用于天体环境下中子俘获率的计算.

原子核质量是计算  $\beta$  衰变半衰期与中子俘获率的重要输入量,并且对这些物理量的预言结果有着重要影响<sup>[44-46]</sup>.此外,在 r-过程演化早期 (n,  $\gamma$ )-( $\gamma$ , n) 平衡阶段,核质量通过单中子分离能的形式影响着相邻同位素的相对丰度.目前,各种核质量的理论模型相对于实验质量的均方根偏差在 0.1—3 MeV 的范围.基于液滴模型的 Bethe-Weizsäcker 公式是最早的核质量理论模型<sup>[47,48]</sup>,由于形变、壳效应等物理信息的缺失,其理论值与实验值之间存在着较大的偏差,通过引入一些唯象的修正项可以进一步提高其精度<sup>[49,50]</sup>,甚至可达到 1 MeV 之内<sup>[51]</sup>.在宏观质量公式的基础之上,通过引入微观修正能发展了宏观-微观模型,常见的例如 Weizsäcker-Skyrme (WS) 模型<sup>[52-54]</sup>、finite-range droplet model (FRDM) 模型<sup>[55]</sup>.其中 WS4 质量模型精度可以达到约 0.3 MeV.基于密度泛函理论的核质量微观模型通常被认为具有更好的外推能力.在非相对论框架下,一系列 Hartree-Fock-Bogoliubov 理论被提出<sup>[56-58]</sup>,目前精度可以达到约 0.5 MeV,与一些宏观-微观模型的精度相当.在相对论框架下,对质量的描述也取得了很多进展,相对论平均场模型 (relativistic mean-field, RMF)<sup>[59,60]</sup> 目前可达到 1.1 MeV 的预言精度,近年来基于轴对称形变的相对论 Hartree-Bogoliubov 连续谱 (deformed relativistic Hartree-Bogoliubov theory in continuum, DRHBc) 理论<sup>[61]</sup> 构建的高精度质量表备受关注,目前,已经完成了对偶  $Z$  核质量的计算<sup>[62]</sup>,其理论值相对于实验质量的均方根偏差为 1.4 MeV.近年来,一些机器学习方法也被应用到核质量的研究中<sup>[63,64]</sup>,结合机器学习方法的质量模型在实验质量已知区域往往具有更高的预言精度,甚至可以提高至 0.1 MeV 之内<sup>[65]</sup>.然而,基于不同的机器学习方法的质量模型在外推区域预言结果仍然具有较大的差距<sup>[66]</sup>,因此这些模型的外推能力有待进一步检验.

目前,不同理论模型之间对未知区域丰中子核素的性质预言存在较大差异,导致在 r-过程核合成模拟中引入了很大的不确定性.就核质量而言,质量不确定性不仅影响着 r-过程演化早期丰度的分布,在 r-过程冻结之后,通过影响中子俘获反应与  $\beta$  衰变的竞争进而影响最终丰度分布的细节.

Mumpower 等<sup>[67]</sup>在敏感性的研究中通过变化单个核素质量  $\pm 0.5$  MeV, 并考虑了相应分离能、 $\beta$  衰变率、 $\beta$  缓发中子发射概率、中子俘获率的变化, 来观察质量不确定性对 r-过程丰度的影响, 并发现这种质量变化会导致 r-过程丰度出现高达 1 个数量级的局部变化. 然而, 不同质量模型对实验未知区域核质量预言结果甚至具有 10 MeV 的不确定性, 远远高于  $\pm 0.5$  MeV. 因此, 研究原子核质量的不确定性对相应  $\beta$  衰变以及中子俘获结果的影响, 进而研究它们对 r-过程丰度分布的影响具有重要意义.

在本文中, 将核质量模型的理论值作为  $\beta$  衰变半衰期经验公式和 TALYS 程序的输入, 分别计算了相应的  $\beta$  衰变半衰期和中子俘获率.  $\beta$  衰变半衰期的计算采用了文献<sup>[22]</sup>中发展的半经验公式, 该公式已被证明在已知区域具有比微观模型和其他经验公式更高的预言精度. 这里选取了 10 个核质量模型来研究质量不确定性对  $\beta$  衰变半衰期和中子俘获率预言的影响, 其中包括 1 个宏观模型: BW2<sup>[49]</sup>; 4 个宏观-微观模型: WS4<sup>[54]</sup>, FRDM2012<sup>[55]</sup>, Koura-Tachibana-Uno-Yamada(KTUY)<sup>[68]</sup> 及 Bhagwat<sup>[69]</sup>; 4 个微观模型: HFB-31<sup>[58]</sup>, relativistic mean-field method with density-dependent nucleon-meson couplings (DD-MEB2)<sup>[60]</sup>, universal nuclear energy density functional (UNEDF1)<sup>[70]</sup>, 以及 Duflo-Zuker (DZ28)<sup>[71]</sup>; 1 个结合机器学习方法的质量模型: Bayesian machine learning(BML)<sup>[65]</sup>. 本文工作作为 r-过程模拟提供了基于不同质量表计算的  $\beta$  衰变半衰期和中子俘获率, 也可以被用来研究核质量不确定性对 r-过程丰度不确定性的影响, 进而加深对宇宙重元素起源的理解.

## 2 理论框架

### 2.1 $\beta$ 衰变半衰期

基于原子核  $\beta$  衰变的费米理论, 同时考虑了奇偶效应、壳效应以及跃迁强度的贡献, 文献<sup>[22]</sup>提出了一个计算  $\beta$  衰变半衰期的半经验公式, 其形式如下:

$$\ln(T_{1/2}) = a_1 - a_2 \ln(Q_\beta + m_e c^2 + a_3 \delta) + S(Z, N) - a_8 \ln(Ze^{-N/Z} + Ne^{-Z/N} + N - Z), \quad (1)$$

其中,  $Z$  和  $N$  为衰变母核的质子数和中子数;  $m_e$  为电子质量;  $c$  为光速;  $Q_\beta$  为  $\beta$  衰变能; (1) 式右侧

前两项是在容许跃迁和相对论极限等近似条件下, 基于原子核  $\beta$  衰变的费米理论推导得到的; 最后一项则为跃迁强度的贡献, 具体细节可参见文献<sup>[22]</sup>. 进一步地, 通过引入  $\delta$  与  $S(Z, N)$  以考虑奇偶效应及壳效应的贡献, 二者具体形式如下:

$$\delta = (-1)^Z + (-1)^N, \quad (2)$$

$$S(Z, N) = a_4 e^{-[(Z-20)^2 + (N-24)^2]/30} + a_5 e^{-[(Z-40)^2 + (N-50)^2]/40} + a_6 e^{-[(Z-56)^2 + (N-82)^2]/34} + a_7 e^{-[(Z-82)^2 + (N-132)^2]/11}. \quad (3)$$

(1) 式中  $a_i$  ( $i = 1, 2, 3, \dots, 8$ ) 为参数, 通过拟合实验  $T_{1/2}$  得到. 本文中,  $T_{1/2}$  的实验数据取自 NUBASE2020<sup>[18]</sup>, 但只保留  $Z, N \geq 8, T_{1/2} < 10^6$  s, 并且  $\beta^-$  衰变分支比为 100% 的原子核. 在拟合参数  $a_i$  时,  $Q_\beta$  采用 AME2020 质量实验数据<sup>[72]</sup> 计算得到, 得到的公式 (1) 中参数的拟合结果如表 1 所列. 基于上述半经验公式, 通过各质量模型计算出相应理论的  $Q_\beta$  作为输入, 便可得到各质量模型所对应的  $\beta$  衰变半衰期.

表 1  $\beta$  衰变半衰期半经验公式参数

Table 1. Parameters of the semi-empirical formula of  $\beta$ -decay half-lives.

