

文章编号: 1007-4627(2013)03-0318-06

超重核^{292–310}122同位素链的 α 衰变和自发裂变的竞争

包小军¹, 张海飞¹, 李君清^{1,2}, 张鸿飞¹

(1. 兰州大学核科学与技术学院, 甘肃 兰州 730000;
2. 中国科学院近代物理研究所, 甘肃 兰州 730000)

摘要: 基于推广的液滴模型 (GLDM) 理论框架, 计算了^{292–310}122同位素链的 α 衰变和自发裂变的半衰期。计算时的基本输入量为两子核的质量数和电荷数以及反应 Q 值。GLDM能很好地描述重核和超重核的 α 衰变和自发裂变过程。计算结果表明, $A < 308$ 时在同位素链上 $N = 176 \sim 184$ 的区域 α 衰变为主要衰变模式。 $A > 308$ 时在同位素链上自发裂变为主要衰变模式。³⁰⁸122是 α 衰变和自发裂变的分界点, 暗示着 $N = 184$ 为中子幻数。

关键词: 超重核; 推广的液滴模型; α 衰变; 自发裂变

中图分类号: O572.2 **文献标志码:** A **DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.30.03.318

1 引言

超重核合成和性质的研究对检验和完善现有原子核理论, 以及加深对核结构和反应机制的认识具有重要的意义。自20世纪60年代理论预言超重核岛^[1–2]以来, 人们就试图通过合成和研究超重核来探究原子核的电荷数和质量数的上限。目前实验上已经合成到 $Z = 118$ 号元素, 合成最重的质量数的核素是²⁹⁴117和²⁹⁴118^[3], 而且实验证实了Pb后的下一个形变双幻核是 $Z = 108, N = 162$ ^[4], 现已基本被大家所接受。尽管在研究超重核方面取得一些成就, 对原子核的认识也逐渐在加深, 但是仍然面临着严峻的挑战。早期理论预言, $Z = 114, N = 184$ 是超重核岛的中心, 但是到目前为止, 无论是相对论的、非相对论的, 宏观的、微观的, 还是混合模型, 理论学家都做了大量的研究和计算, 但对超重核岛中心的预言仍不能得到一致的结果。

α 衰变是鉴定超重核合成和研究超重核结构与衰变的有力工具。超重核的衰变模式主要是 α 衰变和自发裂变, 所以对于超重核的研究非常有意义。在实验中, 通过观测从未知核素到已知核素的超重核衰变链

可以鉴定新合成的核素。由于超重核合成非常困难, 限制了在实验上研究超重核, 所以在理论上研究超重核非常重要。目前, 有多种研究衰变的理论方法, 例如推广的液滴模型 (GLDM)^[5–7]、密度依赖的结团模型和VSS公式等。

GLDM是一个非常适合描述融合、裂变和衰变的宏观模型^[8–13]。它考虑了精确的核半径、质量和电荷的不对称性、形变和亲和力等因素。在GLDM中, 亲和使势垒降低了几个MeV, 并使势垒的峰向前移动了几个fm。亲和能和库仑能的平衡控制着 α 衰变的势垒。研究表明, GLDM结合准分子形状机制可以得到合理的势垒高度、位置和宽度。利用GLDM可以计算原子核 α 衰变与自发裂变的半衰期。

本文的第2部分介绍了GLDM理论框架。第3部分基于GLDM模型计算并分析了超重核同位素链上 α 衰变半衰期和自发裂变半衰期的竞争关系。第4部分是总结。

2 GLDM理论框架

2.1 GLDM简介

任意形变核的宏观总能量定义为

收稿日期: 2012-12-16; 修改日期: 2013-01-17

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(11105035, 11175074, 11120101005, 10975064); 中央高校基金基础研究资助项目(lzujbky-2012-5); 中国科学院知识创新资助项目(KJCX-SYW-N02)

作者简介: 包小军(1984–), 男, 甘肃宕昌人, 硕士研究生, 从事理论核物理研究; Email: baoxj11@lzu.edu.cn.

