

激发态丰质子核的双质子发射

邢凤竹 崔建坡 王艳召 顾建中

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

Xing Feng-Zhu Cui Jian-Po Wang Yan-Zhao Gu Jian-Zhong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 062301 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20211839

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211839>

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

铯原子激发态双色偏振光谱

Investigation of the two-color polarization spectroscopy between the excited states based on cesium atoms

物理学报. 2019, 68(11): 113201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181872>

利用飞秒受激拉曼光谱技术研究Pyranine分子激发态质子传递过程

Excited state proton transfer processes of pyranine studied by femtosecond stimulated Raman spectroscopy

物理学报. 2020, 69(19): 198201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200230>

利用质子能损检测气体靶区有效靶原子密度的实验研究

Experimental investigation on diagnosing effective atomic density in gas-type target by using proton energy loss

物理学报. 2018, 67(4): 044101 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172028>

运用理想光子禁带模型实现对激发态原子系统演化的调控

Control of evolutionary atomic system of excited atom by using ideal photonic band-gap model

物理学报. 2018, 67(9): 094205 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172050>

液滴在不同润湿性表面上蒸发时的动力学特性

Dynamics of evaporating drop on heated surfaces with different wettabilities

物理学报. 2018, 67(11): 114702 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180159>

苯乙炔分子电子激发态超快动力学研究

Ultrafast dynamics of electron excited states of phenylacetylene

物理学报. 2021, 70(5): 053302 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201473>

激发态丰质子核的双质子发射*

邢凤竹¹⁾²⁾ 崔建坡¹⁾²⁾ 王艳召^{1)2)3)†} 顾建中^{3)‡}

1) (石家庄铁道大学数理系, 石家庄 050043)

2) (石家庄铁道大学应用物理研究所, 石家庄 050043)

3) (中国原子能科学研究院, 北京 102413)

(2021年10月3日收到; 2021年11月9日收到修改稿)

将有效液滴模型和推广的液滴模型推广至激发态丰质子核的双质子发射半衰期研究, 发现这两个模型都能较好地再现双质子发射半衰期的实验数据. 基于这两个模型预言了一些核的激发态的双质子发射的半衰期, 为将来的实验提供参考, 并将上述半衰期与统一裂变模型给出的半衰期进行了比较和分析. 此外, 以⁹⁴Ag的21⁺激发态的双质子发射为例, 讨论了衰变能和衰变过程中带走的轨道角动量对其半衰期的影响, 发现半衰期对它们的依赖很敏感, 半衰期对衰变能的强烈依赖表明了精确测量核质量和激发能的重要性和必要性.

关键词: 双质子发射, 激发态, 半衰期, 有效液滴模型, 推广的液滴模型

PACS: 23.50.+z, 21.10.Re, 21.10.Tg, 21.60.-n

DOI: 10.7498/aps.71.20211839

1 引言

20世纪60年代, 前苏联核物理学家 Goldansky^[1,2] 指出, 位于质子滴线外侧的原子核可能存在双质子(2p)发射. 1983年, 美国劳伦斯伯克利国家实验室的科研人员^[3] 从²²Al的 β 衰变后的激发态子核中首次发现了2p发射, 即 β 缓发2p发射(β 2p). 此后, 人们发现了更多的 β 2p发射核, 如²³Si^[4], ²⁶P^[5], ²⁷S^[6]及⁵⁰Ni^[7]等. 除通过 β 衰变布居激发态, 人们利用核反应手段从¹⁴O^[8], ¹⁷, ¹⁸Ne^[9-12]等核的激发态中观察到了2p发射现象. 但 Goldansky 预言的2p发射与上述激发态的2p发射有所不同. 他预言的是核基态2p发射, 其衰变寿命约大于 10^{-12} s, 且发射道能级比单质子(1p)发射子核能级低, 又叫做真正的2p发射^[1,13]. 由于对关联效应, 只有偶Z核才有可能发生真正的2p发射,

所以, 那些核的1p发射道是禁戒的. 然而, 在实验上产生滴线附近的核是非常困难, 以致于长期以来人们没有观测到真正的2p发射. 2002年, 法国国家重离子加速器和德国重离子研究中心的科研人员各自独立地从⁴⁵Fe的基态中观测到了真正的2p发射现象, 观测到的2p发射数分别为12个和3个, 半衰期分别为 $4.7_{-1.4}^{+3.4}$ ms和 $3.2_{-1.0}^{+2.6}$ ms^[14,15]. 之后, 人们又陆续合成了更多的基态2p发射核, 如⁴⁸Ni^[16-19], ⁵⁴Zn^[20,21]和⁶⁷Kr^[22], 并观测到它们的2p发射的半衰期为ms量级, 寿命较长. 到目前为止, 长寿命的基态2p发射核只发现了这4个. 此外, 实验上人们还发现了若干个短寿命的基态双质子发射核, 如⁶Be^[23], ¹²O^[24-27], ¹⁶Ne^[25,28]及¹⁹Mg^[29], 它们的半衰期大约为ps量级.

自2p发射现象被预言以来, 人们提出了多种模型来描述2p发射的物理过程. 一般情况下, 2p发射可用如下3种图像来描述^[30-32]: 1) 认为两

* 国家自然科学基金(批准号: U1832120, 11675265)、河北省自然科学基金(批准号: A2020210012, A2021210010)、稳定基础研究支持项目(批准号: WDJC-2019-13)和领创科研项目(批准号: LC192209000701)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yanzhaowang09@126.com

‡ 通信作者. E-mail: jzgu1963@ciae.ac.cn

个质子的关联很强, 形成一个 $1S_0$ 准束缚态后被发射出来, 然后两个质子再分开, 即“ ^2He ”结团发射; 2) 假设核芯与两个核子同时分开, 两个发射出来的质子仅与末态相互作用有关, 也就是三体发射; 3) 认为是两次级联的 $1p$ 发射, 即初态核先发射一个质子到中间态, 然后发射一个质子到末态. 由于前两种机制与核结构相关, 所以它们自然就成了人们关注的对象. 通过测量发射出的两个质子间的动量和角关联, 可以获得核子波函数的具体形态及核子间的相互作用等信息, 因而双质子发射对质子滴线核结构的研究有着极其重要的意义 [33]. 另外, $2p$ 发射过程与天体核演化中的 $(2p, \gamma)$ 和 $(\gamma, 2p)$ 过程密切相关, 因此, 对核天体物理的研究也非常重要 [34]. 所以, $2p$ 发射的研究成了当前核物理研究领域备受人们关注的前沿课题.

