

核物理主题数据: 实验、理论与应用专题

自发单质子放射性核半衰期数据的理论计算*

王翰林¹⁾ 王震¹⁾ 任中洲^{1)2)†}

1) (同济大学物理科学与工程学院, 上海 200092)

2) (同济大学, 先进微结构材料教育部重点实验室, 上海 200092)

(2025年9月10日收到; 2025年11月11日收到修改稿)

核子滴线外的不稳定原子核的研究是探测极端质子-中子比体系中核子相互作用与核结构的重要手段, 其中质子滴线外的大量原子核以单质子放射性作为主要的衰变模式. 使用形变的 Woods-Saxon 势和自旋-轨道耦合相互作用与多极展开的形变 Coulomb 势, 构造了质子-子核两体相互作用, 并基于量子隧穿模型和微观的 Gamow 态理论, 以首个被实验发现的基态质子放射核之一的 ^{151}Lu 为例, 展示了理论模型的计算过程, 之后系统性地计算了目前实验观测到的大量质子放射性核的半衰期数据, 并在使用不同核数据的情况下, 对结果与实验值的相符性进行了对比, 评估了质子放射性对衰变能和谱因子数据的依赖性. 结果表明质子放射性对衰变能的依赖程度较高. 此外, 基于现有的实验观测结果, 对下方相邻的 fpg 壳层中可能存在的一些更轻的质子放射核的半衰期进行了理论预言. 以上计算结果被汇总为目前比较全面的、包括现有的质子放射核 ($50 < Z < 84$) 和理论预言的质子放射核 ($30 < Z < 50$) 半衰期的数据集, 为实验上进一步探索质子滴线提供了理论参考. 本文数据集可在 <https://www.doi.org/10.57760/sciencedb.27551> 中访问获取.

关键词: 质子放射性, 衰变寿命与宽度**DOI:** [10.7498/aps.75.20251244](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251244)**CSTR:** [32037.14.aps.75.20251244](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251244)

1 引言

作为一种复杂量子多体系统, 原子核的稳定性与其质子数和中子数有关. 当质子数和中子数极端远离 β 稳定线时, 原子核不再能束缚核内最高能级上的核子, 该核子将可能通过核子发射过程在核内发生自发放射性衰变. 因此, 在原子核结构研究中, 质子、中子滴线代表了核稳定性的两条自然边界. 随着放射性核束流技术的发展, 实验上逐步观测到了越来越多的滴线附近的奇异核素, 这些奇异核呈现出与稳定谷附近不同的新现象^[1,2]. 其中, 与中子滴线相比, 质子滴线在实验上被探测的范围更大^[3], 因此质子滴线外的核可能发生的质子放射性在近

年来受到了实验和理论的广泛关注^[4,5]. 这些稀有的质子放射核的特点是具有负的单质子分离能, 因此质子放射性是一种自发的核衰变过程. 研究质子放射性数据有助于理解开放量子系统的物理特性^[6]、滴线区域的壳层演化^[7]、核子的单粒子能级结构与配对^[8]、快质子捕获过程^[9]等.

在 1970 年实验上首次观测到 $^{53}\text{Co}^m$ 的单质子放射性后的几十年间^[10], 越来越多的单质子放射核被观测到, 包括基态和同质异能态, 范围从 $^{53}\text{Co}^m$ 到 ^{185}Bi , 跨越了多个壳层^[11]. 在理论模型方面, 为 α 衰变提出的量子隧穿模型同样适用于单质子放射性. 该模型认为, 被发射的质子在母核内处于宽度极窄的共振态, 即 Gamow 态^[12]. 由于量子隧穿效应, 质子以一定的概率穿过核表面附近由 Coulomb

* 国家自然科学基金 (批准号: 12535009, 12035011, 12447114, 12505139)、国家重点研发计划 (批准号: 2023YFA1606503)、国家资助博士后研究计划 (批准号: GZB20240560) 和中国博士后科学基金 (批准号: 2025M773404) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zren@tongji.edu.cn

势和离心势形成的势垒, 向外发射到核外, 脱离子核的核相互作用范围. 截至目前, 有多种相互作用被用于单质子放射性的研究中, 如 \cosh 型势^[13]、单折叠的 M3Y 相互作用^[14]、Skyrme 相互作用^[15,16]等. 与此同时, 更多计算半衰期的理论模型也得到了发展并用于质子放射性计算, 例如耦合道方法^[17]、相对论密度泛函理论^[18]等.

近年来的相关研究发现, 形变对滴线附近的核有重要的意义. 例如, 理论研究表明, 在接近中子滴线的过程中, 核的形状会逐渐接近椭球形变, 直到无法进一步变形时达到饱和, 即滴线位置^[19]. 此外, 最近的一项研究使用唯象的方法发现, 在质子放射性中考虑母核和子核的形变后, 计算结果与实验数据的相符性得到提高^[20]. 因此, 在本文的理论模型中, 在原有的球对称势能的基础上考虑了原子核的四极和十六极形变, 使用更微观的方法计算了形变情况下质子发射的半衰期, 并定量分析了一些核数据的来源, 包括衰变能和谱因子的选取对计算数据的影响.

本文内容安排如下: 第 2 节给出考虑形变的单质子放射性理论模型, 包括质子-子核相互作用势和半衰期计算方法; 第 3 节计算目前实验发现的一些质子放射核的半衰期数据, 对 fp 壳层内一些更轻的质子放射核进行理论预言, 并汇总出比较全面地包含了目前已发现的 ($30 < Z < 50$) 和理论预言的 ($50 < Z < 84$) 质子放射性核半衰期的数据集; 第 4 节为本文所有内容的结论.

2 形变的单质子放射性理论模型

2.1 质子-子核两体相互作用与 Gamow 态

自发单质子放射性发生在质子滴线外的质子非束缚核中, 发射质子在母核内通过量子隧穿效应穿过 Coulomb 势垒从母核中向外发射. 该机制与 α 衰变^[21-23]、重结团放射性^[24,25]、双质子发射性^[26]和中子放射性^[27]相似. 因此, 可以将核内的发射质子视为衰变宽度极窄的 Gamow 态^[28]. 将体系简化为质子和子核组成的两体系统, 则处于 Gamow 态的质子满足不含时的 Schrödinger 方程

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_\mu} \frac{d^2}{dr^2} + V_{\text{Nucl},\theta}(r) + V_{\text{Coul},\theta}(r) + \frac{\hbar^2}{2m_\mu} \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} \right] \times \chi_\theta(r) = E_0 \chi_\theta(r), \quad (1)$$

其中 ℓ 为质子发射过程中所转移的角动量, E_0 是

发射质子的动能. 在形变情况下, 质子-子核相互作用势与球坐标下的距离 r 和极角 θ 都有关. 为了便于计算, 本文以子核形变的对称轴为 z 轴. 方程中的质量 m_μ 为两体体系的约化质量.

势能中第一项 V_{Nucl} 为核相互作用, 为了便于考虑子核的形变, 本文将该项选取为 Woods-Saxon 形式的势能结合 Thomas 形式的自旋-轨道耦合作用势^[29]:

$$V_{\text{Nucl},\theta}(r) = -\frac{V_{\text{N0}}}{1 + \exp\left[\frac{r - R_{\text{N}}(\theta)}{a_{\text{N}}}\right]} + \frac{d}{rdr} \frac{V_{\text{so0}} \lambda_\pi^2}{1 + \exp\left[\frac{r - R_{\text{so}}(\theta)}{a_{\text{so}}}\right]} \boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{\ell}, \quad (2)$$

其中 R_{N} 和 a_{N} 分别为子核 Woods-Saxon 势的半径和弥散参数. V_{so0} , R_{so} 和 a_{so} 分别是自旋-轨道耦合势能的强度、半径和弥散参数, $\lambda_\pi \approx 1.414$ fm 是 π 介子的约化 Compton 波长^[30]. 与球形核不同的是, 在形变情况下, 半径参数 R_{N} 和 R_{so} 不再是各向同性的常数, 而是由在球谐函数下的多极展开给出:

$$R_{\text{N}}(\theta) = R_{\text{N0}}[1 + \beta_2 Y_{20}(\theta) + \beta_4 Y_{40}(\theta)], \quad (3)$$

其中 β_2 和 β_4 分别是子核的四极和十六极形变参数. 半径 R_{so} 也可以基于形变前的半径 R_{so0} 以相似的方式展开. $\boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{\ell}$ 代表发射质子的自旋-轨道耦合. 由势能中的自旋-轨道耦合项和 (1) 式 Schrödinger 方程中的离心势可以发现, 发射质子的波函数与所处的轨道 $n\ell_j$ 密切相关, 即质子放射性的性质比较明显地依赖于质子轨道, 因此质子放射性是研究质子滴线外核素结构的重要工具.