$a_1$	$a_2$	$a_3$	$a_4$
15.87058	6.34170	0.45683	3.54478
$a_5$	$a_6$	$a_7$	$a_8$
5.24596	3.88535	1.08275	0.71482

### 2.2 中子俘获率

本文采用基于 Hauser-Feshbach 统计模型的最新版的 TALYS2.0 程序<sup>[42]</sup> 计算原子核的中子俘获率. 在 TALYS 中, 二元截面  $\sigma_{\alpha\alpha'}^\mu$  由下列公式计算得到:

$$\sigma_{\alpha\alpha'}^\mu = D^{\text{comp}} \frac{\pi}{\lambda^2} \sum_{J=\text{mod}(I^\mu+s, 1)}^{l_{\text{max}}+I^\mu+s} \sum_{\Pi=-1}^1 \frac{2J+1}{(2I^\mu+1)(2s+1)} \times \sum_{j=|J-I^\mu|}^{J+I^\mu} \sum_{l=|j-s|}^{j+s} \sum_{j'=|J-I^\mu|}^{J+I^\mu} \sum_{l'=|j'-s'|}^{j'+s'} \delta_\pi(\alpha) \delta_\pi(\alpha') \times \frac{T_{\alpha l j}^J(E_\alpha) \langle T_{\alpha' l' j'}^J(E_{\alpha'}) \rangle}{\sum_{\alpha'', l'', j''} \delta_\pi(\alpha'') \langle T_{\alpha'' l'' j''}^J(E_{\alpha''}) \rangle} W_{\alpha l j \alpha' l' j'}^J, \quad (4)$$

其中  $\mu$  表示靶核的能级;  $\alpha = \{a, s, E_a, E_x^\mu, I, \Pi_0\}$  表示初始系统的通道, 花括号里面的物理量依次表示入射粒子的类别、自旋、能量、靶核的激发能、自旋和宇称;  $l$  与  $j$  分别表示入射粒子的轨道角动量和总角动量;  $J$  和  $\Pi$  表示复合系统的总角动量和宇称;  $\mathcal{T}$  为传输系数;  $W$  表示宽度涨落修正因子;  $\lambda$  为相对运动的波数;  $N_A$  为阿伏伽德罗常数. 当系统遵循宇称守恒时,  $\delta_\pi(\alpha)$  为 1, 否则为 0. 天体物理反应率是通过在给定温度  $T$  下, 将 (4) 式给出的截面对能量  $E$  的麦克斯韦-玻尔兹曼分布进行积分得到:

$$N_A \langle \sigma v \rangle_{\alpha\alpha'}^*(T) = \left( \frac{8}{\pi m} \right)^{1/2} \frac{N_A}{(kT)^{3/2} G_1(T)} \times \sum_{\mu} \frac{2I^\mu + 1}{2I^0 + 1} \int_0^\infty \sigma_{\alpha\alpha'}^\mu(E) E \exp\left(-\frac{E + E_x^\mu}{kT}\right) dE, \quad (5)$$

式中,  $G_1(T)$  表示配分函数, 其具体形式如下:

$$G_1(T) = \sum_{\mu} (2I^\mu + 1) / (2I^0 + 1) \exp(-E_x^\mu/kT). \quad (6)$$

根据 TALYS 模型<sup>[73,74]</sup>, 核质量的变化可以影响光学势深度, 进而改变 (4) 式中传输系数  $\mathcal{T}$  的计算, 最终影响中子俘获率的预言. 以 BML 质量表作为输入计算  $^{292}\text{Th}$  的中子俘获率为例, 我们在 TALYS2.0 的输入文件中使用的关键字以及对应的值如表 2 所列, 其中关键字 projectile 值 n 表示入射粒子为中子; 元素 element 为 Th; 质量数 mass 为 292; 出射粒子 ejectiles 设置为 g, 即  $\gamma$  光子; astro 设置为 y 表示计算天体环境下的热核反应速率; expmass 设置为 n 表示不采用实验质量数据, 仅用各质量模型的预测值; massdir 对应的值 bml 是质量表文件夹的名称, 位于 structure/mass 目录中; 其余的关键字均采用 TALYS2.0 的默认值. 由于 r-过程模拟主要涉及稳定核以及丰中子原子核, 因此, 对于给定的质量模型, 对于某一同位素链, 若链中存在稳定核, 则从中子数最少的第一个稳定核开始计算; 若链中无稳定核, 则以中子数最少的第一个  $\beta$  衰变能理论值大于 0 的原子核开始计算.

由于各理论模型对核质量等物理量的预言结果存在差异, 为了评估这些物理量的理论不确定性, 本文采用各理论预言值之间的均方根偏差  $\sigma_{\text{rms}}$  来进行量化估计. 对于质量  $M$ ,  $(n, \gamma)$  反应能  $Q_{(n,\gamma)}$ ,  $\beta$  衰变能  $Q_\beta$  以及中子俘获率  $N_A \langle \sigma v \rangle$ , 其  $\sigma_{\text{rms}}$  的定义如下:

$$\sigma_{\text{rms}}(M) = \left[ \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (M^i - \overline{M}) \right]^{1/2}, \quad (7)$$

$$\sigma_{\text{rms}}(Q_\beta) = \left[ \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (Q_\beta^i - \overline{Q_\beta}) \right]^{1/2}, \quad (8)$$

$$\sigma_{\text{rms}}(Q_{(n,\gamma)}) = \left[ \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (Q_{(n,\gamma)}^i - \overline{Q_{(n,\gamma)}}) \right]^{1/2}, \quad (9)$$

$$\sigma_{\text{rms}}(\log_{10}(N_A \langle \sigma v \rangle)) = \left\{ \frac{1}{n-1} \right.$$

$$\left. \times \sum_{i=1}^n \left[ \log_{10}(N_A \langle \sigma v \rangle)^i - \overline{\log_{10}(N_A \langle \sigma v \rangle)} \right] \right\}^{1/2}, \quad (10)$$

其中,  $n$  为质量模型的个数;  $\overline{M}$ ,  $\overline{Q_\beta}$ ,  $\overline{Q_{(n,\gamma)}}$ ,  $\overline{\log_{10}(N_A \langle \sigma v \rangle)}$  分别表示来自不同质量模型预言的  $M$ ,  $Q_\beta$ ,  $Q_{(n,\gamma)}$ ,  $\log_{10}(N_A \langle \sigma v \rangle)$  的平均值. 为了得到较为可靠的不确定性估计, 本文要求  $n \geq 7$ , 即只对至少可以通过 7 个质量模型获得相应物理量结果的原子核进行计算. 对于中子俘获率的不确定性, 由于存在中子俘获率为 0 的特殊情况, 取对数之后会导致不确定性发散, 为此, 与文献 [46] 类似, 本文设定  $10^{-15} \text{ mol}^{-1} \cdot \text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$  作为阈值, 所有低于该阈值的中子俘获率均按此阈值参与计算. 需注意的是, 若所有模型预测的中子俘获率均低于上述阈值, 会得出不确定性为 0 的结果, 因此, 在计算  $\sigma_{\text{rms}}(\log_{10}(N_A \langle \sigma v \rangle))$  时, 进一步要求预测值高于该阈值的质量模型数量不得少于 4 个.

### 3 结果与讨论

为了比较各质量模型的预言能力, 图 1 选取了 Ni, Sn, Pb 三条同位素链, 给出了各模型预测值与 FRDM2012 模型预测值的偏差. 为了进行比较,

表 2 TALYS 输入文件中关键字及其相应的值  
Table 2. Keywords and their corresponding values in the TALYS input file.

关键字	Projectile	Element	Mass	Ejectiles	Astro	Expmass	Massdir
值	n	Th	292	g	y	n	bml

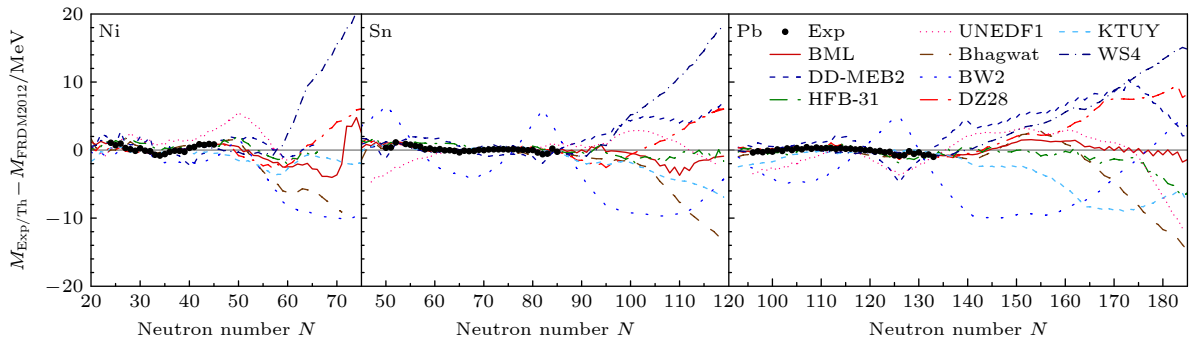


图 1 各原子核质量模型与 FRDM2012 模型预言的 Ni, Sn 和 Pb 同位素质量之差. 黑色实心圆表示核质量实验值与 FRDM2012 预测值的差值

Fig. 1. The differences between the mass predictions of various nuclear mass models and FRDM2012 model for Ni, Sn, and Pb isotopes, solid black circles denote the differences between experimental masses and the predictions of FRDM2012.