在理论研究方面, 人们通过考虑核形变、连续态及组态混合等物理因素, 发展了多种用于 $2p$ 发射的理论方法, 不同程度地再现了 $2p$ 发射半衰期的实验数据 [35–45]. 2017年, Gonçalves等 [46] 将有效液滴模型 (effective liquid drop model, ELDM) 推广至基态 $2p$ 发射研究, 计算得到的半衰期与实验数据符合得很好. 2020年, 我们在 Gonçalves等研究工作的启发下, 通过引入参数化的谱因子, 将推广的液滴模型 (generalized liquid drop model, GLDM) 用于基态 $2p$ 发射的半衰期的计算, 发现计算结果也能很好地符合实验数据 [47,48]. 在利用这两个模型的计算过程中, 将 $2p$ 发射视作 ^2He 结团的衰变过程, 类似于核内阿尔法粒子的衰变 [49,50]. 我们知道, 除基态原子核外, 一些处于激发态的原子核也会发生 $2p$ 发射现象. 最近, 我们利用统一裂变模型 (unified fission model, UFM) 系统地研究了激发态原子核 $2p$ 发射的半衰期, 发现计算结果可以很好地再现实验数据 [51]. 那么, ELDM 和 GLDM 是否适用于激发态原子核的 $2p$ 发射研究就成了值得探讨的问题. 人们多年来积累的激发态原子核 $2p$ 衰变的实验数据 [8–12,52–56] 便为检验 ELDM 和 GLDM 的预言能力提供了很好的场所.

基于上述分析, 本文在 Gonçalves等 [46] 和我们以前的研究工作 [47,48,51] 的基础之上, 将 ELDM 和 GLDM 推广至激发态原子核的 $2p$ 发射研究. 本文第 2 节主要介绍理论模型的基本框架; 第 3 节是计算结果与讨论; 最后是总结.

2 理论方法简介

2.1 ELDM 简介

ELDM 将带电粒子的发射视作超非对称裂变, 可以很好地描写阿尔法衰变、结团发射、冷裂变和质子发射等物理过程 [57–62]. 该模型用两个相交的球来表示在衰变过程中的变形核的形状. 为了描述该物理过程, 该模型引入了 4 个独立的变量: R_1 , R_2 , ζ 和 ξ . 其中 R_1 和 R_2 分别是发射粒子和子核的半径, ζ 和 ξ 分别为发射粒子和子核的几何中心之间的距离以及子核与发射粒子之间的距离, 见图 1.

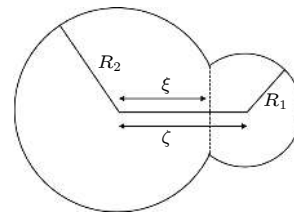


图 1 母核衰变过程中发射粒子和子核形状示意图
Fig. 1. Schematic representation of the configuration of the emitted particle and daughter nucleus.

这 4 个变量要受到 3 个约束条件的限制. 首先, 为了保持在形变过程中两个球始终接触, 必须满足如下几何关系:

$$R_1^2 - (\zeta - \xi)^2 = R_2^2 - \xi^2. \quad (1)$$

另外, 计算中假设核物质不可压缩, 因此, 整个系统在形变过程中体积守恒, 可用下式来表示:

$$2(R_1^3 + R_2^3) + 3[R_1^2(\zeta - \xi) + R_2^2\xi] - [(\zeta - \xi)^3 + \xi^3] = 4R_0^3, \quad (2)$$

式中 R_0 为母核的电荷半径, 由 $R_0 = r_0 A_0^{1/3}$ 计算得到, r_0 是核半径参数. 随着两个核 (子核和发射粒子) 几何中心距离的增加, 该分子形状的形变核最终达到两个核球面相切的临界状态. 此时, 发射粒子和子核的半径分别为 \bar{R}_1 和 \bar{R}_2 .

第 3 个约束条件是假定在核发生形变的过程中, 发射粒子和子核的质量保持不变. 在此条件下, 发射粒子的半径由下式确定:

$$2R_1^3 + 3R_1^2(\zeta - \xi) - (\zeta - \xi)^3 - 4\bar{R}_1^3 = 0. \quad (3)$$

此外, 模型中假设母核、子核和发射粒子核电荷密度相同, 发射粒子和子核的终态半径可表示为

$$\bar{R}_i = \left[\frac{Z_i}{Z_p} \right]^{1/2} R_0, \quad i = 1, 2. \quad (4)$$

通过上述 3 个约束条件, 衰变过程可以简化为一维势垒穿透问题. 根据量子隧穿理论, 放射粒子的穿透概率可由下式计算:

$$P = \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \int_{\zeta_0}^{\zeta_c} \sqrt{2\mu(V(\zeta) - Q)} d\zeta \right], \quad (5)$$

式中, $V(\zeta)$ 为一维总有效液滴势垒, Q 为衰变能, μ 为惯量系数, 在本文的计算中, 用的是 Werner-Wheeler 型惯量系数, 积分的上下限 ζ_0 和 ζ_c 分别是入射点和出射点, 由方程 $V(\zeta) = Q$ 来确定.