通信作者: 张鸿飞, E-mail: zhanghongfei@lzu.edu.cn

<http://www.npr.ac.cn>

$$E(r) = E_V + E_S + E_C + E_N. \quad (1)$$

对于一体系统, 体积能 E_V 、表面能 E_S 、库仑能 E_C 以及亲和能 E_N 都是形状依赖的函数, 其表达式为

$$E_V = -a_v(1 - k_v I^2)A, \quad (2)$$

$$E_S = a_s(1 - k_s I^2)A^{2/3} \frac{S}{4\pi R_0^2}, \quad (3)$$

$$E_C = 0.6e^2 \left(\frac{Z^2}{R_0} \right) \times 0.5 \int \left(\frac{V(\theta)}{V_0} \right) \left(\frac{R(\theta)}{R_0} \right)^3 \sin \theta d\theta. \quad (4)$$

以上3式中: A , Z 和 $I = \frac{N-Z}{A}$ 分别是母核的质量数、电荷数和相对中子过剩; S 是原子核的表面积; $V(\theta)$ 是核表面的静电势; V_0 是球形核的表面势。在考虑温度效应的情况下, 体积系数 a_v 、表面系数 a_s 和有效半径 R_0 分别定义为

$$a_v = 15.494(1 + 0.00337T^2) \text{ MeV}, \quad (5)$$

$$a_s = 17.9439 \left(\frac{1 + 1.5T}{17} \right) \left(\frac{1 - T}{17} \right)^{3/2} \text{ MeV}, \quad (6)$$

$$R_0 = (1.28A^{1/3} - 0.76 + 0.8A^{-1/3})(1 + 0.0007T^2) \text{ fm}. \quad (7)$$

当两体分开时, 体积能、表面能、库仑能表示为^[14]

$$E_V = -a_v \left[(1 - k_v I_1^2)A_1 + (1 - k_v I_2^2)A_2 \right], \quad (8)$$

$$E_S = a_s \left[(1 - k_s I_1^2)A_1^{2/3} + (1 - k_s I_2^2)A_2^{2/3} \right], \quad (9)$$

$$E_C = \frac{0.6e^2 Z_1^2}{R_1} + \frac{0.6e^2 Z_2^2}{R_2} + \frac{e^2 Z_1 Z_2}{r}, \quad (10)$$

其中: A_i , Z_i , R_i 和 I_i 分别是两碎片的质量数、电荷数、半径和相对中子过剩; r 是两碎片的质心距离。

2.2 准分子形状机制

由于形变核的能量与核的形状有关, 所以需要考考虑核的形状。准分子形状机制用统一的表达式来描述原子核从一个初始球形核连续演变成两个相切的球形碎片的形状演化过程, 包括深而窄的脖子的形成。准分子形状参数方程^[15],

$$R^2(\theta) = \begin{cases} a^2 \sin^2(\theta) + c_1^2 \cos^2(\theta), & 0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2} \\ a^2 \sin^2(\theta) + c_2^2 \cos^2(\theta), & \frac{\pi}{2} \leq \theta \leq \pi \end{cases} \quad (11)$$

其中: c_1 和 c_2 是原子核演化过程中准分子形态的两部分的径向拉长长度; a 是脖子半径。在体积守恒的假设下, 只需这两个参数 $s_1 = \frac{a}{c_1}$, $s_2 = \frac{a}{c_2}$ 就可以把原子核的形状完全确定下来。

对于一个确定的衰变道, 最终的两个分离球形碎片半径之比 $\beta = \frac{R_2}{R_1}$:

$$\frac{c_2^2 - a^2}{c_1^2 - a^2} = \beta^2, \quad (12)$$

这样就可以通过以下的简单方程(考虑其渐进性, 即在接触点处 $a = 0$, $c_1 = R_1$, $c_2 = R_2$)来联立参数 s_1 , s_2 , 可以得到,

$$s_2^2 = \frac{s_1^2}{s_1^2 + (1 - s_1^2)\beta^2}, \quad 0 \leq s_1, s_2, \beta \leq 1 \quad (13)$$