还展示了质量实验数据与 FRDM2012 理论值的偏差 (黑色实心圆). 在实验已知区域, 各质量模型预测值之间的偏差相对较小. 对于 Ni 同位素, 各质量模型在已知区域都很好地再现了实验数据, 各质量模型预测值之间的偏差平均在 2.8 MeV 以内. 对于 Sn 和 Pb 同位素质量的预测, BW2 的理论值与实验值存在较大的偏差, 在幻数核附近, 其理论值明显地高估实验值, 而在远离幻数核区域, 又低估了实验值, 这表明 BW2 模型可能缺乏合理的微观修正能. DD-MEB2 与 UNEDF1 低估了  $N = 126$  附近的核质量, 此外, UNEDF1 还低估了 Sn 和 Pb 同位素缺中子核区的核质量. 对于其他核质量模型, 都较好地再现了实验核质量. 在核质量未知区域, BML 与 HFB-31 模型在外推 20 步内都能与 FRDM2012 预测值基本保持一致, 偏差不超过 3 MeV. 然而, WS4, Bhagwat 质量模型预测值与 FRDM2012 的预测值偏差随着外推距离的增加越来越大, 不同的是, WS4 在丰中子区域给出了更大的核质量预言, 而 Bhagwat 预言出了更小的核质量. 随着向丰中子方向的外推, 各质量模型预测值之间的偏差普遍增大, 其中 WS4 与 Bhagwat 质量模型预测值之间的偏差甚至超过 30 MeV.

从图 1 可以看出, 各质量模型在实验已知范围内相差不大, 但外推至丰中子区域时, 不同质量模型预测值之间存在巨大偏差. 在  $r$ -过程的模拟中, 原子核质量常用来计算各种衰变能和反应能, 例如  $\beta$  衰变能  $Q_\beta$ 、 $(n, \gamma)$  反应能  $Q_{(n,\gamma)}$  等. 图 2 给出了基于 (7)–(9) 式计算的  $M$ ,  $Q_\beta$  以及  $Q_{(n,\gamma)}$  的理论不确定性. 为了便于观察, 基于经典  $r$ -过程模型并使用 RMF 质量预测计算的  $r$ -过程路径也在图

中给出, 需要注意的是, 在当前动力学  $r$ -过程模拟中, 不同天体环境下  $r$ -过程路径可能与图中略有不同, 例如在中子星并合环境下  $r$ -过程路径更加靠近中子滴线位置. 从图 2(a) 可以看出, 在质量已知区域以及外推距离不远时, 原子核质量不确定性较小, 基本在 3 MeV 以内, 随着外推步数的增加, 质量模型预测值之间的偏差越来越大, 在中子滴线处, 不同模型预测值的平均偏差甚至达到 10 MeV. 图 2(b) 中展示了  $\beta$  衰变能  $Q_\beta$  的不确定性, 在幻数附近尤其是靠近滴线处的原子核的  $Q_\beta$  具有较大的不确定性. 由于质量之差可以抵消部分系统不确定性, 从而使得  $Q_\beta$  的不确定性明显小于核质量的不确定性, 即使在靠近中子滴线处,  $Q_\beta$  不确定性一般也仅为 1–2 MeV. 图 2(c) 给出  $Q_{(n,\gamma)}$  的不确定性, 可以看出, 在轻核区、中子幻数附近以及靠近中子滴线的位置, 各质量模型预言出的  $Q_{(n,\gamma)}$  之间差距较大, 不确定性将近 1 MeV. 与  $Q_\beta$  类似,  $Q_{(n,\gamma)}$  也是由相邻原子核的质量差决定的, 因此,  $Q_{(n,\gamma)}$  的不确定性也明显小于核质量的不确定性. 需要注意, 这并不意味着该不确定性对  $r$ -过程的模拟影响不大. 在  $r$ -过程丰度演化早期, 体系处于  $(n, \gamma)$ – $(\gamma, n)$  平衡阶段, 这时同位素链上相邻核素的相对丰度由 Saha 方程确定,  $Q_{(n,\gamma)}$  的变化会导致沿同位素链的丰度发生变化, 特别是当受影响的原子核具有较高的丰度并且物质转移到  $\beta$  衰变半衰期明显更快或更慢的原子核时, 会对最终的丰度分布产生较大影响 [75]; 另一方面,  $Q_{(n,\gamma)}$  还对  $(\gamma, n)$  反应有着很大的影响, 在  $(n, \gamma)$ – $(\gamma, n)$  失去平衡阶段, 单个核素的中子俘获率及其逆反应率甚至可以对  $r$ -过程的丰度造成重要影响 [76].

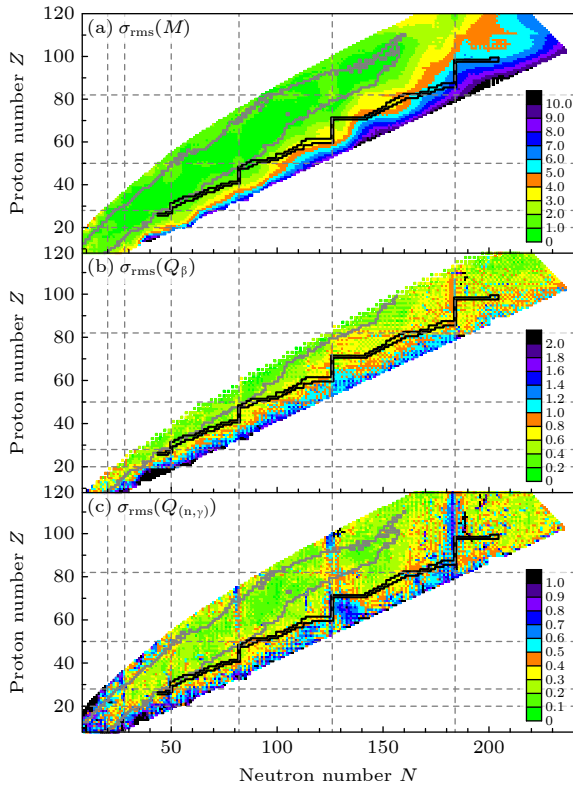


图2 核质量  $M$ 、 $\beta$ 衰变能  $Q_\beta$  以及  $(n, \gamma)$  反应能  $Q_{(n,\gamma)}$  的不确定性. 灰色实线表示相应实验值范围的边界, 图中显示了参考文献 [77] 的  $r$ -过程路径以供参考, 由黑色实线表示, 该路径基于经典  $r$ -过程模型预测

Fig. 2. Uncertainties of nuclear mass  $M$ ,  $\beta$ -decay energy  $Q_\beta$ , and the reaction energy of  $(n, \gamma)$   $Q_{(n,\gamma)}$ . The grey solid lines denote the boundaries of the corresponding experimental data ranges. The figure also shows the  $r$ -process path taken from Ref. [77] for guiding eyes, represented by the black solid lines, which is predicted based on the classical  $r$ -process model.