球形情况下的势能半径 R_{N0} 和 R_{so0} 可以由参数化的公式给出. 对于自旋-轨道耦合势, 本文使用和之前的质子放射性研究中相同的参数 $V_{\text{so}} = 6.2$ MeV, $R_{\text{so0}} = 1.01 A_{\text{D}}^{1/3}$ fm 和 $a_{\text{so}} = 0.75$ fm^[30]. 然而, 对于 Woods-Saxon 核势, 由于本文所研究的质子放射核都属于滴线核, 有很强的同位旋不对称性, 因此我们选取了一种同位旋依赖的半径公式. 在之前的研究中, 这种形式已被验证可以成功地计算核能谱和结合能^[31,32].

$$R_{\text{N0}} = 1.19 A_{\text{D}}^{1/3} \left(1 - 0.116 \frac{N_{\text{D}} - Z_{\text{D}}}{A_{\text{D}}} \right) + 0.235 \text{ fm},$$

$$a_{\text{N}} = 0.637 \text{ fm}. \quad (4)$$

势能中的第二项是质子-子核之间的 Coulomb 势. 当子核为球形时, 可以被近似为电荷分布半径为 R_{C0} 的均匀带电球体, 此时的 Coulomb 势可以通过理论计算得出解析式. 而在形变的情况下, Coulomb 势不能通过直接改变半径计算, 因此, 本文采用多极展开的方法计算轴向形变下的 Coulomb 势^[33].

$$V_{\text{Coul},\theta}(r) = \frac{3Z_D Z_p e^2}{4\pi\epsilon_0 R_{C0}^3} \sum_{\lambda=0}^{\infty} \frac{4\pi Y_{\lambda 0}(\theta)}{2\lambda+1} \times \int_0^{\pi/2} Y_{\lambda 0}^*(\theta') K_{\lambda}(r, \theta') \sin \theta' d\theta', \quad (5)$$

其中 Z_D 和 Z_p 分别是子核和质子的电荷数, R_{C0} 是球形情况下的电荷分布半径, K_{λ} 则是形变后的半径 $R_C = R_{C0}[1 + \beta_2 Y_{20}\theta + \beta_4 Y_{40}(\theta)]$ 的函数:

$$K_{\lambda} = \begin{cases} \frac{(2\lambda+1)r^2}{(\lambda+3)(\lambda-2)} - \frac{r^{\lambda}(\lambda-2)^{-1}}{R_C^{\lambda-2}(\theta)}, & r \leq R_C(\theta), \lambda \neq 2, \\ \frac{r^2}{5} + r^2 \ln\left(\frac{R_C(\theta)}{r}\right), & r \leq R_C(\theta), \lambda = 2, \\ \frac{1}{\lambda+3} \frac{R_C^{\lambda+3}(\theta)}{r^{\lambda+1}}, & r > R_C(\theta). \end{cases} \quad (6)$$

根据以上两式可以计算形变后的 Coulomb 势, 其中 λ 取为偶数. 本文中的 Coulomb 半径使用一种参数较少的形式 $R_{C0} = 1.2247A_D^{1/3}$ ^[34].

以上的分析列出了除 V_{N0} 以外的所有势能参数. 根据理论分析, 深度 V_{N0} 应当使得对应 Gamow 态质子轨道 nl_j 的能量的实部 E_0 , 即发射质子的动能, 与实验上得到的衰变能 Q 满足关系 $E_0 = QA_D/(A_D + 1)$, 其中 A_D 是子核的核子数. Gamow 态的求解是基于不含时的 Schrödinger 方程, 即 (1) 式, 但与束缚态方程不同的是, Gamow 态波函数需要满足的边界条件是在 r 较大的位置为出射 Coulomb 波函数, 因为此时在总的相互作用中占据主导地位的只有 Coulomb 势^[17]:

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \chi(r) = N[G_{\ell}(kr) + iF_{\ell}(kr)], \quad (7)$$

其中 G_{ℓ} 和 F_{ℓ} 分别是非正则和正则的 Coulomb 波函数, N 是用于代表归一化的因子. 根据该边界条件可以给出某一势能深度 V_{N0} 下 Gamow 态的能量和波函数. 通过调整 V_{N0} 以得到与实验相符的 E_0 后, 即确定了两体势能中的所有参数, 具体的数据结果将在数据计算中详细分析.

2.2 形变情况下的半衰期计算

确定了质子-子核相互作用势后, 可以通过多种方法计算 Gamow 态的质子发生量子隧穿到达核外的半衰期. 半经典的 WKB 近似可以对质子穿过 Coulomb 势垒的隧穿概率进行估计, 但没有利用 2.1 节求解的波函数的信息. 因此, 本文使用上文求解的 Gamow 态波函数在核外部分的振幅信息以求解半衰期. 相对半经典的方法而言, 该方法是一种更微观的方法. 基于求解出的波函数, θ 方向的衰变宽度可以表示为^[35]

$$\Gamma(\theta) = \frac{\hbar^2 k}{m_{\mu}} \frac{|\chi_{\theta}(r_b)|^2}{G_{\ell}^2(kr_b) + F_{\ell}^2(kr_b)}, \quad (8)$$

其中 $k = \sqrt{2m_{\mu}E_0}/\hbar$ 为发射质子的波数, r_b 代表超出核势范围的足够远的距离. 结合 (7) 式的边界条件可以发现, 当 r_b 足够大时, 结果对 r_b 的选择不敏感. 总的衰变宽度可以由各方向的宽度在球坐标中各方位角下取平均值得到:

$$\bar{\Gamma} = \frac{1}{2} \int_0^{\pi} \Gamma(\theta) \sin \theta d\theta. \quad (9)$$

之后可以通过 $T_{1/2} = \hbar \ln 2 / (S_p \bar{\Gamma})$ 的关系得到半衰期的计算值, 其中 S_p 为谱因子, 可以由 BCS 理论等方法计算得到. 在该理论中, 不考虑原子核的形变时, 谱因子的物理意义是子核中质子轨道 nl_j 未被占据的概率^[36]; 考虑母核或子核的形变后, 谱因子的大小仍与该概率有关, 但需要根据形变对其作出修正^[37].

3 数据结果与讨论

根据第 2 节展示的理论模型, 本节对目前实验上发现的一些质子放射核进行系统性的计算, 并将得到的计算结果与半衰期的实验值^[3,38] 对比. 本文中的核数量数据取自 NUBASE 2020 的数值^[38], 四极和十六极形变参数则使用 FRDM 计算值^[39], 用于计算发射质子共振能 E_0 的衰变能 Q 则主要使用 NNDC 数据库^[3] 中列出的由 AME 2020 核质量表^[40,41] 得到的单质子分离能实验值和 FRDM 理论模型的计算值^[39]. 对一些缺失 Q 值的准确实验值的核则使用有关的质子放射性实验中测量得到的实验衰变能, 相关文献将在本文的计算数据表格中标注. 谱因子则主要使用由 RMF 理论的计算值^[42] 和与形变有关的拟合值^[13]. 一些例外的情况则在表 1 中被标注.