s_1 的变化范围为1到0时, 可以描述从一个球形核连续地变化到两个相接触球形核的全过程。

2.3 亲和势

由于核形变过程中出现深而窄的脖子, 所以应该包括在脖子区两个子核表面之间的相互作用, 引入亲和势就是要考虑这时附加的表面效应, 它与核的形状有关, 亲和能表示为

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

其中: h 是垂直于裂变轴的圆面半径即 $h = R(\theta) \sin \theta$; D 是间隙处两个相对半空间的两个无限小表面距离; b 是表面宽度取确定的值0.99 fm; γ 是两碎片表面参数的几何平均; ϕ 是亲近势函数^[16]。

$$\gamma = 0.9517 \sqrt{(1 - k_s I_1^2)(1 - k_s I_2^2)} \text{ MeV} \cdot \text{fm}^{-2}. \quad (15)$$

3 计算结果和讨论

3.1 超重核 α 衰变的半衰期

α 衰变是一个势垒贯穿的量子现象, 可以看作是一种非对称裂变, 势垒的高度和位置直接影响 α 衰变的势垒穿透几率和半衰期的大小。在GLDM和准分子形状机制的基础上, 全面考虑了体积能、表面能、库仑能、亲和能、质量和电荷的不对称性以及精确的核半径等。其中, 亲和能在两核的接触点处最大, 在接触点的两侧逐渐减小为零。亲和能对势垒的影响表现为降低势垒高度和移动势垒峰的位置。

基于 GLDM 的框架, 通过计算得到在超重核区核素的 α 衰变的半衰期能很好地符合实验值^[5-6]。其中, 文献[5]中也大量计算了奇 Z 和奇 A 核的 α 半衰期, 计算结果能很好地再现实验值。说明 GLDM 在理论上预言原子核 α 衰变的大块性质是可靠的。目前, 我们运用 GLDM 计算了²⁹²⁻³¹⁰122 同位素链上 α 衰变半衰期, 采用 WKB 近似, 势垒穿透几率 P 为

$$P = \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \int_{r_{\text{in}}}^{r_{\text{out}}} \sqrt{2B(r)(E(r) - E(\text{sphere}))} dr \right]. \quad (16)$$

这里取 $r_{\text{in}} = r_{\alpha} + r_{\text{d}}$ 和 $r_{\text{out}} = \frac{e^2 Z_{\text{d}} Z_{\alpha}}{Q_{\alpha}}$, 且取 $B(r) = \mu$, 这里 μ 为子核和 α 粒子的约化质量。 α 粒子的衰变常数定义为

$$\lambda = P_{\alpha} \nu_0 P, \quad (17)$$

其中 ν_0 是碰撞频率, 取值用下列表达式计算:

$$\nu_0 = \frac{1}{2R} \sqrt{\frac{2E_{\alpha}}{M}}. \quad (18)$$

由于考虑核的壳结构, 预形成因子用下列解析的表达式表示:

$$P_{\alpha} = \exp[a + b(Z - Z_1)(Z - Z_2) + c(N - N_1)(N - N_2) + dA], \quad (19)$$

式中: Z , N 和 A 各自表示母核的电荷数、中子数和质量数; Z_1 和 Z_2 表示 Z 附近的质子幻数 ($Z_1 \leq Z \leq Z_2$); N_1 和 N_2 表示 N 附近的中子幻数 ($N_1 \leq Z \leq N_2$)。与衰变常数 λ 相应的半衰期为 $T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$ 。

3.2 超重核自发裂变的半衰期

基于 GLDM 和准分子形状机制研究原子核的自发裂变过程, 它们的优点是考虑了精确的核半径、质量和电荷的不对称性、形变、亲和力等。GLDM 和准分子形状机制能很好地描述重核和超重核的裂变位垒^[9-11]。Bonilia 等^[12]在 GLDM 的基础上考虑了解析壳修正、对修正及其裂变子核的椭球形变, 研究了钢系原子核自发裂变位垒和半衰期, 理论计算结果很好地再现了实验值。

GLDM 通过准分子形状机制可以很好地描述自发裂变过程中所形成的很窄、很深的脖子, 而脖子的描述和形状演化过程对于正确描述自发裂变是非常重要的。椭球形变的引入更加符合超重核的形变, 并且直