$\beta$  衰变半衰期是  $r$ -过程的模拟中重要的核物理输入量之一, 决定了  $r$ -过程演化的速度. 在  $(n, \gamma)$ - $(\gamma, n)$  平衡阶段,  $\beta$  衰变半衰期影响着相邻同位素链上的相对丰度. 在太阳系  $r$ -过程丰度中, 位于  $A \sim 80, 130, 195$  处存在明显的丰度峰, 这些峰的形成被归因于中子数  $N = 50, 82, 126$  处核素具有较小的中子俘获截面以及较长的  $\beta$  衰变半衰期, 所以  $N = 50, 82, 126$  处核素  $\beta$  衰变半衰期的准确预言是正确再现这些丰度峰位置的重要因素. 图3展示了各质量模型预言的  $\beta$  衰变能作为输入, 采用 (1) 式对  $N = 50, 82, 126$  同中子素链  $\beta$  衰变半衰期的预言. 从图可见, 各质量模型可以很好地再现  $N = 50, 82$  同中子素的实验  $\beta$  衰变半衰期, 甚至包括  $N = 50$  同中子素链在  $Z = 28$  以及  $N = 82$  同中子素链在  $Z = 50$  处  $\beta$  衰变半衰期的突然增加. 对于  $N = 126$  同中子素链, 相比于实验值, 各质量模型都给出了较长的  $\beta$  衰变半衰期, DD-MEB2 模型对  $\beta$  衰变半衰期的预测值还呈现出明显的奇偶振荡. 对于图3三条同中子素链的预测, WS4 模型预言的半衰期与实验数据的对数均方根偏差最小, 约为 0.446, BW2 模型给出了最大的对数均方根偏差, 约为 1.203. 在  $\beta$  衰变半衰期未知的丰中子核区, 基于 WS4 模型预言的  $\beta$  衰变半衰期一般短于其他质量模型给出的预言结果. 当沿着中子滴线方向外推时, 各质量模型预测值之间的偏差一般在 1 个数量级以内.

为了进一步研究各质量模型之间对  $\beta$  衰变半衰期预言的偏差, 图4展示了基于各种质量模型,

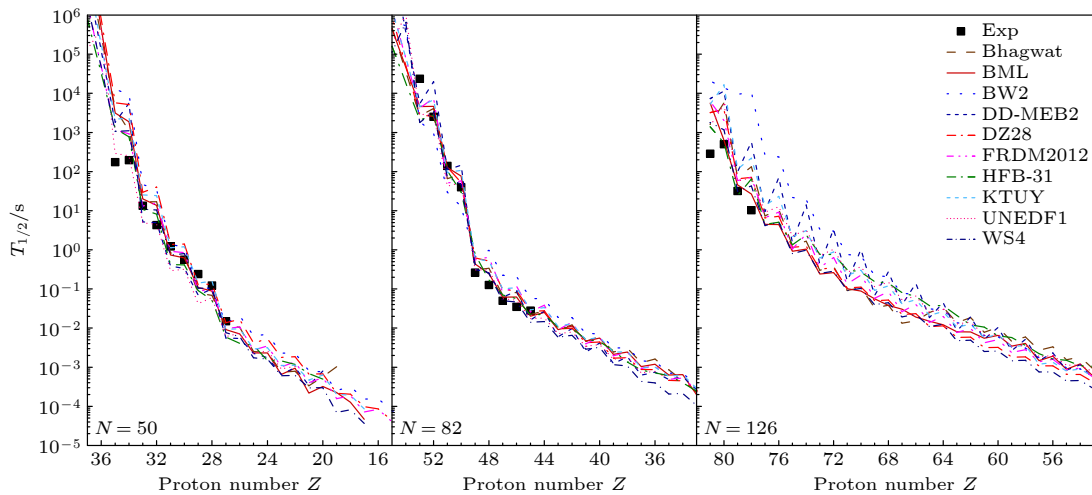


图3 基于半经验公式 (1) 和各模型的核质量预测计算的  $N = 50, 82, 126$  同中子素链的  $\beta$  衰变半衰期, 并与实验半衰期 [18] 比较  
Fig. 3. Nuclear  $\beta$ -decay half-lives of  $N = 50, 82, 126$  isotones predicted by the formula (1) based on various nuclear mass models, and their comparison with experimental half-lives [18].

$\beta$  衰变半经验公式 (1) 计算得到的理论  $\beta$  衰变半衰期对数的最大值和最小值的差异. 从图可见, 基于各质量模型预言的半衰期在  $\beta$  稳定线附近具有较大的偏差, 这一现象在其他  $\beta$  衰变半衰期模型中也普遍存在 [16,44,45]. 从图 2(b) 可以看出, 在  $\beta$  稳定线附近, 各质量模型的  $Q_\beta$  相差很小, 这说明在稳定线附近,  $\beta$  衰变半衰期  $T_{1/2}$  对  $Q_\beta$  的变化非常敏感, 0.4 MeV 左右的  $Q_\beta$  不确定性可以引起半衰期预言 1 个数量级以上的变化. 此外, 在  $Z=82, N=126, 184$  幻数周围区域,  $\beta$  衰变半衰期的理论预言差异也较大, 各模型预言值之间能够相差 0.8 个数量级以上. 在丰中子区域, 除了位于  $Z=14-19, N=36-50$  处  $\beta$  半衰期不确定性超过 0.8 个数量级外, 其余

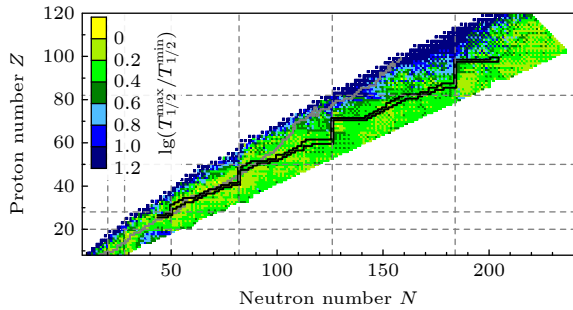


图 4 通过各种质量模型得到的理论  $\beta$  衰变半衰期对数的最大值和最小值的差异. 实验半衰期原子核的边界由灰色实线表示. 图中显示了参考文献 [77] 的 r-过程路径以供参考, 由黑色实线表示

Fig. 4. The differences between the maximum and minimum values of the logarithm of theoretical  $\beta$ -decay half-lives obtained by various nuclear mass models. The boundary lines of nuclei with known half-lives in NUBASE2020 are shown by the grey solid lines. The figure also shows the r-process path taken from Ref. [77] for guiding eyes, represented by the black solid lines.

区域  $\beta$  衰变半衰期的不确定性基本上在 0.6 个数量级以内. 相比文献 [16], 本文给出的  $N > 126$  的核素区域的  $\beta$  衰变半衰期的偏差相对较小, 这一差异的主要原因在于: 文献 [16] 对比了 7 种  $\beta$  衰变半衰期理论模型的结果, 而本文仅限于半经验公式中  $Q_\beta$  的不确定性对半衰期的影响, 并未涉及不同理论模型之间的差异. 即便如此, 该数量级的不确定性仍会对 r-过程丰度预测产生影响, Mumpower 等 [78] 通过在 1 个数量级范围内随机调整  $\beta$  衰变率, 并开展大规模 r-过程模拟, 结果发现, 稀土区原子核的丰度变化约达 1 个数量级.