表 1 一些质子放射核的相关实验和理论数据, 其中质子轨道为球形极限下发射质子占据的轨道, Q_{exp} 和 Q_{FRDM} 分别为实验 (除表中的特别标注外, 由 NNDC 和 AME 2020 中列出的实验值得到 [3,40,41]) 和 FRDM 理论 [39] 得到的衰变能, $\beta_{2,4}$ 为形变参数, $T_{1/2}^{\text{exp}}$ 为实验半衰期以 10 为底的对数, 最后两列为使用 RMF 和形变依赖两种拟合方法得到的谱因子 Table 1. Experimental data of various proton emitters, where the orbital is occupied in the spherical limit, Q_{exp} and Q_{FRDM} are the decay energy by experiments (obtained from NNDC and AME 2020 [3,40,41] except for those specifically marked values) and FRDM theory [39], $\beta_{2,4}$ are deformation parameters, $T_{1/2}^{\text{exp}}$ is the experimental half-life, and the last two columns denote the spectroscopic factors calculated by RMF and deformation-dependent fitting.

母核	nl_j	$Q_{\text{exp}}/\text{MeV}$	$Q_{\text{FRDM}}/\text{MeV}$	β_2	β_4	$\log_{10} T_{1/2}^{\text{exp}}$	$S_{\text{p}}^{\text{RMF}}$	$S_{\text{p}}^{\text{fit}}$
^{109}I	$2d_{5/2}$	0.820	0.821	0.139	0.056	-4.029	0.726	0.099
^{112}Cs	$2d_{5/2}$	0.816	0.901	0.185	0.052	-3.310	0.369	0.063
^{113}Cs	$2d_{3/2}$	0.973	0.681	0.195	0.054	-4.752	0.373	0.057
^{117}La	$2d_{3/2}$	0.820	0.581	0.282	0.106	-1.602	0.311	0.024
^{121}Pr	$2d_{3/2}$	0.890	0.671	0.304	0.087	-2.000	0.122	0.019
^{130}Eu	$2d_{3/2}$	1.028 ^[45]	1.111	0.331	0.018	-3.046	0.816	0.014
^{131}Eu	$2d_{3/2}$	0.947	0.961	0.331	0.018	-1.699	0.029	0.014
^{135}Tb	$2f_{7/2}$	1.188	1.131	0.322	-0.037	-3.027	0.028	0.016
^{140}Ho	$2f_{7/2}$	1.094	0.881	0.276	-0.047	-2.222	0.952	0.025
^{141}Ho	$2f_{7/2}$	1.177	0.761	0.253	-0.039	-2.387	0.008	0.032
$^{141}\text{Ho}^m$	$3s_{1/2}$	1.243	0.827	0.253	-0.039	-5.137	0.048	0.032
^{144}Tm	$1h_{11/2}$	1.712	1.201	0.254	-0.064	-5.721	0.558 ^[43]	0.031
^{145}Tm	$1h_{11/2}$	1.736	1.141	0.231	-0.068	-5.499	0.580	0.039
^{146}Tm	$1h_{11/2}$	1.196	0.951	0.219	-0.057	-1.125	0.962	0.045
$^{146}\text{Tm}^m$	$1h_{11/2}$	1.120	0.833	0.219	-0.057	-0.703	0.962	0.045
^{147}Tm	$1h_{11/2}$	1.059	0.661	-0.187	-0.022	0.587	0.581	0.187
$^{147}\text{Tm}^m$	$2d_{3/2}$	1.127	0.729	-0.187	-0.022	-3.444	0.953	0.187
^{150}Lu	$1h_{11/2}$	1.270	1.001	-0.167	-0.035	-1.197	0.497	0.199
^{151}Lu	$1h_{11/2}$	1.241	1.001	-0.167	-0.035	-0.896	0.490	0.199
$^{151}\text{Lu}^m$	$2d_{3/2}$	1.319	1.079	-0.167	-0.035	-4.796	0.858	0.199
^{155}Ta	$1h_{11/2}$	1.453	1.191	0.021	0.000	-2.538	0.422	0.324
^{156}Ta	$2d_{3/2}$	1.020	0.591	-0.063	0.001	-0.842	0.761	0.274
$^{156}\text{Ta}^m$	$1h_{11/2}$	1.122	0.693	-0.063	0.001	0.933	0.493	0.274
^{157}Ta	$3s_{1/2}$	0.935	0.771	-0.084	0.014	-0.527	0.797	0.257
$^{159}\text{Re}^m$	$1h_{11/2}$	1.720	1.301	0.085	0.003	-4.665	0.387 ^[43]	0.171
^{160}Re	$2d_{3/2}$	1.267	0.821	0.107	0.004	-3.045	0.507	0.137
^{161}Re	$3s_{1/2}$	1.197	0.761	0.128	0.018	-3.357	0.892	0.111
$^{161}\text{Re}^m$	$1h_{11/2}$	1.321	0.885	0.128	0.018	-0.678	0.290	0.111
$^{164}\text{Ir}^m$	$1h_{11/2}$	1.814	1.928	0.118	-0.007	-4.155	0.339 ^[43]	0.123
$^{165}\text{Ir}^m$	$1h_{11/2}$	1.740	1.311	0.129	0.006	-3.462	0.187	0.110
^{166}Ir	$2d_{3/2}$	1.152	0.711	0.140	-0.005	-0.824	0.415	0.098
$^{166}\text{Ir}^m$	$1h_{11/2}$	1.324	0.883	0.140	-0.005	-0.076	0.188	0.098
^{167}Ir	$3s_{1/2}$	1.070	0.731	0.151	-0.004	-1.028	0.912	0.088
$^{167}\text{Ir}^m$	$1h_{11/2}$	1.245	0.906	0.151	-0.004	0.848	0.183	0.088
^{170}Au	$2d_{3/2}$	1.472	0.981	0.129	0.007	-3.493	0.511	0.110
$^{170}\text{Au}^m$	$1h_{11/2}$	1.757	1.266	0.129	0.007	-2.973	0.137 ^[43]	0.110
^{171}Au	$3s_{1/2}$	1.448	0.961	0.129	-0.006	-4.770	0.848	0.110
$^{171}\text{Au}^m$	$1h_{11/2}$	1.707	1.220	0.129	-0.006	-2.654	0.087	0.110
^{176}Tl	$3s_{1/2}$	1.265	1.031	-0.115	-0.03	-2.284	0.926	0.233
^{177}Tl	$3s_{1/2}$	1.156	0.981	-0.115	-0.03	-1.176	0.733	0.233
$^{177}\text{Tl}^m$	$1h_{11/2}$	1.963	1.788	-0.115	-0.03	-3.346	0.022	0.233
^{185}Bi	$3s_{1/2}$	1.598 ^[46]	1.611	0.000	0.012	-4.191	0.011	0.400

3.1 $50 < Z < 84$ 区域质子放射核半衰期计算数据

首先, 在计算大量质子放射核的相关数据之前, 选取首个被实验观测到的基态质子放射核之一 ^{151}Lu 为例, 展示计算过程与详细结果, 以验证本文理论模型与实验结果的相符性. ^{151}Lu 的基态由一个偶偶核的子核 ^{150}Yb 和一个在球形极限下处于 $1h_{11/2}$ 轨道的 Gamow 态质子组成. 在它的所有衰变分支中, 质子放射性占主要成分, 分支比为 63.4%^[3]. 衰变能的实验值为 1.241 MeV^[3,40,41], 因此可以计算得到质子放射性半衰期的实验值为 127 ms. 为了便于展示, 在不考虑形变的情况下, 根据第 2 节中总结的理论模型计算了该轨道上的质子共振态, 如图 1 所示. 图中黑色、蓝色、红色三条实线和黄色虚线分别代表总势能、核势和 Coulomb 势以及质子 Gamow 态的能量实部 E_0 , 对应左侧的纵坐标轴; 绿色和紫色虚线代表求解出的质子 Gamow 态波函数的实部和虚部. 虽然根据 (7) 式的边界条件, 波函数在核外的较大区域中存在波动, 但仍主要分布在 Coulomb 势垒之内的母核中.