接导致裂变位垒降低几个 MeV, 使得理论计算结果更加符合实验值。最近, 我们运用 GLDM 来确定重核和超重核的自发裂变势垒, 采用量子力学中的 WKB 近似方法对原子核自发裂变的半衰期进行了研究。

在 GLDM 中考虑了微观 Strutinsky 壳修正对裂变势垒的影响。壳修正采用如下形式^[17]:

$$E_{\text{shell}} = E_{\text{shell}}^{\text{sphere}} (1 - 2.0\alpha^2) e^{-\alpha^2}, \quad (20)$$

其中: $\alpha^2 = \frac{(\delta R)^2}{a^2}$; $E_{\text{shell}}^{\text{sphere}}$ 为球形核的壳修正能。在计算球形壳修正能量时采用 Strutinsky 壳修正方法得到, 即用实际单粒子能级与平滑后的单粒子能级的能量之差计算壳修正能量。本文用 Woods-Saxon 势计算原子核的实际单粒子能级。单粒子哈密顿量写为

$$H = T + V + V_{\text{S.O}}, \quad (21)$$

其中, 自旋-轨道耦合势 $V_{\text{S.O}}$ 表达式为

$$V_{\text{S.O}} = -\lambda \left(\frac{\hbar}{2M_{\text{c}}} \right)^2 \nabla V \cdot (\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{p}), \quad (22)$$

式中: M 为核的质量; \mathbf{p} 为线性角动量; $\boldsymbol{\sigma}$ 为泡利矩阵; λ 是自旋-轨道耦合势强度。本工作中, 假定 $\lambda = \lambda_0 \left(1 + \frac{N_i}{A} \right)$, 对于质子 $N_i = Z$, 对于中子 $N_i = N$, 而 λ_0 取 26.3163。其中: 轴对称的 Woods-Saxon 势为

$$V(\mathbf{r}) = \frac{V_{\text{q}}}{1 + \exp \left[\frac{r - R(\theta)}{a} \right]}, \quad (23)$$

其中: 中心势的深度 $V_{\text{q}} = V_0 \pm IV_{\text{s}}$, 对中子取加号, 对质子取减号, 而 V_{s} 是势深度的同位旋不对称部分, I 为相对中子过剩。采用

$$V_{\text{s}} = c_{\text{sym}} \left[1 - \frac{\kappa}{A^{1/3}} + \frac{2 - |I|}{2 + |I|A} \right], \quad (24)$$

其中: $c_{\text{sym}} = 29.2876$; $\kappa = 1.4492$ 。

在 GLDM 中考虑平均有效对能: 形状依赖的有效对能计算运用有限程液滴模型的表达式^[18]。

奇 Z , 奇 N 核:

$$E_{\text{pairing}} = \frac{4.8B_{\text{S}}}{N^{1/3}} + \frac{4.8B_{\text{S}}}{Z^{1/3}} - \frac{6.6}{B_{\text{S}}A^{2/3}}; \quad (25)$$

奇 Z , 偶 N 核:

$$E_{\text{pairing}} = \frac{4.8B_{\text{S}}}{Z^{1/3}}; \quad (26)$$

偶 Z , 奇 N 核:

$$E_{\text{pairing}} = \frac{4.8B_{\text{S}}}{N^{1/3}}; \quad (27)$$

偶 Z , 偶 N 核:

$$E_{\text{Pairing}} = 0; \quad (28)$$

式 (25) 到式 (27) 中的 B_s 为相对表面能:

$$B_s = \frac{\int_S dS}{S_{\text{sphere}}}. \quad (29)$$

对能随 B_s 的变化而变化。

在 GLDM 中需考虑子核椭球形变, 因为在准分子形状裂变到一定程度后, 对于大部分裂变核会发生同轴椭球形变^[19]。为了确定系统的具体形状需引入两个参数: 横向半轴 a_i 和径向半轴 c_i 。

$$a_i = R_i s_i^{1/3}, \quad c_i = R_i s_i^{-2/3}, \quad s_i = \frac{a_i}{c_i} \quad (30)$$