中子俘获率是 r-过程模拟的另一个不可或缺的核物理输入. 对于  $N = 50, 82, 126$  的中子幻数原子核, 其中子俘获率同样影响着太阳系 r-过程丰度峰的形成. 此外, 在 r-过程演化后期,  $(n, \gamma)-(\gamma, n)$  平衡被破坏, 中子俘获与  $\beta$  衰变开始竞争, 此时单个核素中子俘获率的不确定性对 r-过程丰度有较大的影响. 尤其是在冷 r-过程环境下, 体系温度下降得更快,  $(n, \gamma)-(\gamma, n)$  平衡更早被打破, 这时中子俘获率对 r-过程丰度的影响更大 [78,79]. 因此, 有必要研究不同质量模型对中子俘获率预测的影响. 图 5 展示了在温度  $T_9 = 1$  ( $T = 10^9$  K) 时, 各质量模型对  $N = 50, 82, 126, 184$  同中子素中子俘获率的预测, 图中阴影区域表示  $Q_{(n,\gamma)}$  的实验未知区域. 从图可见, 中子俘获率沿着丰中子方向总体上呈下降趋势, 甚至可以下降约 20 个数量级. 在实验  $Q_{(n,\gamma)}$  已知区域, 各质量模型给出的中子俘获率基本保持一致. 对于  $N = 184$  同中子素, 在质子数  $Z \approx 100-110$  的外推范围之内, 各质量模型也给出了较为一致的预测. 然而, 向更丰中子方向外推,

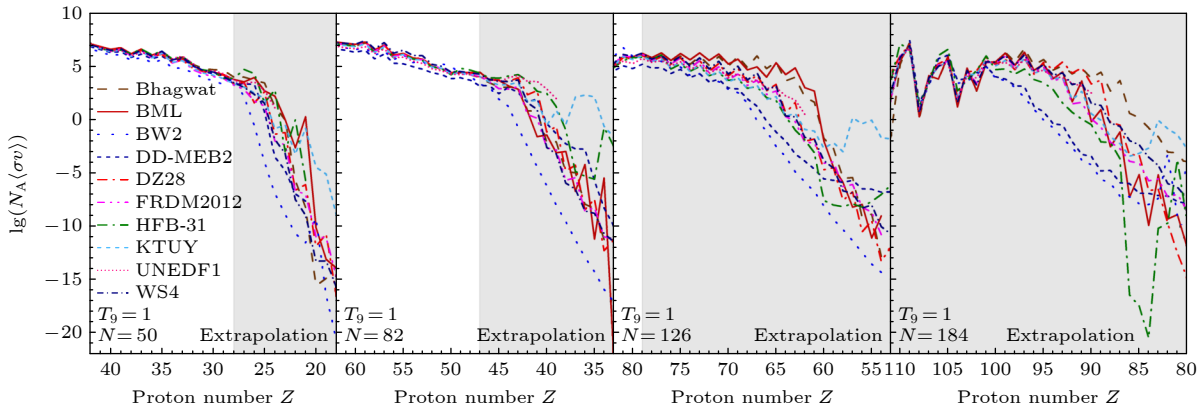


图 5 在温度  $T_9 = 1$  时, 各质量模型预测的  $N = 50, 82, 126, 184$  同中子素链的中子俘获率, 阴影区域表示  $Q_{(n,\gamma)}$  实验未知区域  
Fig. 5. Predictions of radiative neutron-capture rate for  $N = 50, 82, 126, 184$  isotones at  $T_9 = 1$  with different mass models. The shaded region denotes the  $Q_{(n,\gamma)}$  experimental unknown region.

基于各质量模型预言的中子俘获率之间存在很大不同, 其偏差甚至可达10个数量级. 此外, 不同质量模型外推的中子俘获率也有不同的变化趋势. 例如, 基于BW2模型计算的中子俘获率在外推时呈平滑的下降趋势, 其预言的 $N = 50, 82, 126$ 同中子素的中子俘获率一般要小于其他质量模型的预言结果; 基于BML模型得到的中子俘获率具有明显的振荡趋势, 对于偶 $Z$ 核往往预言出相对较低的中子俘获率; 基于KTUY模型计算的中子俘获率在外推过程中存在突然上升的趋势, 例如在 $N = 126, Z = 58$ 以及 $N = 184, Z = 86$ 处, 导致其在更加丰中子区域预言的中子俘获率比其他质量模型的预言结果偏大; 对于 $N = 184$ 同中子素的中子俘获率, 基于HFB-31质量模型预言的预言结果在 $Z = 87$ 处出现了急剧下降, 随后在 $Z = 84$ 处又急剧上升.

图6以 $N = 126, 184$ 同中子素链为例, 给出了各质量预测的 $Q_{(n,\gamma)}$ , 这有助于理解图5基于不同质量模型计算的中子俘获率的差异. 从图可知,

KTUY与HFB-31在 $Q_{(n,\gamma)}$ 外推时与图5具有相似的趋势. 此外, 以 $Z = 108, N = 184$ 为例, 不同质量模型预测的 $Q_{(n,\gamma)}$ 的最大差异约为1.8 MeV, 而相应中子俘获率的最大差异约为1.5个数量级, 在更为丰中子的区域, 例如 $Z = 88, N = 184$ , 不同质量模型预测的 $Q_{(n,\gamma)}$ 的最大偏差约为1.6 MeV, 而相应中子俘获率的差异却增至约8.5个数量级. 可见,  $Q_{(n,\gamma)}$ 直接影响着中子俘获率的预言, 而且在丰中子区域, 中子俘获率的不确定性对 $Q_{(n,\gamma)}$ 的变化更加敏感. 因此, 针对核天体物理的应用, 原子核质量模型不仅需对核质量本身进行精准描述, 还需可靠描述不同原子核质量差所决定的 $Q_\beta$ 和 $Q_{(n,\gamma)}$ 等各种衰变能和反应能.

除了核质量对中子俘获率的影响外, 温度同样影响着中子俘获率的预言结果. 图7给出了 $^{133}\text{Cd}$ ,  $^{133}\text{Sn}$ ,  $^{133}\text{Sb}$ 以及 $^{197}\text{Hf}$ 中子俘获率随温度的变化. 这些原子核的中子俘获率在Mumpower等<sup>[14]</sup>的研究中发现, 其对r-过程丰度的敏感性相对较大. 从图7可见, 各质量模型预言的中子俘获率之间的

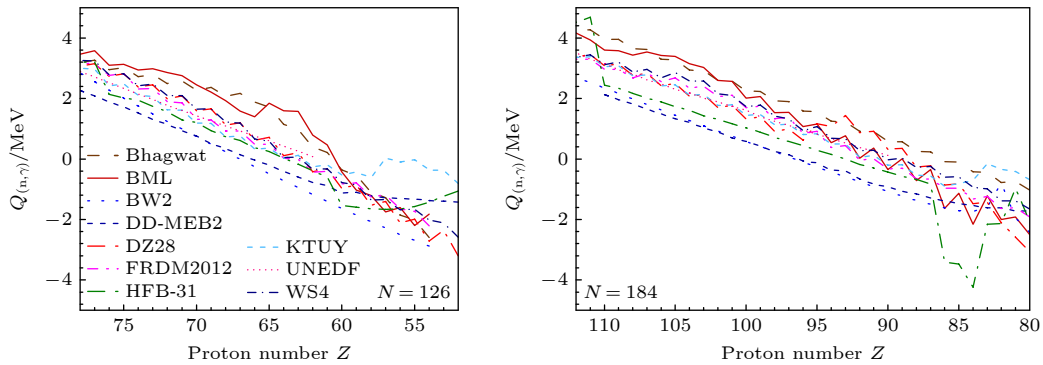


图6 各质量模型预测的 $N = 126, 184$ 同中子素链的 $(n, \gamma)$ 反应能 $Q_{(n,\gamma)}$

Fig. 6.  $(n, \gamma)$  reaction energies  $Q_{(n,\gamma)}$  of  $N = 126, 184$  isotones predicted by various nuclear mass models.

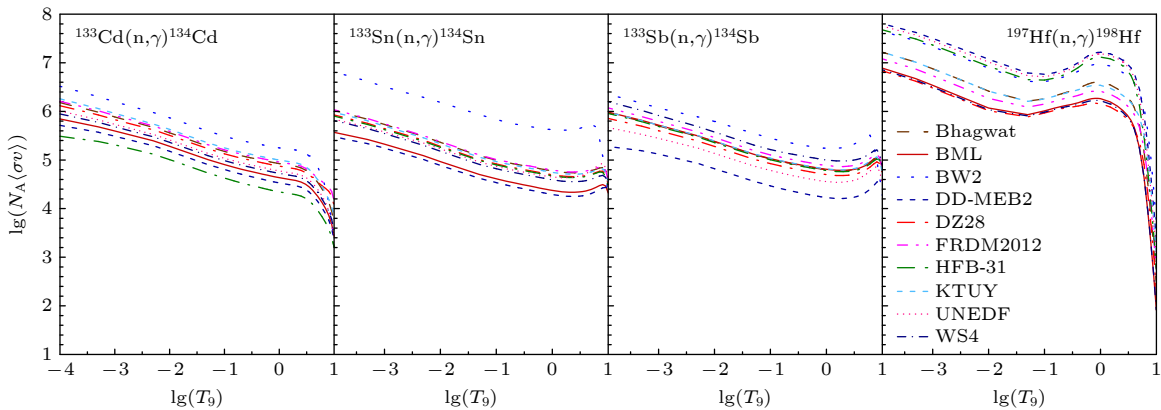


图7 对于各质量模型,  $^{133}\text{Cd}$ ,  $^{133}\text{Sn}$ ,  $^{133}\text{Sb}$ 以及 $^{197}\text{Hf}$ 中子俘获率随温度的变化

Fig. 7. Radiative neutron-capture rates of  $^{133}\text{Cd}$ ,  $^{133}\text{Sn}$ ,  $^{133}\text{Sb}$ , and  $^{197}\text{Hf}$  as a function of temperature for various nuclear mass models.