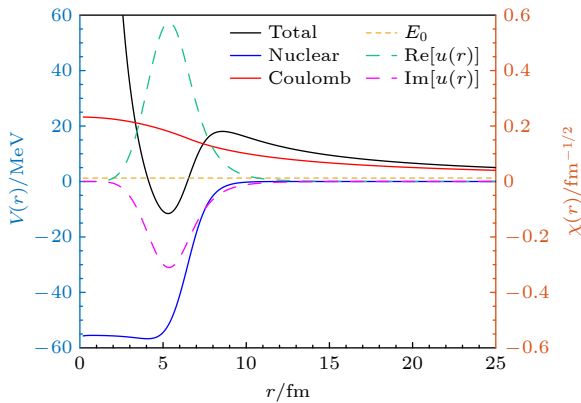


图 1 球形情况下 ^{151}Lu 质子发射核中的质子-子核相互作用势与 Gamow 态质子波函数. 实线代表势能的不同部分, 波函数实部 (绿色虚线) 和虚部 (紫色虚线) 对应右侧坐标轴, 其能量的实部如黄色水平虚线所示

Fig. 1. The daughter-proton interaction potential in ^{151}Lu in the spherical case and the Gamow state wave function of the emitted proton. The solid lines denotes different parts of potential, while the real part (green dashed line) and the imaginary part (purple dashed line) of the wave function are corresponding to the right axis with the real part of the energy as the yellow dotted horizontal line.

之后, 进一步考虑子核 ^{150}Yb 的四极和十六极形变. 使用 FRDM^[39] 计算结果中的形变参数 $\beta_2 = -0.167$ 和 $\beta_4 = -0.035$, 通过在各个方向改变

半径, 计算沿各个方向的衰变宽度, 取平均值后计算得到半衰期. 图 2 展示了子核的形变与各方向上的衰变宽度 $\Gamma(\theta)$, 其中蓝色虚线代表各方向上的 Woods-Saxon 势的半径 $R_N(\theta)$, 紫色实线代表对应的衰变宽度的角分布. 由于 ^{150}Yb 是 $\beta_2 < 0$ 的扁椭圆形核, 因此半径在沿对称轴方向上较小, 使得衰变宽度较窄; 而在垂直于对称轴方向, 半径和衰变宽度都达到了极大值. 进行角向的平均后, 再根据 RMF 理论计算得到的谱因子 $S_p = 0.49$, 计算得到形变情况下的半衰期结果为 70.2 ms, 与实验值在一定程度上相符.

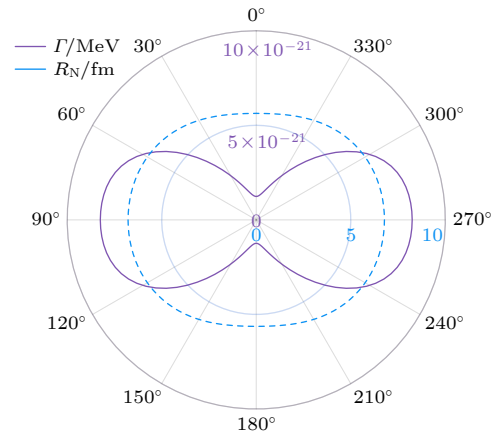


图 2 ^{151}Lu 核中子核 Woods-Saxon 半径的形变 (虚线) 与母核质子放射性衰变宽度的角分布 (实线)

Fig. 2. The angular distribution of the deformed radius (dashed line) and the decay width (solid line).

对理论模型进行验证后, 将该模型用于计算 $50 < Z < 84$ 区域的大量质子放射核的半衰期, 目前实验上发现的质子放射核大多集中在该区域中. 表 1 列出了这些核的相关数据, 包括质子轨道、子核形变参数、半衰期的实验值等. 为了分析质子发射对衰变能数据和谱因子数据的依赖性, 在表 1 的计算中分别使用了不同的数据. 对衰变能, 分别使用实验值 Q_{exp} ^[3] 和由 FRDM 原子核基态质量表计算得到的单质子分离能 Q_{FRDM} ^[39]; 对谱因子, 使用了 RMF 理论的计算结果 S_p^{RMF} ^[42,43] 和形变依赖的拟合公式 S_p^{fit} ^[13] 两组数据. 表 2 中的第 2 至 5 列展示了本文的几组理论计算结果. 由于不同质子放射核的半衰期的数量级相差较大, 因此表中的半衰期被取为对数形式. 为了更加直观地将计算结果与实验值进行对比, 计算了不同参数下的每个半衰期的值与实验值的差, 并将结果展示在图 3 中. 图中不同颜色与形状的点代表了使用不同衰变能和谱

表 2 本文的理论模型对一些质子放射核的半衰期的计算值, 使用表 1 中的两组谱因子和衰变能. 第 2, 3 列半衰期使用实验衰变能^[3,40,41]; 第 4, 5 列的半衰期使用由 FRDM 理论^[39]得到的衰变能 Q_{FRDM} 计算; 最后两列展示了其他理论计算得到的结果

Table 2. Data calculated by our theoretical model, using different spectroscopic factors and decay energies in Table 1. The second and third columns correspond to the experimental decay energy^[3,40,41], while the fourth and fifth columns correspond to the decay energy obtained by FRDM^[39] as Q_{FRDM} . The last two columns are the results of other theoretical works.