扁椭球形变的特点是 $s \leq 1$, 与之相对应的离心率 $e^2 = 1 - s^2$; 长椭球形变 $s \geq 1$, $e^2 = 1 - s^{-2}$ 。考虑椭球形变以后系统的体积能和表面能为: $E_{V12} = E_{V1} + E_{V2}$ 和 $E_{S12} = E_{S1} + E_{S2}$ 。扁椭情形时相对表面能:

$$B_{S_i} = \frac{(1 - e_i^2)^{1/3}}{2} \left[1 + \frac{\sin^{-1} e_i}{e_i (1 - e_i^2)^{1/2}} \right]. \quad (31)$$

对于长椭球:

$$B_{S_i} = \frac{(1 + \varepsilon_i^2)^{1/3}}{2} \left[1 + \frac{\ln(\varepsilon_i + (1 + \varepsilon_i^2)^{1/2})}{\varepsilon_i (1 + \varepsilon_i^2)^{1/2}} \right], \quad (32)$$

这里 $\varepsilon_i^2 = s_i^2 - 1$ 。形变核各自的库仑自能为

$$E_{C, \text{self}} = \frac{3e^2 Z_i^2 B_{C_i}}{5R_i}. \quad (33)$$

扁椭球时, 相对库仑能为

$$B_{C_i} = \frac{(1 - e_i^2)^{1/3}}{2e_i} \ln \frac{1 + e_i}{1 - e_i}, \quad (34)$$

而长椭球时为

$$B_{C_i} = \frac{(1 + \varepsilon_i^2)^{1/3}}{\varepsilon_i} \tan^{-1} \varepsilon_i. \quad (35)$$

同时形变核之间还存在相互作用库仑能:

$$E_{C, \text{int}} = \frac{e^2 Z_1 Z_2}{r} [s(\lambda_1) + s(\lambda_2) - 1 + S(\lambda_1, \lambda_2)], \quad (36)$$

这里: $\lambda_i^2 = \frac{c_i^2 - a_i^2}{r^2}$; r 表示子核质心之间的距离。扁椭情形时, $s(\lambda_i)$ 表示为

$$s(\lambda_i) = \frac{3}{4} \left(\frac{1}{\lambda_i} - \frac{1}{\lambda_i^3} \right) \ln \left(\frac{1 + \lambda_i}{1 - \lambda_i} \right) + \frac{3}{2\lambda_i^2}, \quad (37)$$

<http://www.npr.ac.cn>

而长椭球情形时为

$$s(\lambda_i) = \frac{3}{2} \left(\frac{1}{\omega_i} + \frac{1}{\omega_i^3} \right) \tan^{-1} \omega_i - \frac{3}{2\omega_i}, \quad (38)$$

这里 $\omega_i^2 = -\lambda_i^2, S(\lambda_1, \lambda_2)$ 可以用双重求和表示为

$$S(\lambda_1, \lambda_2) = \sum_{j=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{3}{(2j+1)(2j+3)} \times \frac{3}{(2k+1)(2k+3)} \frac{(2j+2k)!}{(2j)!(2k)!} \lambda_1^{2j} \lambda_2^{2k}. \quad (39)$$

在自发裂变过程中半衰期 $T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$, 其中衰变常数定义为 $\lambda = \nu_0 P$, 碰撞频率 $\nu_0 = 10^{20} \text{ s}^{-1}$ 。我们确定衰变常数的方法是先确定各个衰变道的衰变常数 λ_i , 然后求和 $\lambda = \lambda_1 + \lambda_2 + \dots + \lambda_n$ 。采用 WKB 近似, 势垒穿透几率 P 为

$$P_i = \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{2B(r)(E(r) - E(\text{sphere}))} dr \right], \quad (40)$$

其中 $B(r)$ 表示质量惯量^[20], 表达式为

$$B(r) = \mu \left\{ 1 + k \exp \left[-\frac{128}{51} \left(r - \frac{R_{\text{sph}}}{R_0} \right) \right] \right\}, \quad (41)$$