偏差基本在 1.5 个数量级左右. 随着温度的增大, 总体上中子俘获率在不断降低. 对于  $^{133}\text{Sn}$ ,  $^{133}\text{Sb}$  和  $^{197}\text{Hf}$ , 当增加到一定温度时, 中子俘获率有微小上升, 当温度接近  $10^{10}$  K 时,  $^{197}\text{Hf}$  的中子俘获率急剧减小. 与图 5 不同, 基于 BW2 质量模型得到的  $^{133}\text{Cd}$ ,  $^{133}\text{Sn}$  和  $^{133}\text{Sb}$  的中子俘获率大于基于其他质量模型的预言结果.

图 8 给出了在温度  $T_9 = 1, 10$  时, 中子俘获率不确定性随着其与  $\beta$  稳定线的距离  $\varepsilon$  的变化. 参考文献 [80], 与  $\beta$  稳定线的距离  $\varepsilon$  定义如下:

$$\varepsilon = \frac{A}{1.98 + 0.0155A^{2/3}} - Z. \quad (11)$$

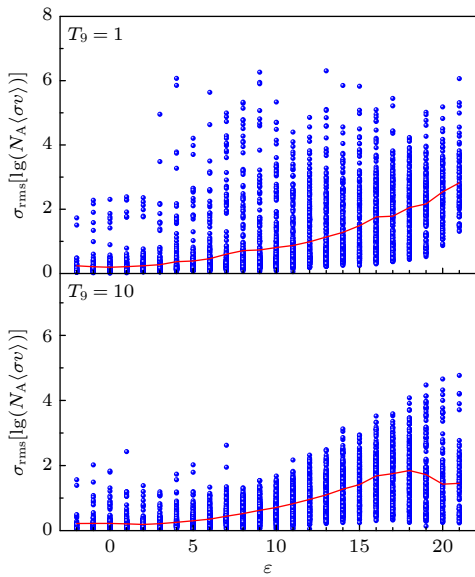


图 8 在温度  $T_9 = 1, 10$  时,  $\sigma_{\text{rms}}(\log_{10}(N_A(\sigma_v)))$  随与稳定线距离的分布  
 Fig. 8. Distribution of  $\sigma_{\text{rms}}(\log_{10}(N_A(\sigma_v)))$  with respect to the distance from the  $\beta$ -stability line at  $T_9 = 1, 10$ .

图 8 中红色实线表示在距离稳定线  $\varepsilon$  处核素中子俘获率不确定性的平均值. 总的来看, 中子俘获率的不确定性随着与  $\beta$  稳定线距离的增大而增大, 这是因为距离稳定线越远, 各质量模型对核质量的预言差异越大. 在温度  $T_9 = 1$  时, 距离稳定线超过 18 步, 原子核平均不确定性大于 2 个数量级, 少部分原子核中子俘获率的不确定性超过 4 个数量级. 在  $T_9 = 10$  时, 在丰中子区域, 中子俘获率的不确定性比  $T_9 = 1$  时略有降低, 但各质量模型预言的中子俘获率仍然平均相差近 2 个数量级. 这种偏差会严重影响  $r$ -过程丰度的不确定性分析, 例如文献 [78] 通过在  $10^{-3}$ — $10^3$  区间内随机采样作为中子俘获率的乘数因子, 以此研究中子俘获率不确定性

对  $r$ -过程丰度预测的影响, 由此产生了较大的丰度不确定带. 因此, 要想减小核物理量不确定性对  $r$ -过程模拟的影响, 一方面, 实验上要测量更多的丰中子核素的相关性质, 另一方面, 要用更多的实验值来对理论模型进一步的约束, 以此获得更为可靠的外推结果.

## 4 总结与展望

本文采用 10 种核质量模型系统地研究质量不确定性对  $\beta$  衰变半衰期以及中子俘获率的影响. 在已知的实验质量范围内以及外推距离不远时, 各质量模型对质量预言的不确定性普遍在 3 MeV 以内. 然而, 当继续向丰中子一侧外推时, 各模型的预测值之间偏差越来越大, 甚至可以达到 10 MeV 的不确定性, 不同质量模型对部分原子核质量的预测最大与最小值之间甚至超过 30 MeV. 将这一不确定性传播到  $Q_\beta$  和  $Q_{(n,\gamma)}$ , 发现相应的不确定性分别在 2 MeV 和 1 MeV 之内. 各质量模型对  $Q_\beta$  和  $Q_{(n,\gamma)}$  预言结果的差异相对较大的区域普遍在中子幻数以及中子滴线附近. 将  $Q_\beta$  和  $Q_{(n,\gamma)}$  的不确定性进一步传播到对  $\beta$  衰变半衰期以及中子俘获率的预言, 可以发现, 在靠近稳定线以及  $Z = 50, N = 126, 184$  附近, 基于各质量模型计算的  $\beta$  衰变半衰期预言结果之间偏差较大. 外推至丰中子区域,  $\beta$  衰变半衰期的不确定性基本在 0.6 个数量级以内. 对于中子俘获率, 发现在外推到丰中子区域时不确定性越来越大, 在  $T = 10^9$  K 时, 近中子滴线核区的中子俘获率平均不确定性在 2—3 个数量级, 以  $N = 50, 82, 126, 184$  同中子素链为例, 发现对于部分原子核, 基于不同质量模型得到的中子俘获率的最大与最小预言结果之间甚至超过 10 个数量级. 当沿着丰中子一侧外推时,  $Q_{(n,\gamma)}$  直接影响着中子俘获率的预言, 并且在丰中子区域中子俘获率对  $Q_{(n,\gamma)}$  的不确定性非常敏感. 此外, 温度对中子俘获率的影响同样进行了研究, 发现温度的升高可以减少质量不确定性对丰中子核的中子俘获率预测的影响. 需说明的是, 本文以简化方式粗略评估了原子核质量不确定性对各种核性质预言的影响, 未来可进一步考虑不同核质量模型的可信度差异, 借助贝叶斯模型平均方法, 更合理地量化理论模型的不确定性. 更为重要的是, 根据不同的质量表, 将本文提供  $\beta$  衰变半衰期和中子俘获率作

为 r-过程模拟的核物理输入, 进而研究核质量不确定性对 r-过程丰度演化以及对最终元素丰度分布的影响, 这有助于加深人们对宇宙中重元素起源的理解.

## 5 数据可用性声明

支撑本研究数据的数据集可在科学数据银行 <https://www.doi.org/10.57760/sciencedb.j00213.00222> 中访问获取.

本文的计算工作得到了安徽大学高性能计算平台的支持.