母核	基于实验衰变能		基于FRDM衰变能		其他理论研究结果	
	$\log_{10} T_{1/2}^{\text{RMF}}$	$\log_{10} T_{1/2}^{\text{fit}}$	$\log_{10} T_{1/2}^{\text{RMF}}$	$\log_{10} T_{1/2}^{\text{fit}}$	Ref. [11]	Ref. [44]
¹⁰⁹ I	-4.673	-3.809	-4.688	-3.824	-4.098	-3.507
¹¹² Cs	-3.587	-2.816	-4.823	-4.053	-3.261	-2.844
¹¹³ Cs	-5.746	-4.928	-1.171	-0.353	-5.599	-4.796
¹¹⁷ La	-2.884	-1.765	2.101	3.219	-2.699	-2.072
¹²¹ Pr	-2.840	-2.032	1.147	1.955	-3.020	-2.552
¹³⁰ Eu	-4.218	-2.468	-5.211	-3.461	-3.470	-3.121
¹³¹ Eu	-1.680	-1.379	-1.876	-1.575	-2.354	-2.141
¹³⁵ Tb	-3.279	-3.033	-2.652	-2.405	-3.647	-3.380
¹⁴⁰ Ho	-3.123	-1.545	-0.031	1.547	-1.909	-1.902
¹⁴¹ Ho	-2.013	-2.611	4.341	3.743	-2.878	-2.811
¹⁴¹ Ho ^m	-5.188	-5.007	0.549	0.729	-5.588	-5.783
¹⁴⁴ Tm	-5.435	-4.185	-1.044	0.206	-4.686	-5.216
¹⁴⁵ Tm	-5.603	-4.436	-0.355	0.812	-4.835	-5.401
¹⁴⁶ Tm	-1.214	0.120	2.058	3.393	-0.204	-1.272
¹⁴⁶ Tm ^m	-0.313	1.022	4.129	5.463	0.702	-0.999
¹⁴⁷ Tm	0.725	1.218	8.322	8.814	0.408	0.681
¹⁴⁷ Tm ^m	-3.591	-2.884	3.079	3.786	-3.728	-2.455
¹⁵⁰ Lu	-1.148	-0.750	2.250	2.647	-1.530	-1.199
¹⁵¹ Lu	-0.844	-0.452	2.248	2.639	-1.211	-0.911
¹⁵¹ Lu ^m	-5.053	-4.418	-2.304	-1.669	-5.213	-3.899
¹⁵⁵ Ta	-2.318	-2.204	1.191	0.509	-2.764	-2.397
¹⁵⁶ Ta	-0.986	-0.542	8.836	9.280	-0.901	-0.180
¹⁵⁶ Ta ^m	1.177	1.433	9.178	9.434	0.839	1.101
¹⁵⁷ Ta	-0.299	0.193	2.923	3.416	-0.505	-0.797
¹⁵⁹ Re ^m	-3.966	-3.610	-0.290	0.066	-4.399	-4.586
¹⁶⁰ Re	-3.136	-2.568	3.681	4.250	-3.438	-2.450
¹⁶¹ Re	-3.439	-2.533	3.901	4.807	-3.575	-3.277
¹⁶¹ Re ^m	-0.415	0.003	5.771	6.189	-0.910	-0.729
¹⁶⁴ Ir ^m	-4.152	-3.711	-4.890	-4.448	-4.577	-4.247
¹⁶⁵ Ir ^m	-3.392	-3.161	0.413	0.645	-4.051	-3.550
¹⁶⁶ Ir	-1.080	-0.454	7.189	7.814	-1.386	-0.801
¹⁶⁶ Ir ^m	0.255	0.537	6.672	6.953	-0.370	-0.344
¹⁶⁷ Ir	-1.142	-0.126	5.450	6.465	-1.186	-1.347
¹⁶⁷ Ir ^m	1.142	1.460	6.213	6.530	0.532	0.546
¹⁷⁰ Au	-4.130	-3.462	2.053	2.720	-4.331	-3.254
¹⁷⁰ Au ^m	-2.954	-2.857	1.592	1.688	-3.693	-3.330
¹⁷¹ Au	-4.954	-4.066	1.332	2.220	-5.028	-4.460
¹⁷¹ Au ^m	-2.390	-2.491	2.344	2.243	-3.313	-2.992
¹⁷⁶ Tl	-2.470	-1.871	0.799	1.397	-2.451	-2.361
¹⁷⁷ Tl	-0.978	-0.481	1.742	2.239	-1.035	-1.263
¹⁷⁷ Tl ^m	-3.149	-4.174	-1.962	-2.988	-4.611	-3.543
¹⁸⁵ Bi	-3.383	-4.944	-3.495	-5.055	-5.214	-4.730

因子数据时半衰期的计算结果, 其中图 3(a) 对应由拟合方法得到的谱因子, 而图 3(b) 则代表 RMF 理论计算的谱因子, 图中黄色区域代表计算值与实验值的差距在 1 个数量级以内. 在上述两种谱因子的情况下, 当使用 FRDM 计算得到的单质子分离能时, 半衰期与实验值的均方根偏差

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum (\log_{10} T_{1/2} - \log_{10} T_{1/2}^{\text{exp}})^2}{N}}$$

分别为 $\sigma(Q_{\text{FRDM}}, S_p^{\text{RMF}}) = 4.90$ 以及 $\sigma(Q_{\text{FRDM}}, S_p^{\text{fit}}) = 5.38$; 而在使用衰变能的实验值时, 对于两种谱因子, 两个均方根偏差则分别为 $\sigma(Q_{\text{exp}}, S_p^{\text{RMF}}) = 0.46$ 和 $\sigma(Q_{\text{exp}}, S_p^{\text{fit}}) = 0.66$, 在这种情况下本文所使用的理论模型可以实现质子放射性半衰期较准确的计算. 此外, 在表 2 中的最后两列也展示了该结果与其他理论模型的两组计算结果的对比, 分别使用了解析的半经典求解方法 [11] 和拓展的 Geiger-Nuttall 定律公式 [44]. 上述两组结果以及本文使用实验衰变能和 RMF 谱因子的结果与实验半衰期的对数值的差值展示在图 4 中. 这两组结果与实验值的均方根偏差分别为 0.60 和 0.38, 与本文对应参数情况下的均方根偏差 $\sigma(Q_{\text{exp}}, S_p^{\text{RMF}}) = 0.46$ 相近, 因此这几种理论模型都可以对质子放射性的半衰期进行较为精确的计算.

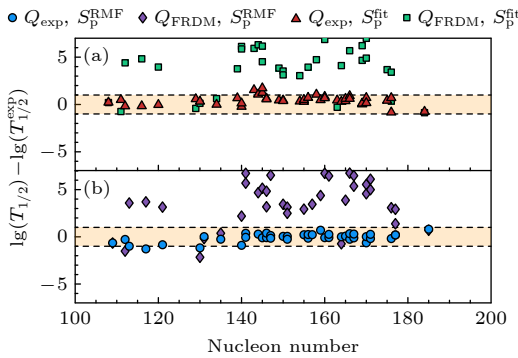


图 3 本文的理论模型在实验衰变能和 FRDM 衰变能参数下对半衰期的计算误差 (a) 使用拟合得到的谱因子; (b) 使用 RMF 理论得到的谱因子. 阴影部分代表对数下的计算值与实验值相差在 1 以内
Fig. 3. Errors of the theoretical model in experimental and FRDM decay energies: (a) Using the spectroscopic factor by fitting; (b) using the spectroscopic factor of RMF theory. The shaded region indicates that the difference between our calculated value and the experimental value under logarithmic conditions is smaller than 1.

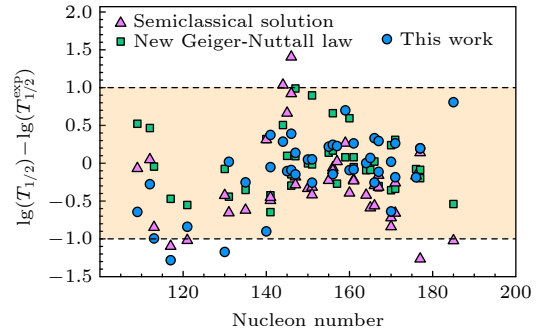


图 4 本文的计算结果和其他理论的结果 (包括解析的半经典计算 [11] 与拓展的 Geiger-Nuttall 定律 [44]) 与实验值的对比. 横轴代表母核的核子数, 纵轴代表各组半衰期计算结果与实验值的对数的差值
Fig. 4. The difference between this work and other theoretical methods (including an analytic semiclassical solution [11] and the new Geiger-Nuttall law [44]). The horizontal axis denotes the nucleon number of the parent nucleus, while the vertical axis illustrates the difference between the logarithms of the calculated and experimental half-lives.

3.2 对更轻的质子放射核数据的理论预言

近年来, 随着对质子滴线外的不稳定核的探索, 有越来越多更轻的质子非束缚核被发现, 并发展到了 $Z < 50$ 的区域. 然而, 其中有大量可能的质子放射核的半衰期仍未通过实验确定 [47]. 因此, 关于 $Z < 50$ 区域的核的半衰期数据的理论计算, 对实验上进一步研究这些具有极端中质子比的核的性质具有重要的价值. 以已经被实验证实存在质子放射性的 ^{89}Rh 为例, 其发射质子的轨道处于 $\ell = 4$, $j^\pi = 9/2^+$ 态. 实验表明其衰变能小于 1 MeV [47], 因此这里采用 FRDM 理论的计算值 0.964 MeV 作为衰变能. RMF 理论给出 ^{89}Rh 的谱因子为 0.56 [48], 由形变参数拟合 [13] 得到的谱因子为 0.158. 在这两种谱因子的情况下, 本文的理论模型计算得到的半衰期分别为 274 ns 和 972 ns, 位于亚微秒量级, 与 3.1 节中其他较重的质子放射核有显著差异, 反映出不同壳层中质子放射核的不同性质.