2p 发射的半衰期为

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\nu_0 P}, \quad (6)$$

其中 ν_0 为 ${}^2\text{He}$ 结团碰撞势垒的频率. 由上述介绍可知, 该模型只有两个参数, 即 r_0 和 ν_0 , 它们由拟合基态 2p 衰变的实验数据得到. 在计算过程中, 这两个参数分别取 1.12 fm 和 $4.96 \times 10^{19} \text{ s}^{-1}$ [46].

2.2 GLDM 简介

GLDM 假定原子核的密度为常数, 且原子核液滴在形状演化过程中体积守恒, 那么在原子核形状演化过程中体系的总能量为 [63]

$$E(r) = E_V + E_S + E_C + E_N + E_1. \quad (7)$$

其中, E_V , E_S , E_C , E_N 和 E_1 分别表示体积能、表面能、库仑能、亲和能和离心势能. 当原子核处于球形基态时, 不存在亲和能和离心势能. E_V , E_S 和 E_C 的具体形式为

$$E_V = -15.494(1 - 1.8I_0^2)A_0, \quad (8)$$

$$E_S = 17.9439(1 - 2.6I_0^2)A_0^{2/3} \frac{S}{4\pi R_0^2}, \quad (9)$$

$$E_C = 0.6e^2 \frac{Z_0^2}{R_0} \times 0.5 \int \frac{V(\theta)}{V_0} \left(\frac{R(\theta)}{R_0} \right)^3 \sin \theta d\theta. \quad (10)$$

其中, $I_0 = (N_0 - Z_0)/A_0$ 为母核的相对中子过剩, $V(\theta)$ 是体表面的静电位.

当两体分开时, E_V , E_S , E_C , E_N 和 E_1 分别表示为

$$E_V = -15.494[(1 - 1.8I_1^2)A_1 + (1 - 1.8I_2^2)A_2], \quad (11)$$

$$E_S = 17.9439[(1 - 2.6I_1^2)A_1^{2/3} + (1 - 2.6I_2^2)A_2^{2/3}], \quad (12)$$

$$E_C = \frac{0.6e^2 Z_1^2}{R_1} + \frac{0.6e^2 Z_2^2}{R_2} + \frac{e^2 Z_1^2 Z_2^2}{r}, \quad (13)$$

$$E_N = 2\gamma \int_{h_{\min}}^{h_{\max}} \phi \frac{D(r, h)}{b} 2\pi h dh, \quad (14)$$

$$E_1 = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2}. \quad (15)$$

其中, A_i , Z_i , R_i 和 I_i ($i = 1, 2$) 分别表示两个裂变碎片的质量数、电荷数、电荷半径和相对中子过剩. 而电荷半径可由下式计算得到

$$R_i = 1.28A_i^{1/3} - 0.76 + 0.8A_i^{-1/3} \quad (i = 0, 1, 2). \quad (16)$$

在 (14) 式中, h 是垂直于裂变轴的圆面半径; D 是间隙处两个相对半空间的两个无穷小表面之间的距离; b 是表面宽度; ϕ 是 Feldmeier 函数; 表面参数 γ 是两个核的表面参数的几何平均, 取为如下形式:

$$\gamma = 0.9517 \sqrt{(1 - 0.6I_1^2)(1 - 2.6I_2^2)} \text{ (MeV} \cdot \text{fm}^{-2}\text{)}. \quad (17)$$

此时, 亲和能与表面弥散无关. 而且, 当颈部不存在时, 亲和能变为 0. 由于亲和能的存在, 在大形变处出现一个很宽的包, 而且几乎是一个常数. 研究形变时, 库仑力和亲和能之间的平衡控制着位垒的高度和位置. 亲和能能使位垒的高度降低几个 MeV 并能移动位垒的位置.

在 WKB 近似下, 穿透概率 P 可以表示为

$$P = \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \int_{R_{\text{in}}}^{R_{\text{out}}} \sqrt{2B(r)(E(r) - E(\text{sphere}))} dr \right]. \quad (18)$$

由于在两碎片断点之前的形变能 (相对于球形) 很小或为负, 所以对 2p 发射做出如下近似: $R_{\text{in}} = R_1 + R_2$ 和 $B(r) = \mu = A_1 A_2 / A$. R_{in} 为入射点, μ 为有效质量. 出射点 R_{out} 可表示为

$$R_{\text{out}} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2Q} + \sqrt{\left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{2Q} \right)^2 + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu Q}}, \quad (19)$$

其中 Q 为衰变能.

2p 发射的半衰期的表达式为

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\nu_0 S P}, \quad (20)$$

其中, ν_0 为 ${}^2\text{He}$ 结团碰撞位垒的频率, S 为核内 ${}^2\text{He}$ 结团的谱因子. 在计算过程中, ν_0 由如下经典方法计算得到

$$\nu_0 = \frac{1}{2R_0} \sqrt{\frac{2E_{2p}}{M_{2p}}}. \quad (21)$$

式中, R_0 为母核的电荷半径, E_{2p} 和 M_{2p} 分别为 ${}^2\text{He}$ 结团的动能和质量.

S 可由如下参数化的公式得到:

$$S = G^2 \left(\frac{A_0}{A_0 - 2} \right)^{2n} \chi^2. \quad (22)$$

其中, $G = (2n)!/[2^{2n}(n!)^2]$, n 为主质子谐振子量子数的平均值, 其值由表达式 $n \approx (3Z_0)^{1/3} - 1$ 来确定. 此处, A_0 和 Z_0 分别为母核的质量数和电荷数. χ^2 为质子重叠函数, 其值由拟合 ${}^{19}\text{Mg}$, ${}^{45}\text{Fe}$, ${}^{48}\text{Ni}$ 和 ${}^{54}\text{Zn}$ 基态 $2p$ 发射的实验数据得到 [47,48].