## 参考文献

- [1] Burbidge E M, Burbidge G R, Fowler W A, Hoyle F 1957 *Rev. Mod. Phys.* **29** 547
- [2] Thielemann F K, Arcones A, Käppeli R, Liebendörfer M, Rauscher T, Winteler C, Fröhlich C, Dillmann I, Fischer T, Martínez-Pinedo G, Langanke K, Farouqi K, Kratz K L, Panov I, Korneev I K 2011 *Prog. Part. Nucl. Phys.* **66** 346
- [3] Kajino T, Aoki W, Balantekin A, Diehl R, Famiano M, Mathews G 2019 *Prog. Part. Nucl. Phys.* **107** 109
- [4] Cowan J J, Sneden C, Lawler J E, Aprahamian A, Wiescher M, Langanke K, Martínez-Pinedo G, Thielemann F K 2021 *Rev. Mod. Phys.* **93** 015002
- [5] Pian E, D'Avanzo P, Benetti S, Branchesi M, Brocato E, Campana S, Cappellaro E, Covino S, D'Elia V, Fynbo J P U, Getman F, Ghirlanda G, Ghisellini G, Grado A, Greco G, Hjorth J, Kouveliotou C, Levan A, Limatola L, Malesani D, Mazzali P A, Melandri A, Moller P, Nicastro L, Palazzi E, Piranomonte S, Rossi A, Salafia O S, Selsing J, Stratta G, Tanaka M, Tanvir N R, Tomasella L, Watson D, Yang S, Amati L, Antonelli L A, Ascenzi S, Bernardini M G, Boër M, Bufano F, Bulgarelli A, Capaccioli M, Casella P, Castro-Tirado A J, Chassande-Mottin E, Ciolfi R, Copperwheat C M, Dadina M, De Cesare G, Di Paola A, Fan Y Z, Gendre B, Giuffrida G, Giunta A, Hunt L K, Israel G L, Jin Z P, Kasliwal M M, Klose S, Lisi M, Longo F, Maiorano E, Mapelli M, Masetti N, Nava L, Patricelli B, Perley D, Pescalli A, Piran T, A. Possenti, Pulone L, Razzano M, Salvaterra R, Schipani P, Spera M, Stameria A, Stella L, Tagliaferri G, Testa V, Troja E, Turatto M, Vergani S D, Vergani D 2017 *Nature* **551** 67
- [6] Watson D, Hansen C J, Selsing J, Koch A, Malesani D B, Andersen A C, Fynbo J P U, Arcones A, Bauswein A, Covino S, Grado A, Heintz K E, Hunt L, Kouveliotou C, Leloudas G, Levan A J, Mazzali P, Pian Elena 2019 *Nature* **574** 497
- [7] Kobayashi C, Karakas A I, Lugaro M 2020 *Astrophys. J.* **900** 179
- [8] Lattimer J M, Schramm D N 1974 *Astrophys. J.* **192** L145
- [9] Meyer B S, Mathews G J, Howard W M, Woosley S E, Hoffman R D 1992 *Astrophys. J.* **399** 656
- [10] Woosley S E, Wilson J R, Mathews G J, Hoffman R D, Meyer B S 1994 *Astrophys. J.* **433** 229
- [11] Qian Y Z, Woosley S E 1996 *Astrophys. J.* **471** 331
- [12] Nishimura N, Takiwaki T, Thielemann F K 2015 *Astrophys. J.* **810** 109
- [13] Fischer T, Whitehouse S C, Mezzacappa A, Thielemann F K, Liebendörfer M 2010 *Astron. Astrophys.* **517** A80
- [14] Mumpower M R, Surmana R, McLaughlin G C, Aprahamian A 2016 *Prog. Part. Nucl. Phys.* **86** 86
- [15] Jiang X F, Wu X H, Zhao P W 2021 *Astrophys. J.* **915** 29
- [16] Chen J, Fang J Y, Hao Y W, Niu Z M, Niu Y F 2023 *Astrophys. J.* **943** 102
- [17] Hao Y W, Niu Y F, Niu Z M 2022 *Astrophys. J.* **933** 3
- [18] Kondev F G, Wang M, Huang W J, Naimi S, Audi G 2021 *Chin. Phys. C* **45** 030001
- [19] Uyen N K, Chae K Y, Duy N N, Ly N D 2022 *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **49** 025201
- [20] Zhou Y, Li Z H, Wang Y B, Chen Y S, Guo B, Su J, Li Y J, Yan S Q, Li X Y, Han Z Y, Shen Y P, Gan L, Zeng S, Lian G, Liu W P 2017 *Sci. China-Phys. Mech. Astron.* **60** 082012
- [21] Xia J G, Li W F, Fang J Y, Niu Z M 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 062301 (in Chinese) [夏金戈, 李伟峰, 方基宇, 牛中明 2024 物理学报 **73** 062301]
- [22] Tian L, Li W F, Fang J Y, Niu Z M 2025 *Chin. Phys. C* **49** 044110
- [23] Takahashi K, Yamada M 1969 *Prog. Theor. Phys.* **41** 1470
- [24] Tachibana T, Yamada M, Yoshida Y 1990 *Prog. Theor. Phys.* **84** 641
- [25] Nakata H, Tachibana T, Yamada M 1997 *Nucl. Phys. A* **625** 521
- [26] Martínez-Pinedo G, Langanke K 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 4502
- [27] Langanke K, Martínez-Pinedo G 2003 *Rev. Mod. Phys.* **75** 819
- [28] Suzuki T, Yoshida T, Kajino T, Otsuka T 2012 *Phys. Rev. C* **85** 015802
- [29] Zhi Q, Caurier E, Cuenca-García J J, Langanke K, Martínez-Pinedo G, Sieja K 2013 *Phys. Rev. C* **87** 025803
- [30] Engel J, Bender M, Dobaczewski J, Nazarewicz W, Surman R 1999 *Phys. Rev. C* **60** 014302
- [31] Minato F, Bai C L 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 122501
- [32] Niu Z M, Niu Y F, Liu Q, Liang H Z, Guo J Y 2013 *Phys. Rev. C* **87** 051303(R)
- [33] Marketin T, Huther L, Martínez-Pinedo G 2016 *Phys. Rev. C* **93** 025805
- [34] Niu Y F, Niu Z M, Colò G, Vigezzi E 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 142501
- [35] Niu Y F, Niu Z M, Colò G, Vigezzi E 2018 *Phys. Lett. B* **780** 325
- [36] Costiris N J, Mavrommatis E, Gernoth K A, Clark J W 2009 *Phys. Rev. C* **80** 044332
- [37] Niu Z M, Liang H Z, Sun B H, Long W H, Niu Y F 2019 *Phys. Rev. C* **99** 064307
- [38] Li W F, Zhang X Y, Niu Y F, Niu Z M 2024 *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **51** 015103
- [39] Zhao B, Zhang S Q 2019 *Astrophys. J.* **874** 5
- [40] Sprouse T M, Navarro Perez R, Surman R, Mumpower M R, McLaughlin G C, Schunck N 2020 *Phys. Rev. C* **101** 055803
- [41] Hauser W, Feshbach H 1952 *Phys. Rev.* **87** 366
- [42] Koning A, Hilaire S, Gorieli S 2023 *Eur. Phys. J. A* **59** 131
- [43] Rauscher T, Thielemann F K 2000 *At. Data. Nucl. Data Tables* **75** 1
- [44] Shi M, Fang J Y, Niu Z M 2021 *Chin. Phys. C* **45** 044103
- [45] Fang J Y, Zhang X Y, Shi M, Niu Z M 2025 *Eur. Phys. J. A* **61** 123
- [46] Ma C, Li Z, Niu Z M, Liang H Z 2019 *Phys. Rev. C* **100** 024330
- [47] Von Weizsäcker C F 1935 *Z. Phys.* **96** 431
- [48] Bethe H A, Bacher R F 1936 *Rev. Mod. Phys.* **8** 82