之后, 为了更全面地研究 $Z = 50$ 幻数以下的更轻的质子放射核的性质, 根据 NNDC [3] 中的单质子分离能, 结合先前的研究中对该区域质子滴线位置的预测 [48], 本文对更多的 $Z = 30$ 到 $Z = 50$ 范围内 fpg 壳层的奇 Z 质子放射核进行了计算. 根据 3.1 节中的分析, 为了尽可能精确地计算半衰期, 使用 NNDC 中的单质子分离能实验值作为质子发射的衰变能 Q [3]. 在这些核中存在较多的尚未被实

验测量的核, 因此对于缺失实验值的核, 该数据库中使用 AME 2020 质量表中利用 TMS (trends from the mass surface) 质量评价值得到的衰变能, 本文的数据表中将使用#符号上标标注这些衰变能^[40,41]. 虽然 RMF 的谱因子和拟合得到的谱因子在半衰期计算结果的准确性上相似, 但由于本节中计算的质子放射核位于不同的壳层, 因此这里不再选用先前根据 $Z = 50$ 到 $Z = 84$ 范围内的质子放射核数据得到的拟合形式, 而是使用相对论 Hartree-Bogoliubov(RHB) 模型的系统计算给出的谱因子^[48]. 其他原子核参数的来源与 3.1 节中的计算相同. 球形极限下的质子轨道是根据该壳层中的 Nilsson 能级和部分已知的自旋-宇称数据得到的^[3,38]. 表 3 为这些更轻的质子放射核的数据和计算结果, 其中前两列为母核及其发射的质子的轨道, 第 3 列为根据单质子分离能^[3]得到的衰变能, 第 4, 5 列为其子核的基态四极和十六极形变^[39], 第 6 列为 RHB 方法计算的谱因子, 最后一列则为本文使用以上参数得到的质子放射性半衰期的计算值. 为了展示这些预测半衰期的分布规律, 图 5 展示了这些核的质子放射性半衰期预言值的对数与母核的质子数和衰变能之间的关系. 在 fpg 壳层中, 发射的准束缚质子可能处于 $\ell = 1, 3, 4$ 的态, 在图中分别以不同的图形展示. 可以看出, 对于发射相同角动量的质子发射核, 半衰期和衰变能之间存在较为明显的依赖关系. 由于相似的物理机制, α 衰变中的 Geiger-Nuttall 定律也适用于质子放射性, 因此本文按照该定律给出的半衰期和衰变能的关系

$$\log_{10} T_{1/2} = aQ^{-1/2} + b, \quad (10)$$

分别对不同 ℓ 的质子放射核的预测进行拟合, 得到的结果如图 5(b) 中的各虚线所示. 对相同角动量的质子, 当衰变能增加时, 共振态质子隧穿通过势垒的概率越高, 对应的半衰期越短. 该拟合结果表明质子放射性与 α 衰变有相似的物理机制. 此外, 值得注意的是, 与表 1 中列出的目前实验发现的质子放射核相比, 本文预言的 fpg 壳层中更轻质子放射核的半衰期相对更短, 分布在 $10^{-4} - 10^{-16}$ s 数量级之间. 这一时间尺度对于传统放射性测量技术而言具有相当大的挑战, 然而, 近年来, 随着更多的轻质子非束缚核的实验探测, 有更多的实验方法扩展了传统方法测量半衰期的范围, 提高了实验的

表 3 对 fpg 壳层中可能的质子放射核的半衰期的理论预言. 其中衰变能 Q 根据 NNDC 数据库和 AME 2020 质量表中的单质子分离能实验值计算得到^[3,40,41] (#上标表示该数值为 AME 2020 中的评价价值), 形变参数 $\beta_{2,4}$ 和谱因子 S_p^{RHB} 则分别由 FRDM^[39] 和 RHB^[48] 的计算结果得到. 最后一列为本文预言的质子放射性半衰期 (单位: s) 的对数

Table 3. The theoretical prediction on the half-lives of fpg-shell possible proton emitters. The decay energy Q is taken from the proton separation energy in NNDC and AME 2020^[3,40,41] (The superscript # denotes values that are not obtained from purely experimental data in AME 2020), and the deformation parameters $\beta_{2,4}$ and spectroscopic factor S_p^{RHB} are obtained by the results of FRDM^[39] and RHB^[48], respectively. The predicted half-lives (unit: s) using our model are listed in the last column.

母核	质子轨道	Q/MeV	β_2	β_4	S_p^{RHB}	$\log_{10} T_{1/2}^{\text{pred}}$
⁶⁰ Ga	2p _{3/2}	0.340#	0.106	0.041	0.53	-5.140
⁶³ As	2p _{3/2}	1.350#	0.184	0.014	0.61	-15.627
⁶⁸ Br	1f _{5/2}	0.500#	0.220	-0.082	0.80	-5.071
⁶⁹ Br	1f _{5/2}	0.640	0.233	-0.106	0.78	-7.489
⁷² Rb	1f _{5/2}	0.710#	-0.357	0.022	0.83	-7.713
⁷³ Rb	1f _{5/2}	0.640	-0.366	0.025	0.83	-6.751
⁷⁵ Y	1g _{9/2}	1.720#	0.401	0.001	0.92	-12.882
⁷⁶ Y	1g _{9/2}	1.080#	0.402	-0.012	0.84	-9.505
⁸¹ Nb	1g _{9/2}	1.110#	0.430	-0.047	0.12	-8.391
⁸⁴ Tc	1f _{5/2}	1.350#	0.492	-0.021	0.90	-11.544
⁸⁸ Rh	1g _{9/2}	1.580#	-0.243	-0.101	0.73	-10.976
⁹² Ag	1g _{9/2}	1.350#	-0.011	0.000	0.56	-9.074
⁹³ Ag	1g _{9/2}	1.090#	0.000	0.000	0.39	-6.967
⁹⁶ In	1g _{9/2}	1.680#	0.053	0.001	0.49	-10.374
⁹⁷ In	1g _{9/2}	0.890#	-0.021	0.000	0.19	-3.965

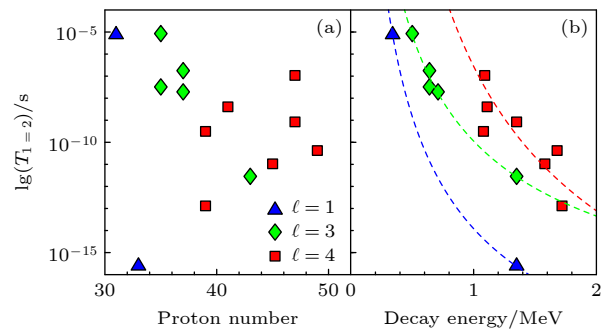


图 5 本文理论预言的质子数 30—50 的一系列质子放射核的半衰期, 及其与 (a) 母核质子数和 (b) 实验衰变能之间的关系, 其中与衰变能的关系符合 Geiger-Nuttall 定律, 如图中虚线所示

Fig. 5. The predicted half-lives for serial proton emitters in the range of $Z = 30$ to $Z = 50$ in this work, and the dependence on (a) the proton number of parent nuclei and (b) the decay energy, which is consistent to the Geiger-Nuttall law as the dashed lines.

灵敏度,适用于 ns 到 ps 数量级范围内的更短的半衰期的测量,如飞行中衰变技术^[49,50]等,有望推动对更短寿命的极端丰质子核结构和放射性行为的进一步研究.