3 计算结果与讨论

首先, 利用 ELDM 和 GLDM 两个模型计算了 ${}^{14}\text{O}^*$, ${}^{17,18}\text{Ne}^*$, ${}^{22}\text{Mg}^*$, ${}^{29}\text{S}^*$ 和 ${}^{94}\text{Ag}^*$ (“*”表示原子核处于激发态) 的 $2p$ 发射半衰期, 并与实验数据进行了对比, 如表 1 所列. 表 1 中, 第 1 列和第 2 列分别为原子核的初态和末态, 第 3 列 J_i^π 和第 4 列 J_f^π 分别为原子核初态与末态的自旋和宇称, 第 5 列 l 为 $2p$ 发射过程中带走的轨道角动量 (其值由选择定则来确定), 第 6 列和第 7 列分别为衰变能和半衰期的实验数据, 第 8 列和第 9 列分别是利用 ELDM

和 GLDM 计算得到的对数半衰期 (以下半衰期均为对数半衰期), 最后一列是利用 UFM 计算的结果 [51]. 对于 ${}^{14}\text{O}$, Bain 等从激发能为 7.77 MeV 的 2^+ 态上观察到了 $2p$ 发射现象, 但其衰变模式以级联发射为主 [8]. 尽管没有观察到 ${}^2\text{He}$ 结团发射, 但给出了 ${}^2\text{He}$ 结团发射半衰期的下限, 即 $\lg T_{1/2}^{2p} > -16.12 \text{ s}$ [8]. 由表 1 可知, 基于 ELDM, GLDM 和 UFM 计算得到的结果都大于实验数据的下限, 且与实验数据符合得很好. 而 R 矩阵理论、Sreeja 公式以及 Liu 公式给出的半衰期分别为 -18.12 s [8], -19.94 s [51] 和 -16.85 s [51], 都小于实验半衰期的下限. 这说明, ELDM, GLDM 和 UFM 的计算精度比上述 3 个方法的精度高. 从 20 世纪末到本世纪初, Chromik 等 [9,10] 对 ${}^{17}\text{Ne}$ 激发态的 $2p$ 发射做了深入研究. 从 ${}^{17}\text{Ne}$ 的前两个激发态, 即 $3/2^-$ (激发能 $E^* = 1.288 \text{ MeV}$) 和 $5/2^-$ ($E^* = 1.764 \text{ MeV}$) 态上观察到了 $2p$ 发射现象. 他们认为, $5/2^-$ 态衰变到子核 ${}^{15}\text{O}$ 基态的衰变模式为级联 $2p$ 发射, 且未观测到 $3/2^-$ 态的衰变模式为 ${}^2\text{He}$ 结团发射的实验证据 [10]. 但是, 他们给出了 $3/2^-$ 态 ${}^2\text{He}$ 结团发射半衰期的下限, 其值为 $\lg T_{1/2}^{2p} > -10.59 \text{ s}$ [10]. 通过比较表 1 中 ${}^{17}\text{Ne}$ 激发态的实验半衰期与计算值, 发现由 ELDM, GLDM 和 UFM 计算得到的结果都能与实验数据很好地符合. 除 ${}^{17}\text{Ne}$ 激发态的 $2p$ 发射

表 1 激发态原子核 $2p$ 发射半衰期的理论计算结果与实验值的比较

Table 1. Comparison between the experimental $2p$ decay half-lives of excited states and those within different models.

母核	子核	J_i^π	J_f^π	l	$Q^{\text{Exp.}}/\text{MeV}$	$\lg T_{1/2}/\text{s}$			
						Exp.	ELDM	GLDM	UFM[51]
${}^{14}\text{O}^*$	${}^{12}\text{C}$	2^+	0^+	2	1.20 ^[8]	> -16.12 ^[8]	-15.49	-16.10	-16.02
		2^+	0^+	2	3.15 ^[8]		-18.22	-19.58	-18.87
		4^+	0^+	4	3.35 ^[8]		-16.25	-16.76	-15.96
${}^{17}\text{Ne}^*$	${}^{15}\text{O}$	$3/2^-$	$1/2^-$	2	0.35 ^[9,10]	> -10.59 ^[10]	-6.98	-6.79	-7.11
		$5/2^-$	$1/2^-$	2	0.82 ^[9,10]		-12.41	-12.68	-12.73
		$1/2^+$	$1/2^-$	1	0.97 ^[9,10]		-14.20	-14.68	-14.69
${}^{18}\text{Ne}^*$	${}^{16}\text{O}$	2^+	0^+	2	0.59 ^[11]		-10.59	-10.96	-10.91
		1^-	0^+	1	1.63 ^[11]	$-16.15^{+0.06}_{-0.06}$ [11,12]	-16.34	-17.20	-16.79
${}^{22}\text{Mg}^*$	${}^{20}\text{Ne}$	—	0^+	0	6.11 ^[52,53]		-19.75	-19.58	-18.97
${}^{29}\text{S}^*$	${}^{27}\text{Si}$	—	0^+	0	1.72—2.52 ^[54]		-15.5—-13.4	-17.2—-14.7	-16.4—-14.3
		—	0^+	0	4.32—5.12 ^[54]		-18.4—-17.8	-19.2—-18.8	-18.9—-18.5
${}^{94}\text{Ag}^*$	${}^{92}\text{Rh}^*$	21^+	11^+	6—10	1.90 ^[55]	$1.90^{+0.38}_{-0.20}$ [55]	9.42—14.63	8.22—13.38	9.38—15.21
					1.98 ^[56]		8.61—13.80	7.41—12.55	8.56—14.37
					2.05 ^[56]		7.95—13.11	6.74—11.86	7.89—13.68
					3.45 ^[56]		-0.80—4.04	-2.03—2.75	-0.92—4.56