这里 k 取经验值 14.8。

我们基于 GLDM 理论计算的重核和超重核自发裂变半衰期与实验值符合得很好^[21], 表明包括微观效应后 GLDM 可以成功研究重核和超重核的自发裂变性。同时也表明考虑微观效应后 GLDM 结合 WKB 近似可以对超重核的自发裂变性给出准确地预言。因此, 我们运用 GLDM 计算了 $^{292-310}122$ 同位素链上自发裂变半衰期。计算结果将在 3.3 节中讨论。

3.3 同位素链上 α 衰变和自发裂变的竞争

由于 α 衰变和自发裂变是影响超重核稳定性的主要因素。因此通过研究两种衰变模式之间的竞争关系, 可以比较原子核相对于两种衰变模式的稳定性强弱, 为实验上探测和鉴定新核素提供了理论指导。

基于 GLDM, 计算了超重元素 $Z = 122$ 同位素链的 α 衰变和自发裂变的半衰期, 如图 1 所示。从图中可以看出, α 衰变和自发裂变半衰期的竞争关系, 在这条同位素链上计算出来的自发裂变半衰期最大值为 $T_{1/2} = 9.9 \times 10^{-2}$ (对于 $^{300}122$ 核素)。相应的对于 $^{300}122$ 核 α 衰变的半衰期为 $T_{1/2} = 4.8 \times 10^{-7}$ 。通过对比半衰期发现, 这时 α 衰变道占主导地位, 因此实验上可以通过对 α 衰变的探测, 来反推和鉴别 $Z = 122$ 同位素, 而不去分析大量的复杂的衰变产物来鉴别。

同时从图 1 可以看到, 在这条同位素链上中子数 $N = 176 \sim 184$ 区间内 $Z = 122$ 同位素自发裂变稳定性比 α 衰变稳定性更强, 理论上, 这些同位素是 α 衰变模式占优, 因此母核通过若干个 α 衰变链而衰减掉。在这条链上, $N = 184$ 自发裂变半衰期和 α 衰变半衰期都比较大, 大于 $N = 184$ 的同位素 α 衰变和自发裂变半衰期都急剧降低。另外, 从图 1 中还可以看到超重核 $^{292-310}122$ 同位素链上 α 衰变与自发裂变之间的竞争关系, 分析计算结果发现在 $A < 308 (N = 186)$ 时在同位素链上 $N = 176 \sim 186$ 之间 α 衰变为主要衰变模式。 $A > 308$ 时在同位素链上自发裂变为主要衰变模式。 $^{308}122$ 是 α 衰变和自发裂变的分界点, 暗示 $N = 184$ 可能会是一个幻数结构。

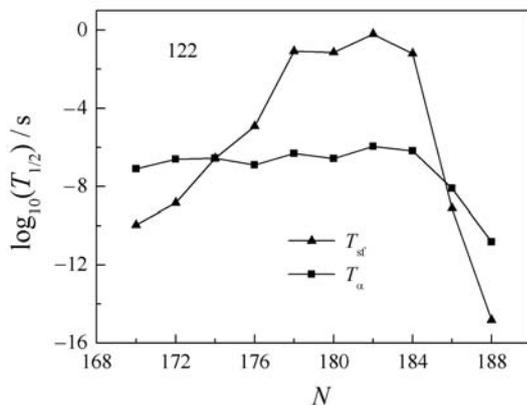


图 1 $Z = 122$ 同位素链的 α 衰变和自发裂变的竞争

4 总结

采用 GLDM 计算了超重核 $^{292-310}122$ 同位素链上 α 衰变与自发裂变之间的竞争关系, 计算结果发现在 $A < 308 (N = 186)$ 时在同位素链上 $N = 176 \sim 186$ 之间 α 衰变为主要衰变模式。 $A > 308$ 时在同位素链上自发裂变为主要衰变模式。 $^{308}122$ 是 α 衰变和自发裂变的分界点, 暗示 $N = 184$ 可能会是一个幻数结构。同时, 通过分析超重核 $^{292-310}122$ 同位素链上 α 衰变与自发裂变半衰期分支比之间的竞争, 发现超重核 $^{292-306}122$ 同位素链上 α 衰变分支比大于自发裂变,

如果实验上可以合成该同位素链上的某一核素, 可以通过探测 α 衰变来鉴别该新核素的合成。希望本文的计算结果对将来在实验室合成超重核素有一定的指导意义。

参考文献(References):