4 结 论

综上所述,本文首先回顾了形变情况下的质子放射性的量子隧穿模型,之后使用 Woods-Saxon 核势结合自旋-轨道相互作用和 Coulomb 势,对目前实验上已经观测到的大量质子放射性核的半衰期数据进行了计算,并与实验值对比.为了分析不同的核数据对计算结果的影响,分别使用了实验衰变能和 FRDM 理论计算的衰变能,以及 RMF 理论谱因子和形变依赖的拟合谱因子.结果表明质子放射性对衰变能非常敏感,在使用实验衰变能的情况下,计算值与实验数据比较符合.此外,基于现有的实验,也对该壳层下方另一壳层中已被实验确定的较轻的质子发射核 ^{89}Rh 的半衰期进行了理论预言,对两种谱因子, ^{89}Rh 的半衰期的预言值分别为 274 和 972 ns.此外,对其他质子数在 30—50 之间的质子非束缚核的质子放射性半衰期作出了理论预言,发现其相对于目前发现的更重的质子放射性核具有相对更短的半衰期.最后,系统整理了本工作中理论计算和预言的大量的质子放射核的质子放射性半衰期数据集,范围从 ^{60}Ga 到 ^{185}Bi .希望本工作能为未来关于质子滴线附近核的实验提供理论参考.

数据可用性声明

支撑本研究成果的数据集可在科学数据银行 <https://www.doi.org/10.57760/sciencedb.27551> 中访问获取.

参考文献

- [1] Ren Z Z, Xu G O 1991 *Acta Phys. Sin.* **40** 1229 (in Chinese) [任中洲, 徐躬耦 1991 物理学报 **40** 1229]
- [2] Ding B G, Lu D H, Zhang D L 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 6905 (in Chinese) [丁斌刚, 鲁定辉, 张大立 2007 物理学报 **56** 6905]
- [3] National Nuclear Data Center <https://www.nndc.bnl.gov> [2025-09-10]
- [4] Sarmiento L G, Roger T, Giovino J, Brown B A, Blank B, Rudolph D, Kankainen A, Alvarez-Pol H, Raj A A, Ascher P, Block M, Caamaño-Fresco M, Caceres L, Canete L, Cox D M, Eronen T, Fahlander C, Fernández-Domínguez B, Forsberg U, Lois-Fuentes J, Gerbaux M, Gerl J, Golubev P, Grévy S, Grinyer G F, Habermann T, Hakala J, Jokinen A, Kamalou

- O, Kojouharov I, Kolhinen V S, Koponen J, Kurz N, Lalović N, Lorenz C, Mauss B, Mentana A, Moore I D, Ortega Moral A, Pancin J, Papadakis P, Pibernat J, Piot J, Pohjalainen I, Reimikainen J, Rinta-Antila S, Schaffner H, Sorlin O, Stodel C, Thomas J C, Versteegen M, Voss A 2023 *Nat. Commun.* **14** 5961
- [5] Giovino J, Roger T, Blank B, Rudolph D, Brown B A, Alvarez-Pol H, Arokia Raj A, Ascher P, Caamaño-Fresco M, Caceres L, Cox D M, Fernández-Domínguez B, Lois-Fuentes J, Gerbaux M, Grévy S, Grinyer G F, Kamalou O, Mauss B, Mentana A, Pancin J, Pibernat J, Piot J, Sorlin O, Stodel C, Thomas J C, Versteegen M 2021 *Nat. Commun.* **12** 4805
- [6] Ye Y L, Yang X F, Sakurai H, Hu B S 2024 *Nat. Rev. Phys.* **7** 21
- [7] Karny M, Rykaczewski K, Grzywacz R K, Batchelder J C, Bingham C R, Goodin C, Gross C J, Hamilton J H, Korgul A, Królak W, Liddick S N, Li K, Maier K H, Mazzocchi C, Piechaczek A, Rykaczewski K, Schapira D, Simpson D, Tantawy M N, Winger J A, Yu C H, Zganjar E F, Nikolov N, Dobaczewski J, Kruppa A T, Nazarewicz W, Stoitsov M V 2008 *Phys. Lett. B* **664** 52
- [8] Zhang W, Cederwall B, Aktas O, Liu X, Ertoprak A, Nyberg A, Auranen K, Alayed B, Badran H, Boston H, Doncel M, Forsberg U, Grahm T, Greenlees P T, Guo S, Heery J, Hilton J, Jenkins D, Julin R, Juutinen S, Luoma M, Neuvonen O, Ojala J, Page R D, Pakarinen J, Partanen J, Paul E S, Petrache C, Rakhila P, Ruotsalainen P, Sandzelius M, Sarén J, Szwec S, Tann H, Uusitalo J, Wadsworth R 2022 *Commun. Phys.* **5** 285
- [9] Auranen K, Seweryniak D, Albers M, Ayangeakaa A D, Bottoni S, Carpenter M, Chiara C J, Copp P, David H M, Doherty D T, Harker J, Hoffman C R, Janssens R V F, Khoo T L, Kuvin S A, Lauritsen T, Lotay G, Rogers A M, Scholey C, Sethi J, Talwar R, Walters W B, Woods P J, Zhu S 2019 *Phys. Lett. B* **792** 187
- [10] Jackson K P, Cardinal C U, Evans H C, Jelley N A, Cerny J 1970 *Phys. Lett. B* **33** 281
- [11] Delion D S, Dumitrescu A 2021 *Phys. Rev. C* **103** 054325
- [12] Ni D D, Ren Z Z 2015 *Annals Phys.* **358** 108
- [13] Zhang D M, Qi L J, Gui H F, Luo S, He B, Wu X J, Li X H 2023 *Phys. Rev. C* **108** 024318
- [14] Qian Y B, Ren Z Z 2016 *Eur. Phys. J. A* **52** 68
- [15] Cheng J H, Pan X, Zou Y T, Li X H, Zhang Z, Chu P C 2020 *Eur. Phys. J. A* **56** 273
- [16] Routray T R, Mishra A, Tripathy S K, Behera B, Basu D N 2012 *Eur. Phys. J. A* **48** 77
- [17] Esbensen H, Davids C N 2000 *Phys. Rev. C* **63** 014315
- [18] Ferreira L S, Maglione E, Ring P 2011 *Phys. Lett. B* **701** 508
- [19] Tsunoda N, Otsuka T, Takayanagi K, Shimizu N, Suzuki T, Utsuno Y, Yoshida S, Ueno H 2020 *Nature* **587** 66
- [20] Jain A, Parab P, Saxena G, Aggarwal M 2024 *Sci. Rep.* **14** 28368
- [21] Wang Z, Bai D, Ren Z Z 2022 *Phys. Rev. C* **105** 024327
- [22] Wang Z, Ren Z Z 2022 *Phys. Rev. C* **106** 024311
- [23] Xing F Z, Le X K, Wang N, Wang Y Z 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 112301 (in Chinese) [邢凤竹, 乐先凯, 王楠, 王艳召 2025 物理学报 **74** 112301]
- [24] Wang Z, Ren Z Z 2023 *Phys. Rev. C* **108** 024306
- [25] Sheng Z Q, Shu L P, Meng Y, Hu J G, Qian J F 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 162302 (in Chinese) [圣宗强, 舒良萍, 孟影, 胡继刚, 钱建发 2014 物理学报 **63** 162302]
- [26] Xing F Z, Cui J P, Wang Y Z, Gu J Z 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 062301 (in Chinese) [邢凤竹, 崔建坡, 王艳召, 顾建中 2022

物理学报 71 062301]