外, ^{18}Ne 激发态的 2p 发射也受到了很多研究者的关注. 在 2001 年, Gomez del Campo 等^[11] 通过 ^{17}F 与 ^1H 的核反应生成了 ^{18}Ne 激发态, 并从它的 1 态 ($E^* = 6.15 \text{ MeV}$) 中发现了 ^2He 结团发射的有力证据. 但受实验条件的限制, 他们没能将 ^2He 结团发射和直接三体发射区分开来. 之后, Raciti 等^[12] 在意大利南方国家实验室 FRIB 装置上开展的新实验将 1 态上 2p 发射的机制进行了鉴别. 他们发现, ^2He 结团发射的分支比占 31%, 而“民主”或虚级联发射的分支比占 69%. 结合 Gomez del Campo 等^[11] 和 Raciti 等^[12] 的实验结果, 就可以推测出 ^{18}Ne 的 1 态 ^2He 结团发射的宽度和半衰期的实验值, 分别是 $(6.51 \pm 0.93) \text{ eV}$ 和 $(-16.15 \pm 0.06) \text{ s}$. 表 1 中, ELDM, GLDM 和 UFM 给出的 ^{18}Ne 的 1 态的半衰期分别为 -16.34 , -17.20 和 -16.79 s . 利用 R 矩阵方法计算的该激发态的半衰期为 -17.12 s ^[11]. 通过理论值与实验数据对比, 很容易看出 ELDM 的计算结果与实验数值很接近, 精度最高, UFM 次之, 而 GLDM 和 R 矩阵方法的计算精度就稍差一些, 但仍在可接受范围之内. 这是在计算过程中, 假定 ^{18}Ne 的基态与激发态的谱因子相同造成的. 事实上, 激发态与基态原子核的谱因子不同. 若考虑两种状态之间的差异, 则可以改善理论值与实验值之间的符合程度.

近年来, ^{94}Ag 的 21^+ 激发态的质子放射性备受人们关注. 2005 年, Mukha 研究组^[64] 观察到了 21^+ 态衰变到子核激发态的 1p 发射现象, 并发现 1p 发射宽度急剧压低, 表明 21^+ 激发态是形变态. 2006 年, Mukha 研究组^[55] 又从 ^{94}Ag 的 21^+ 激发态中观察到了衰变到子核激发态的 ^2He 结团发射, 该 2p 发射的衰变能和半衰期分别为 $1.9(1) \text{ MeV}$ 和 1.90 s . 他们进行理论分析时发现, 只有假设 21^+ 态具有非常大的长椭球形变, 才能解释实验上所观测的大的 2p 衰变分支比, 即 $0.5(3)\%$. 但 Pechenaya 等^[65] 却没有观测到 ^{94}Ag 的 21^+ 激发态的 2p 发射, 对 Mukha 的实验提出了质疑. 为了揭示 ^{94}Ag 的 21^+ 激发态的本质和可能存在的衰变模式, Kankainen 研究组^[56] 利用潘宁阱质谱仪 JYFLTRAP 测量了 2p 衰变子核 ^{92}Rh 以及 β 衰变子核 ^{94}Pd 的质量. 他们把测量结果和 Mukha 等测量的 1p 和 2p 衰变的实验数据放在一起分析, 发现 21^+ 态的激发能为 6.96 或 8.36 MeV . 利用这两个不同的激发能数值和 AME2003 核质量表的相关数据, 得到了 3 个不

同的 Q 值, 即 2.05 , 3.45 和 1.98 MeV ^[56]. 将这 3 个不同的 Q 值分别输入到 ELDM 和 GLDM 模型中计算, 就可以得到 2p 衰变的半衰期. 在计算过程中, l 值取 $6\hbar$ — $10\hbar$ ^[55]. 从表 1 可以看到, 只有当 Q 为 3.45 MeV 时, ELDM 和 GLDM 的计算结果才能与实验半衰期符合, 这与 UFM 情况下的结果一致.

通过上述分析可知, ELDM 和 GLDM 可以自然地推广到激发态原子核的 2p 发射研究. 因此, 用这两个模型对目前尚未观测到的一些激发态的 2p 发射的可能性做了理论预言, 如表 1 的第 8 列和第 9 列所列. 这些理论预言可以为将来寻找新的 2p 衰变态提供参考. 对于 ^{22}Mg 和 ^{29}S 激发态的 2p 发射^[52,54], 由于初态的自旋-宇称未知, 所以在计算时 l 的值取为 0. 另外, 表 1 的最后一列给出了 UFM 的预言结果. 通过比较可以看出, ELDM 和 GLDM 预言的半衰期与 UFM 预言的很接近. 这是由于这 3 个模型都把 2p 发射当作 ^2He 结团穿透势垒的量子过程来处理造成的. 所以, 能够描写阿尔法衰变过程的模型应该可以用于激发态原子核的 2p 发射研究.

由于 ^{22}Mg , ^{29}S 和 ^{94}Ag 激发态的 Q 和 (或) l 值尚未确定, 因此以 ^{94}Ag 的 21^+ 激发态为例, 将不同的 Q 值输入到 ELDM 和 GLDM 中, 考察半衰期对 l 值的依赖程度. 半衰期随 l 值的演化曲线如图 2 所示. 可以看出, 不仅这两个模型的演化曲线类似, 而且相同条件下半衰期的数值比较接近. 由于这两个模型离心势的形式相同, 且都与 l 呈 $l(l+1)$ 的变化规律, 因此导致半衰期随 l 值的演化曲线不仅相同, 而且半衰期与 l 值之间表现为二次函数关系. 文献^[51] 的研究工作可以证明这一点. 其次, 从图 2 还可以看出, 半衰期对 Q 值的依赖很敏感. 例如, 当 Q 值从 2.05 MeV 变化至 3.45 MeV 时, 半衰期竟增长了约 8 个数量级, 进一步表明精确测量核质量和激发能的重要性. 第三, 如果 ^{94}Ag 的 21^+ 激发态确实存在 2p 衰变且 Mukha 测量的半衰期准确, 则根据图 2 可确定出在 2p 衰变过程中, ^2He 结团带走的 l 值为 $8\hbar$.