- [1] NILSSON S G, TSANG C F, SOBICZEWSKI A, *et al.* Nucl Phys A, 1969, **131**: 1.
- [2] MOSEL U, GREINER W. Z Phys, 1969, **111**: 261.
- [3] OGANESSIAN Y T, ABDULLIN SH F, BAILEY P D, *et al.* Phys Rev Lett, 2010, **104**: 142502.
- [4] DVORAK J, BRUCHLE W, CHELNOKOV M, *et al.* Phys Rev Lett, 2006, **97**: 242501.
- [5] ZHANG H F, ROYER G. Phys Rev C, 2007, **76**: 047304.
- [6] ZHANG Hongfei, ZUO Wei, LI Junqing, *et al.* Phys Rev C, 2006, **74**: 017304.
- [7] ZHANG H F, GAO Y, WANG N, *et al.* Phys Rev C, 2012, **85**: 014325.
- [8] ZHANG H F, ROYER G. Phys Rev C, 2008, **77**: 054318.
- [9] ROYER G, REMAUD B. J Phys G, 1984, **10**: 1541.
- [10] ROYER G, HADDAD F. Phys. Rev C, 1995, **51**: 2813.
- [11] ROYER G, ZBIRI K. Nucl Phys A, 2002, **697**: 630.
- [12] BONILLA C, ROYER G. Acta Phys Hung A, 2006, **25**(1): 11.
- [13] BAO X J, ZHANG H F, HU B S, *et al.* J Phys G, 2012, **39**: 095103.
- [14] ROYER G, GUPAT R K, DENISOV V Y. Nuclear Physics A, 1998, **632**: 275.
- [15] ROYER G, REMAUD B. J Phys G, 1982, **8**: L159.
- [16] FELDMER H. Nuclear Structure Study by Means of Nuclear Reaction[C]//12th Summer School on Nuclear Physics. Mikolajki, Poland, 1979.
- [17] MYERS W D. Droplet Model of Atomic Nuclei[M]. New York: Plenum Publishing, 1977.
- [18] MÖLLER P, NIX J R, MYERS W D. Nuclear Ground Masses and Deformations. Los Alamos present LA-UR-93-3083, Aug. 16, 1993.
- [19] ROYER G, PILLER C. J Phys G, 1992, **18**: 1805.
- [20] RANDRUP J, LARSSON S E, MÖLLER P. Phys Rev C, 1976, **13**: 229.
- [21] BAO Xiaojun, ZHANG Hongfei, ROYER G, *et al.* Nucl Phys A, 2013, **906**: 1.

Competition between α Decay and Spontaneous Fission in $^{292-310}122$ Isotopes

BAO Xiaojun¹, ZHANG Haifei¹, LI Junqing^{1, 2}, ZHANG Hongfei¹

(1. School of Nuclear Science and Technology, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China;

2. Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China)

Abstract: Based on the framework of the Generalized Liquid Droplet Model (GLDM), alpha decay and spontaneous fission half-lives for $^{292-310}122$ isotopes are studied. The calculation of the basic inputs which only need the two fragment mass numbers, charge numbers and the Q value. GLDM can describe alpha decay and spontaneous fission the nuclei. It is found that the alpha decay is the dominant mode of decay for isotopes with mass number $A < 308$, and for those with $A > 308$ spontaneous fission is dominant. The demarcation between alpha decay and spontaneous fission is at $^{308}122$, which shows the presence of a spherical neutron shell closure at $N = 184$.

Key words: superheavy nuclei; Generalized Liquid Droplet Model; α decay; spontaneous fission

Received date: 16 Dec. 2012 **Revised date:** 17 Jan. 2013

Foundation item: National Natural Science Foundation of China (11105035, 11175074, 11120101005, 10975064); Fundamental Research Funds for the Central Universities (lzujbky-2012-5); Knowledge Innovation Project of Chinese Academy of Sciences(KJJCX-SYW-N02)

Corresponding author: ZHANG Hongfei, E-mail: Zhanghongfei@lzu.edu.cn

<http://www.npr.ac.cn>