- [49] Kirson M W 2008 *Nucl. Phys. A* **798** 29
- [50] Xu X Y, Deng L, Chen A X, Yang H, Jalili A, Wang H K 2024 *Nucl. Sci. Tech.* **35** 91
- [51] Wu Q, Li W F, Niu Z M, Liang H Z, Shi M 2025 *Chin. Phys. C* **49** 114103
- [52] Wang N, Liu M, Wu X Z 2010 *Phys. Rev. C* **81** 044322
- [53] Wang N, Liang Z Y, Liu M, Wu X Z 2010 *Phys. Rev. C* **82** 044304
- [54] Wang N, Liu M, Wu X Z, Meng J 2014 *Phys. Lett. B* **734** 215
- [55] Möller P, Myers W D, Sagawa H, Yoshida S 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 052501
- [56] Goriely S, Chamel N, Pearson M J 2009 *Phys. Rev. Lett* **102** 152503
- [57] Goriely S, Hilaire S, Girod M, Péru S 2009 *Phys. Rev. Lett* **102** 242501
- [58] Goriely S, Chamel N, Pearson M J 2016 *Phys. Rev. C* **93** 034337
- [59] Geng L S, Toki H, Meng J 2005 *Prog. Theor. Phys.* **113** 785
- [60] Peña-Arteaga D, Goriely S, Chamel N 2016 *Eur. Phys. J. A* **52** 320
- [61] Zhou S G, Meng J, Ring P, Zhao E G 2010 *Phys. Rev. C* **82** 011301(R)
- [62] Guo P, Cao X J, Chen K M, Chen Z H, Cheoun M K, Choi Y B, Lam P C, Deng W M, Dong J M, Du P X, Du X K, Duan K D, Fan X H, Gao W, Geng L S, Ha E, He X T, Hu J N, Huang J K, Huang K, Huang Y N, Huang Z D, Hyung K D, Chan H Y, Jiang X F, Kim S, Kim Y, Lee C H, Lee J, Li J, Li M L, Li Z P, Li Z Z, Lian Z J, Liang H Z, Liu L, Lu X, Liu Z R, Meng J, Meng Z Y, Mun M H, Niu Y F, Niu Z M, Pan C, Peng J, Qu X Y, Papakonstantinou P, Shang T S, Shang X L, Shen C W, Shen G F, Sun T T, Sun X X, Wang S B, Wang T Y, Wang Y R, Wang Y Y, Wu J W, Wu L, Wu X H, Xia X W, Xie H H, Yao J M, Ip K Y, Yiu T C, Yu J H, Yu Y Y, Zhang K Y, Zhang S J, Zhang S Q, Zhang W, Zhang X Y, Zhang Y X, Zhang Y, Zhang Y X, Zhang Z H, Zhao Q, Zhao Y C, Zheng R Y, Zhou C, Zhou S G, Zuo L J, DRHBc Mass Table Collaboration 2024 *Atomic Data Nucl. Data Tables* **158** 101661
- [63] Gao Z P, Wang Y J, Lv H L, Li Q F, Shen C W, Liu L 2021 *Nucl. Sci. Tech.* **32** 109
- [64] Wu X H, Lu Y Y, Zhao P W 2022 *Phys. Lett. B* **834** 137394
- [65] Niu Z M, Liang H Z 2022 *Phys. Rev. C* **106** L021303
- [66] Niu Z M, Fang J Y, Niu Y F 2019 *Phys. Rev. C* **100** 054311
- [67] Mumpower M R, Surman R, Fang D L, Beard M, Möller P, Kawano T, Aprahamian A 2015 *Phys. Rev. C* **92** 035807
- [68] Koura H, Tachibana T, Uno M, Yamada M 2005 *Prog. Theor. Phys.* **113** 305
- [69] Bhagwat A 2014 *Phys. Rev. C* **90** 064306
- [70] Kortelainen M, McDonnell J, Nazarewicz W, Reinhard P G, Sarich J, Schunck N, Stoitsov M V, Wild S M 2012 *Phys. Rev. C* **85** 024304
- [71] Duflo J, Zuker A P 1995 *Phys. Rev. C* **52** R23
- [72] Wang M, Huang W J, Kondev F G, Audi G, Naimi S 2021 *Chin. Phys. C* **45** 030003
- [73] Koning A J, Delaroche J P 2003 *Nucl. Phys. A* **713** 231
- [74] Koning A J, Rochman D 2012 *Nucl. Data Sheets* **113** 2841
- [75] Brett S, Bentley I, Paul N, Surman R, Aprahamian A 2012 *Eur. Phys. J. A* **48** 184
- [76] Surman R, Beun J, McLaughlin G C, Hix W R 2009 *Phys. Rev. C* **79** 045809
- [77] Niu Z M, Niu Y F, Liang H Z, Long W H, Nikšić T, Dretenar D, Meng J 2013 *Phys. Lett. B* **723** 172
- [78] Mumpower M, Surman R, Aprahamian A 2015 *J. Phys. Conf. Ser.* **599** 012031
- [79] Mumpower M R, McLaughlin G C, Surman R 2012 *Phys. Rev. C* **86** 035803
- [80] Zheng J S, Wang N Y, Wang Z Y, Niu Z M, Niu Y F, Sun B 2014 *Phys. Rev. C* **90** 014303

SPECIAL TOPIC—Thematic data in nuclear physics: Experimental, theoretical and applied research

## Influence of nuclear mass uncertainty on $\beta$ -decay half-life and neutron-capture rate\*

WU Qing<sup>1)</sup> NIU Zhongming<sup>1)†</sup> LIANG Haozhao<sup>2)</sup>

1) (*School of Physics, Anhui University, Hefei 230601, China*)

2) (*Department of Physics, The University of Tokyo, Tokyo 113-0033, Japan*)

( Received 2 September 2025; revised manuscript received 30 September 2025 )

### Abstract

Nuclear mass,  $\beta$ -decay half-life, and neutron-capture rate are the most important nuclear physics inputs for rapid-neutron capture process (r-process) simulations. Nuclear mass can directly influence the abundance ratio of neighboring isotopes during the (n,  $\gamma$ )-( $\gamma$ , n) equilibrium stage. On the other hand, nuclear mass influences the predictions of  $\beta$ -decay half-life and the neutron-capture rate, thus indirectly influences the r-process simulation. Currently, only about 3000 nuclear masses have been precisely measured in experiment, and many of the nuclear masses involved in r-process simulations can only be predicted by theory models. However, when extrapolating nuclear masses towards the neutron drip line, there appear large discrepancies between the predictions of different mass models, which inevitably affects the predictions of  $\beta$ -decay half-lives and neutron-capture rates. In this work, ten mass models are employed to systematically study the influence of nuclear mass uncertainties on  $\beta$ -decay half-lives and neutron-capture rates. The  $\beta$ -decay half-lives and neutron-capture rates are calculated by the  $\beta$ -decay half-life semi-empirical formula and TALYS code, respectively. It is found that the uncertainties in nuclear mass predictions between different mass models can reach 10 MeV in the neutron-rich region; the differences between the maximum and minimum masses predicted by these models even exceed 30 MeV for some nuclei. For the predictions of  $\beta$ -decay energy  $Q_\beta$  and (n,  $\gamma$ ) reaction energy  $Q_{(n,\gamma)}$ , there are large deviations mainly around the neutron magic numbers and close to the neutron drip line, with uncertainties of 2 MeV and 1 MeV, respectively. The influence of mass uncertainties on the  $\beta$ -decay half-lives is about 0.6 orders of magnitude for neutron-rich nuclei. The uncertainties in neutron-capture rates increase significantly when extrapolating towards the neutron-rich region. At a temperature of  $T = 10^9$  K, the average uncertainties of the neutron-capture rates range over 2–3 orders of magnitude for nuclei near the neutron drip line. Taking  $N = 50, 82, 126, 184$  isotones for example, it is found that the differences between the maximum and minimum neutron-capture rates obtained from various nuclear mass models even exceed 10 orders of magnitude for some nuclei. The  $Q_{(n,\gamma)}$  directly affects the trend of the neutron-capture rates, and the neutron-capture rates are very sensitive to the uncertainties of  $Q_{(n,\gamma)}$  for neutron-rich nuclei. In addition, the effect of temperature on neutron-capture rate is also investigated, and it is found that the increase in temperature can reduce the influence of mass uncertainty on the prediction of neutron-capture rate for neutron-rich nuclei. In this work, the  $\beta$ -decay half-lives and neutron-capture rates are calculated based on ten different mass models. Therefore, more self-consistent nuclear physics inputs will be provided for simulating the r-process. The datasets presented in this paper are openly available at <https://www.doi.org/10.57760/sciencedb.j00213.00222>.

**Keywords:** r-process, nuclear mass,  $\beta$ -decay half-life, neutron-capture rate

**DOI:** [10.7498/aps.75.20251195](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251195)

**CSTR:** [32037.14.aps.75.20251195](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251195)

\* Project supported by the Key Research Foundation of Education Ministry of Anhui Province, China (Grant No. 2023AH050095) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12375109, 11875070, 11935001).

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