最后, 需要说明的是, 2009 年, Cerny 等^[66] 对 ^{94}Ag 的 21^+ 态的衰变模式再次进行了研究, 这是目前最新的关于 ^{94}Ag 的 21^+ 态衰变的实验研究工作. 但他们没有从该激发态中发现 2p 发射存在的实验证据. 不同实验组之间相互矛盾的测量结果^[55,56,65,66] 和 Mukha 等^[67] 与 Pechenaya 等^[68] 之间的争论表明 ^{94}Ag 的 21^+ 态是否存在 2p 发射仍是一个未解

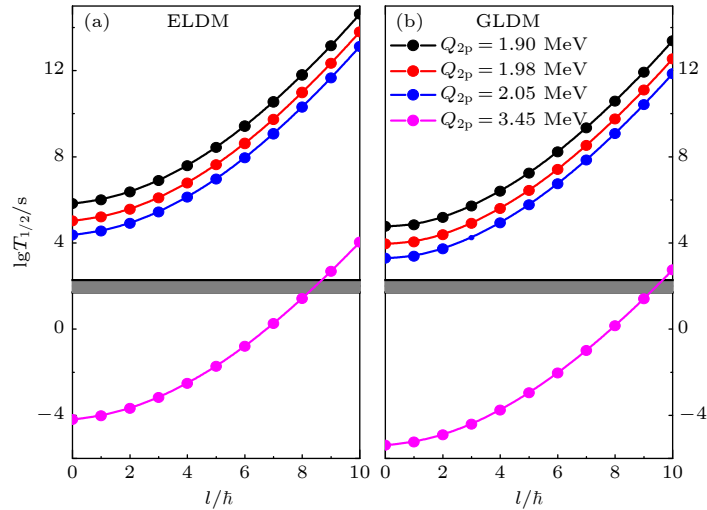


图 2 用 ELDM 和 GLDM 计算的 ^{94}Ag 的 21^+ 激发态的 $2p$ 发射半衰期随 l 的演化情况, 阴影区域为半衰期的实验数据

Fig. 2. The $2p$ decay half-lives of the 21^+ isomeric state of ^{94}Ag within the ELDM and GLDM as functions of l . The shaded area stands for the experimental half-life.

之谜. 此外, 人们从 ^{17}Ne 和 ^{18}Ne 的高激发态中也观察到了 $2p$ 发射现象 [12,69]. 对于 ^{17}Ne , 激发能大于 2 MeV 的一个或多个的高激发态会以 ^2He 结团的形式进行衰变 [69]. 对于 ^{18}Ne , 它的高激发态则以民主或级联 $2p$ 发射的衰变模式为主 [12]. 但这两个核的高激发态的 $2p$ 发射尚未进行进一步的测量. 为了解决上述问题, 就需要实验学家利用新一代的放射性束流装置进行高精度的实验观测. 我国正在建造的强流重离子加速器 (high intensity heavy-ion accelerator facility, HIAF) 便为解决这些问题提供了良好的机遇 [70]. 另一方面, 需要理论学家考虑更多的物理因素, 如张量力 [71]、三体力 [72] 和精确的对力 [73], 发展新的微观方法, 对激发态的 $2p$ 发射作更加合理的描述. 总之, 研究激发态原子核的 $2p$ 衰变可获得更多的核结构的信息, 尽管这种 $2p$ 衰变很难观测到, 但十分值得人们做进一步研究.

4 结 论

本文首先将 ELDM 和 GLDM 推广至 $^{14}\text{O}^*$, $^{17,18}\text{Ne}^*$, $^{22}\text{Mg}^*$, $^{29}\text{S}^*$ 和 $^{94}\text{Ag}^*$ 的 $2p$ 发射半衰期的计算. 然后, 利用这两个模型对目前尚未观测到的一些激发态的 $2p$ 发射的可能性进行了理论预言. 最后, 以 ^{94}Ag 的 21^+ 激发态的 $2p$ 发射为例, 讨论了 Q 值和 l 值的不确定性对其半衰期的影响. 通过分析本文的计算结果, 比较与 UFM 计算结果的差异, 并结合当前 $2p$ 发射的研究进展, 可以得到如下结论:

1) ELDM 和 GLDM 都能较好地符合所有的 $2p$ 发射半衰期的实验数据. 尽管 GLDM 模型中引入了参数化的谱因子, 但在计算过程中仍认为激发态谱因子与基态一致, 导致计算结果与实验数据之间有了一定的差别. 若考虑激发态谱因子与基态谱因子的差异, 则能提高 GLDM 的计算精度.

2) 由于 ELDM, GLDM 和 UFM 这 3 个模型的物理机理类似, 导致其预言的半衰期彼此接近, 这些预言可以为将来实验上寻找新的 $2p$ 衰变态提供参考.

3) 根据 Mukha 等测量的 ^{94}Ag 激发态的半衰期 [55], 可以定出在 $2p$ 衰变过程中带走的 l 值为 $8h$. 由于 Q 值和 l 值具有一定的不确定性, 导致二者对 ^{94}Ag 激发态的半衰期有重要影响. 对于 l , 半衰期与 l 之间呈二次函数关系. 对于 Q , 当 Q 值从 2.05 MeV 变化至 3.45 MeV 时, 半衰期增长了约 8 个数量级, 进一步表明精确测量核质量和激发能的重要性的必要性.

4) ^{94}Ag 的 21^+ 激发态是否存在 $2p$ 发射仍是未解之谜. ^{17}Ne 和 ^{18}Ne 的高激发态的 $2p$ 发射尚未得到进一步检验和精确测量. 要解决这些问题, 不仅需要利用新一代的放射性束流装置进行实验观测, 还需要考虑更多的物理因素, 发展新的微观方法.