- [27] Delion D S, Ghinescu S 2025 *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **52** 055105
- [28] Maglione E, Ferreira L S, Liotta R J 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 538
- [29] Buck B, Merchant A C, Perez S M 1992 *Phys. Rev. C* **45** 1688
- [30] Talou P, Strottman D, Carjan N 1999 *Phys. Rev. C* **60** 054318
- [31] Bhagwat A, Viñas X, Centelles M, Schuck P, Wyss R 2010 *Phys. Rev. C* **81** 044321
- [32] Wu Z Y, Qi C, Wyss R, Liu H L 2015 *Phys. Rev. C* **92** 024306
- [33] Bykhalo G I, Orlin V N, Stopani K A 2021 arXiv: 2107.08245[nucl-th]
- [34] Sheng Z Q, Fan G W, Qian J F, Hu J G 2015 *Eur. Phys. J. A* **51** 40
- [35] Delion D S 2010 *Theory of Particle and Cluster Emission* (Berlin: Springer-Verlag) pp45–49
- [36] Åberg S, Semmes P B, Nazarewicz W 1997 *Phys. Rev. C* **56** 1762
- [37] Delion D S, Liotta R J, Wyss R 2006 *Phys. Rep.* **424** 113
- [38] Kondev F G, Wang M, Huang W J, Naimi S, Audi G 2021 *Chin. Phys. C* **45** 030001
- [39] Möller P, Sierk A J, Ichikawa T, Sagawa H 2016 *Atom. Data Nucl. Data Tables* **109–110** 1
- [40] Huang W J, Wang M, Kondev F G, Audi G, Naimi S 2021 *Chin. Phys. C* **45** 030002
- [41] Wang M, Huang W J, Kondev F G, Audi G, Naimi S 2021 *Chin. Phys. C* **45** 030003
- [42] Zhang H F, Wang Y J, Dong J M, Li J Q, Scheid W 2010 *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **37** 085107
- [43] Soylu A, Koyuncu F, Gangopadhyay G, Dehghani V, Alavi S A 2021 *Chin. Phys. C* **45** 044108
- [44] Chen J L, Xu J Y, Deng J G, Li X H, He B, Chu P C 2019 *Eur. Phys. J. A* **55** 214
- [45] Davids C N, Woods P J, Mahmud H, Davinson T, Heinz A, Ressler J J, Schmidt K, Seweryniak D, Shergur J, Sonzogni A A, Walters W B 2004 *Phys. Rev. C* **69** 011302
- [46] Poli G L, Davids C N, Woods P J, Seweryniak D, Carpenter M P, Cizewski J A, Davinson T, Heinz A, Janssens R V F, Lister C J, Ressler J J, Sonzogni A A, Uusitalo J, Walters W B 2001 *Phys. Rev. C* **63** 044304
- [47] Čeliković I, Lewitowicz M, Gernhäuser R, Krücken R, Nishimura S, Sakurai H, Ahn D S, Baba H, Blank B, Blazhev A, Boutachkov P, Browne F, de France G, Doornenbal P, Faestermann T, Fang Y, Fukuda N, Giovannazzo J, Goel N, Górska M, Ilieva S, Inabe N, Isobe T, Jungclaus A, Kameda D, Kim Y K, Kwon Y K, Kojouharov I, Kubo T, Kurz N, Lorusso G, Lubos D, Moschner K, Murai D, Nishizuka I, Park J, Patel Z, Rajabali M, Rice S, Schaffner H, Shimizu Y, Sinclair L, Söderström P A, Steiger K, Sumikama T, Suzuki H, Takeda H, Wang Z, Watanabe H, Wu J, Xu Z 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 162501
- [48] Lalazissis G A, Vretenar D, Ring P 2001 *Nucl. Phys. A* **679** 481
- [49] Xu X D, Mukha I, Grigorenko L V, Scheidenberger C, Acosta L, Casarejos E, Chudoba V, Ciemny A A, Dominik W, Duénas-Díaz J, Dunin V, Espino J M, Estradé A, Farinon F, Fomichev A, Geissel H, Golubkova T A, Gorshkov A, Janas Z, Kamiński G, Kiselev O, Knöbel R, Krupko S, Kuich M, Litvinov Y A, Marquinez-Durán G, Martel I, Mazzocchi C, Nociforo C, Ordúz A K, Pfützner M, Pietri S, Pomorski M, Prochazka A, Rymzhanova S, Sánchez-Benítez A M, Sharov P, Simon H, Sitar B, Slepnev R, Stanoiu M, Strmen P, Szarka I, Takechi M, Tanaka Y K, Weick H, Winkler M, Winfield J S 2018 *Phys. Rev. C* **97** 034305
- [50] Xu X D, Mukha I, Li J G, Wang S M, Acosta L, Bajzek M, Casarejos E, Cortina-Gil D, Espino J M, Fomichev A, Geissel H, Gómez-Camacho J, Grigorenko L V, Kiselev O, Korshennikov A A, Kostyleva D, Kurz N, Litvinov Y A, Martel I, Nociforo C, Pfützner M, Rodríguez-Tajes C, Scheidenberger C, Stanoiu M, Stümmerer K, Weick H, Woods P J, Zhukov M V 2025 *Phys. Rev. Lett.* **135** 022502

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

Theoretical calculations on half-lives of spontaneous one-proton radioactivity*

WANG Hanlin¹⁾ WANG Zhen¹⁾ REN Zhongzhou^{1)2)†}

1) (*School of Physics Science and Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China*)

2) (*Key Laboratory of Advanced Micro-Structure Materials, Ministry of Education, Tongji University, Shanghai 200092, China*)

(Received 10 September 2025; revised manuscript received 11 November 2025)

Abstract

Studying unstable nuclei beyond the nucleon drip line is an important method to study the nuclear interaction and structure in the extremely neutron- or proton-rich systems. Various nuclides beyond the proton drip line mainly decay through spontaneous one-proton emission. Using deformed Woods-Saxon potential, spin-orbit potential, and expanded Coulomb potential to construct the daughter-proton potential, the half-life data of various proton emitters are systematically calculated based on the quantum tunneling model and the microscopic Gamow state theory. By using nuclear data from different sources and comparing them with the measurements, the dependence of proton emission on decay energy and spectroscopic factors is evaluated. Additionally, based on previous observations, the half-life of the possibly lighter proton emitter in the fpg-shell below has been theoretically predicted. Our results are compiled into a comprehensive dataset of half-lives for both experimentally confirmed emitters ($50 < Z < 84$) and theoretically predicted emitters ($30 < Z < 50$), providing a useful reference for future experimental investigations related to the proton drip line. The datasets presented in this paper, including our results of calculation, are openly available at <https://www.doi.org/10.57760/sciencedb.27551>.

Keywords: decay by proton emission, lifetimes and widths

DOI: [10.7498/aps.75.20251244](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251244)

CSTR: [32037.14.aps.75.20251244](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251244)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12535009, 12035011, 12447114, 12505139), the National Key R & D Program of China (Grant No. 2023YFA1606503), the Postdoctoral Fellowship Program of CPSF (Grant No. GZB20240560), and the China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 2025M773404).

† Corresponding author. E-mail: zren@tongji.edu.cn

自发单质子放射性核半衰期数据的理论计算

王翰林 王震 任中洲

Theoretical calculations on half-lives of spontaneous one-proton radioactivity

WANG Hanlin WANG Zhen REN Zhongzhou

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 020106 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251244

CSTR: 32037.14.aps.75.20251244

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251244>

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

探测器高能伽马效率刻度用放射性核素⁵⁶Co的衰变数据

Decay data of radionuclide ⁵⁶Co for high-energy gamma efficiency calibration of detectors

物理学报. 2025, 74(19): 190601 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250743>

原子核 β 衰变寿命经验公式

An empirical formula of nuclear β -decay half-lives

物理学报. 2024, 73(6): 062301 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231653>

激发态丰质子核的双质子发射

Two-proton emission from excited states of proton-rich nuclei

物理学报. 2022, 71(6): 062301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211839>

80.5 MeV/u碳离子诱发铜靶的放射性剩余产物测量

Measurement of radioactive residual nuclides induced in Cu target by 80.5 MeV/u carbon ions

物理学报. 2021, 70(7): 072501 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201503>

高性能PIN-硅探测器的研制及其在高能放射性核束实验中的应用测试

Development of high performance PIN-silicon detector and its application in radioactive beam physical experiment

物理学报. 2023, 72(12): 122902 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230213>

强激光场对原子核 α 衰变的影响

Influence of strong laser field on nuclear α decay

物理学报. 2024, 73(6): 062101 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231627>