参考文献

[1] Goldansky V I 1960 *Nucl. Phys.* **19** 482
 [2] Goldansky V I 1961 *Nucl. Phys.* **27** 648
 [3] Cable M D, Honkanen J, Parry R F, et al. 1983 *Phys. Rev.*

- Lett.* **50** 404
- [4] Blank B, Boue F, Andriamonje S, et al. 1997 *Z. Phys. A: At. Nucl.* **357** 247
- [5] Honkanen J, Cable M D, Parry R F, et al. 1983 *Phys. Lett. B* **133** 146
- [6] Borrel V, Jacmart J C, Pougheon F, et al. 1987 *Nucl. Phys. A* **473** 331
- [7] Dossat C, Adimi N, Aksouh F, et al. 2007 *Nucl. Phys. A* **792** 18
- [8] Bain C R, Woods P J, Coszach R, et al. 1996 *Phys. Lett. B* **373** 35
- [9] Chromik M, Brown B A, Fauerbach M, et al. 1997 *Phys. Rev. C* **55** 1676
- [10] Chromik M J, Thirof P G, Thoennessen M, et al. 2002 *Phys. Rev. C* **66** 024313
- [11] Gomez del Campo J, Galindo-Uribarri A, Beene J R, et al. 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 43
- [12] Raciti G, Cardella G, De Napoli M, et al. 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 192503
- [13] Goldansky V I 1988 *Phys. Lett. B* **212** 11
- [14] Pfützner M, Badura E, Bingham C, et al. 2002 *Eur. Phys. J. A* **14** 279
- [15] Giovinazzo J, Blank B, Chartier M, et al. 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 102501
- [16] Dossat C, Bey A, Blank B, et al. 2005 *Phys. Rev. C* **72** 054315
- [17] Pomorski M, Pfützner M, Dominik W, et al. 2014 *Phys. Rev. C* **90** 014311
- [18] Wang M, Audi G, Kondev F G, et al. 2017 *Chin. Phys. C* **41** 030003
- [19] Pomorski M, Pfützner M, Dominik W, et al. 2011 *Phys. Rev. C* **83** 061303(R)
- [20] Blank B, Bey A, Canchel G, et al. 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 232501
- [21] Ascher P, Audirac L, Adimi N, et al. 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 102502
- [22] Goigoux T, Ascher P, Blank B, et al. 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 162501
- [23] Whaling W 1966 *Phys. Rev. C* **150** 836
- [24] Jager M F, Charity R J, Elson J M, et al. 2012 *Phys. Rev. C* **86** 011304
- [25] KeKelis G J, Zisman M S, Scott D K, et al. 1978 *Phys. Rev. C* **17** 1929
- [26] Kryger R A, Azhair A, Hellstrom M, et al. 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 860
- [27] Suzuki D, Iwasaki H, Beaumel D, et al. 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 152503
- [28] Woodward C J, Tribble R E, Tanner D M, et al. 1983 *Phys. Rev. C* **27** 27
- [29] Mukha I, Summerer K, Acosta L, et al. 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 182501
- [30] Pfützner M, Karny M, Grigorenko L, et al. 2012 *Rev. Mod. Phys.* **84** 567
- [31] Blank B, Ploszajczak M 2008 *Rep. Prog. Phys.* **71** 046301
- [32] Blank B, Borge M J G 2008 *Prog. Part. Nucl. Phys.* **60** 403
- [33] Fang D Q, Ma Y G 2020 *Chin. Sci. Bull.* **65** 4018 (in Chinese) [方德清, 马余刚 2020 科学通报 **65** 4018]
- [34] Fisker J L, Thielemann F K, Wiescher M 2004 *Astrophys. J.* **608** L61
- [35] Janecke J 1965 *Nucl. Phys.* **61** 326
- [36] Brown B A 1991 *Phys. Rev. C* **43** R1513
- [37] Galitsky V M, Cheltsov V F 1964 *Nucl. Phys.* **56** 86
- [38] Nazarewicz W, Dobaczewski J, Werner T R, et al. 1996 *Phys. Rev. C* **53** 740
- [39] Grigorenko L V, Zhukov M V 2007 *Phys. Rev. C* **76** 014008
- [40] Delion D S, Liotta R J, Wyss R 2013 *Phys. Rev. C* **87** 034328
- [41] Liu H M, Pan X, Zou Y T, et al. 2021 *Chin. Phys. C* **45** 044110
- [42] Sreeja I, Balasubramaniam M 2019 *Eur. Phys. J. A* **55** 33
- [43] Olsen E, Pfützner M, Birge N, et al. 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 222501
- [44] Kadomensky S G 2005 *Phys. At. Nucl.* **68** 184
- [45] Alvarez-Rodríguez R, Jensen A S, Garrido E, Fedorov D V 2010 *Phys. Rev. C* **82** 034001
- [46] Gonalves M, Teruya N, Tavares O, et al. 2017 *Phys. Lett. B* **774** 14
- [47] Cui J P, Gao Y H, Wang Y Z, Gu J Z 2020 *Phys. Rev. C* **101** 014301
- [48] Wang Y Z, Cui J P, Gao Y H, Gu J Z 2021 *Commun. Theor. Phys.* **73** 075301
- [49] Wang Y Z, Wang S J, Hou Z Y, Gu J Z 2015 *Phys. Rev. C* **92** 064301
- [50] Wang Y Z, Xing F Z, Xiao Y, Gu J Z 2021 *Chin. Phys. C* **45** 044111
- [51] Xing F Z, Cui J P, Wang Y Z, Gu J Z 2021 *Chin. Phys. C* **45** 124105
- [52] Ma Y G, Fang D Q, Sun X Y, et al. 2015 *Phys. Lett. B* **743** 306
- [53] Fang D Q, Ma Y G, Sun X Y, et al. 2016 *Phys. Rev. C* **94** 044621
- [54] Lin C J, Xu X X, Jia H M, et al. 2009 *Phys. Rev. C* **80** 014310
- [55] Mukha I, Roeckl E, Batist L, et al. 2006 *Nature* **439** 298
- [56] Kankainen A, Elomaa V V, Batist L, et al. 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 142503
- [57] Duarte S B, Tavares O A P, Guzman F, et al. 2002 *At. Data Nucl. Data Tables* **80** 235
- [58] Wang Y Z, Cui J P, Zhang Y L, Zhang S, Gu J Z 2017 *Phys. Rev. C* **95** 014302
- [59] Wang Y Z, Cui J P, Liu J, Su X D 2017 *Atom. Energy. Sci. Technol.* **51** 1544 (in Chinese) [王艳召, 崔建坡, 刘军, 苏学斗 2017 原子能科学技术 **51** 1544]
- [60] 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]
- [61] Zhang X P, Ren Z Z 2006 *High Energy. Phys. Nucl. Phys.* **30** 47 (in Chinese) [张小平, 任中洲 2006 高能物理与核物理 **30** 47]
- [62] Cui J P, Gao Y H, Wang Y Z, Gu J Z 2022 *Nucl. Phys. A* **1017** 122341
- [63] Royer G 2000 *J. Phys. G Nucl. Part. Phys.* **26** 1149
- [64] Mukha I, Roeckl E, Doring J, et al. 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 022501
- [65] Pechenaya O L, Chiara C J, Sarantites D G, et al. 2007 *Phys. Rev. C* **76** 011304(R)
- [66] Cerny J, Moltz D M, Lee D W, et al. 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 152502
- [67] Mukha I, Grawe H, Roeckl E, Tabor S 2008 *Phys. Rev. C* **78** 039803
- [68] Pechenaya O L, Sarantites D G, Reviol W, Chiara C J, Janssens R V F, Lister C J, Seweryniak D 2008 *Phys. Rev. C* **78** 039804
- [69] Zerguerras T, Blank B, Blumenfeld Y, et al. 2004 *Eur. Phys. J. A* **20** 389
- [70] Ma Y G, Zhao H W 2020 *Sci. Sin. -Phys. Mech. Astron.* **50** 112001 (in Chinese) [马余刚, 赵红卫 2020 中国科学: 物理学力学 天文学 **50** 112001]
- [71] Otsuka T, Suzuki T, Fujimoto R, et al. 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 232502
- [72] Holt J D, Menendez J, Schwenk A 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 022502
- [73] Qi C, Chen T 2015 *Phys. Rev. C* **92** 051304

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

Xing Feng-Zhu¹⁾²⁾ Cui Jian-Po¹⁾²⁾ Wang Yan-Zhao^{1)2)3)†} Gu Jian-Zhong^{3)‡}1) (*Department of Mathematics and Physics, Shijiazhuang Tiedao University, Shijiazhuang 050043, China*)2) (*Institute of Applied Physics, Shijiazhuang Tiedao University, Shijiazhuang 050043, China*)3) (*China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China*)

(Received 3 October 2021; revised manuscript received 9 November 2021)

Abstract

The effective liquid drop model (ELDM) and the generalized liquid drop model (GLDM) are extended to the case of studying the two-proton (2p) radioactivity from the excited states of proton-rich nuclei. It is shown that the experimental 2p decay half-lives are reproduced well by the ELDM and the GLDM. Then, the 2p decay half-lives of excited states of some nuclei that are not yet available experimentally are predicted by the two models, which are useful for searching for the new 2p decay candidates in future. Meanwhile, the above predicted half-lives are analyzed and compared with those given by the unified fission model (UFM). Next, the influence of the uncertainties of the decay energy and the angular momentum on the half-lives are analyzed in the frame of the two models by taking the 2p radioactivity of the 21^+ isomeric state of ^{94}Ag for example. It is found that the half-lives go up with the increase of the angular momentum, following the law of the quadratic function. Furthermore, the strong dependence of the half-lives on the decay energy suggests that it is important and necessary to measure accurately the mass value of the parent nucleus and the daughter nucleus and the excitation energy. Finally, it is necessary to point out that the existence of the 2p radioactivity in the 21^+ isomeric state of ^{94}Ag remains to be a mystery. Moreover, although the 2p radioactivity is observed from the higher excited states of ^{17}Ne and ^{18}Ne , the relevant hypotheses have not yet been further tested experimentally. The construction of a new generation of radioactive ion beam facilities, such as the high intensity heavy-ion accelerator facility (HIAF), is expected to be used to uncover the nature of the 2p radioactivity in the 21^+ isomeric state of ^{94}Ag and further test the hypotheses of the 2p decay from the higher excited states of ^{17}Ne and ^{18}Ne . On the other hand, some microscopic models, such as the shell model, need to be further developed by including some necessary physical factors, such as the tensor force, three-body force and accurate pairing force, to describe the mechanism of the 2p emission of the excited states more reasonably. In summary, more nuclear structure information can be extracted by studying the 2p radioactivity of the excited states. It is worth studying further although it is rather difficult to observe.

Keywords: two-proton radioactivity, excited states, half-life, effective liquid drop model, generalized liquid drop model

PACS: 23.50.+z, 21.10.Re, 21.10.Tg, 21.60.-n

DOI: 10.7498/aps.71.20211839

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. U1832120, 11675265), the Natural Science Foundation of Hebei Province, China (Grant Nos. A2020210012, A2021210010), the Continuous Basic Scientific Research Project, China (Grant No. WDJC-2019-13), and the Leading Innovation Project, China (Grant No. LC192209000701).

† Corresponding author. E-mail: yanzhaowang09@126.com

‡ Corresponding author. E-mail: jzgu1963@ciae.ac.cn